



超重核²⁹⁶Og的结构和 α 衰变

邢凤竹 崔建坡 高永浩 齐立倩 王艳召 顾建中

Structure and α Decay of Superheavy Nucleus ²⁹⁶Og

XING Fengzhu, CUI Jianpo, GAO Yonghao, QI Liqian, WANG Yanzhao, GU Jianzhong

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.40.2023059>

引用格式:

邢凤竹, 崔建坡, 高永浩, 齐立倩, 王艳召, 顾建中. 超重核²⁹⁶Og的结构和 α 衰变[J]. *原子核物理评论*, 2023, 40(4):511–518. doi: 10.11804/NuclPhysRev.40.2023059

XING Fengzhu, CUI Jianpo, GAO Yonghao, QI Liqian, WANG Yanzhao, GU Jianzhong. Structure and α Decay of Superheavy Nucleus ²⁹⁶Og[J]. *Nuclear Physics Review*, 2023, 40(4):511–518. doi: 10.11804/NuclPhysRev.40.2023059

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

能量密度泛函中不同对关联处理方式对原子核形变描述影响的探讨

Effect of Different Pairing Correlations on the Description of Nuclear Deformations within Energy Density Functional Framework
原子核物理评论. 2020, 37(1): 26–33 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2020006>

原子核第一激发能的统计规律

Statistical Features of the First Excitation Energy of Nuclei
原子核物理评论. 2019, 36(4): 408–413 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.36.04.408>

香港大学在束伽玛谱学研究 with 新一代伽玛探测器阵列(英文)

Studies of in-beam Gamma Spectroscopy and Next-generation Gamma Detector Array at HKU
原子核物理评论. 2017, 34(3): 332–337 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.332>

利用改进的Gamow-like模型研究原子核的 α 衰变和质子放射性

Study of α Decay and Proton Radioactivity Half-lives Based on Improved Gamow-like Model
原子核物理评论. 2020, 37(3): 554–562 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNP08>

理论预测超重核^{274–291}Cn和^{266–287}Ds的衰变模式

Theoretical Descriptions of Decay Modes in ^{274–291}Cn and ^{266–287}Ds Superheavy Nuclei
原子核物理评论. 2018, 35(4): 455–462 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.04.455>

基于相对论平均场有效对力的中子物质BCS–BEC跨越

BCS–BEC Crossover in Neutron Matter with RMF Effective Pairing Interaction
原子核物理评论. 2018, 35(4): 505–510 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.04.505>

文章编号: 1007-4627(2023)04-0511-08

超重核 ^{296}Og 的结构和 α 衰变

邢凤竹^{1,2,3,4}, 崔建坡^{1,2,3}, 高永浩^{1,2,3}, 齐立倩^{1,2,3}, 王艳召^{1,2,3,5,6,†}, 顾建中^{6,†}

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. 石家庄铁道大学河北省工程力学基础学科研究中心, 石家庄 050043;
4. 深圳大学物理与光电工程学院, 广东 深圳 518061;
5. 华北电力大学河北省物理学与能源技术重点实验室, 河北 保定 071000;
6. 中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘要: 在变形的 Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov(SHFB) 理论框架下, 利用 SLy4 相互作用研究体积、表面和混合对力对超重核 ^{296}Og 基态性质, 如位能面、单粒子能谱、双中子分离能及 α 衰变能的影响。研究表明: 1) 体积和混合对力预言的 ^{296}Og 的基态形状接近于球形, 而表面对力预言其有着明显的形状共存; 2) 三种对力预言 ^{296}Og 都具有超形变, 对力对超形变态的结合能、位阱深度和激发能有着一定的影响, 且表面对力的影响最大; 3) 对力对 ^{296}Og 的壳结构、双中子分离能、 α 衰变能和 α 衰变半衰期有着一定的影响。同样地, 表面对力的影响也最明显。而且, 由对力引起的 α 衰变能的变化, 有时会导致 α 衰变半衰期的数量级发生改变。

关键词: 变形的 SHFB 理论; 对力; 位能面; 幻数; α 衰变

中图分类号: O571.25

文献标志码: A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.40.2023059

0 引言

20世纪60年代, 理论核物理学家预言, $Z=114$ 和 $N=184$ 为 ^{208}Pb 之后的质子幻数和中子幻数^[1-3]。由于这两个幻数附近的原子核的壳效应较强, 所以 $^{298}114$ 及其附近的原子核具有足够高的裂变位垒, 阻挡这些核发生裂变。从而导致这些核具有较长的寿命, 形成一个“超重稳定岛”^[1-9]。自那时起, 很多国家不断投入人力和物力, 建造或改进重离子加速器和相关的探测设备, 用于超重稳定岛的探索^[4-9]。

目前, 重离子熔合蒸发反应是合成超重核的主要途径。合成超重核的重离子熔合反应主要有“冷熔合”和“热熔合”两类^[4-9]。德国重离子物理研究所的科学家利用冷熔合反应合成了107~112号6种元素的一系列同位素^[10]。2004年, 日本核物理学家在验证 $Z=110$ -112元素存在的基础上, 利用冷熔合反应合成了113号元素^[11]。在1999-2009年期间, 俄罗斯Dubna实验室的科学家利

用 ^{48}Ca 束流轰击锕系元素靶的热熔合反应, 合成了 $Z=113$ ~118元素以及它们的一系列同位素^[12-13]。2010年, 科学家利用热熔合反应发现了117号元素^[14], 该元素于2014年得到确认^[15]。到目前为止, 人们已将元素周期表扩展至118号元素, 已将第七周期填满。此外, 人们已经给所有已合成的元素给予了符号命名和对应的中文命名^[16-22]。因此, 合成119和120号元素便成为核物理学家的下一个目标。尽管多个实验室已经利用热熔合反应开展了一些探索工作, 但均未取得成功^[23-24]。

我们知道, 壳效应是超重稳定岛存在的根本原因, 所以超重区的幻数是人们最关心的问题之一^[4-9]。因此, 人们采用多种方法来研究超重核的结构, 其中包括宏观-微观模型^[25-26]、非相对论能量密度泛函理论^[27-29]和相对论能量密度泛函理论^[30-33]。但是, 这些模型和理论预言的超重区的幻数却不尽相同。宏观-微观模型给出的超重区的幻数为 $Z=114$ 和 $N=184$ ^[25-26], 这与20世纪60年代人们预言的幻数相同。非相对论能量密度

收稿日期: 2023-07-09; 修改日期: 2023-10-17

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(U1832120, 11675265); 河北省中央引导地方科技发展资金项目(236Z4601G); 河北省自然科学基金杰青资助项目(A2020210012); 河北省自然科学基金面上资助项目(A2021210010); 河北省引进留学人员资助项目(C20230360); 河北省自然科学基金基础研究基地重点资助项目(A2023210064); 中国科学院高精度核谱学重点实验室开放课题(IMPKFKT-2021002)

作者简介: 邢凤竹(1996-), 女, 河北新河人, 博士生, 从事原子核结构理论研究; E-mail: xingfengzhu2023@email.szu.edu.cn

†通信作者: 王艳召, E-mail: wangyanzhao@stdu.edu.cn; 顾建中, E-mail: jzgu1963@ciae.ac.cn

泛函理论, 如 SHFB 理论, 预言的超重区的幻数除 $Z=114$ 和 $N=184$ 外, 还有 $Z=120$ 和 $N=172$ 以及 $Z=126$ 和 $N=184$ ^[27-29]。而相对论能量密度泛函理论给出的超重区的幻数为 $Z=120, 132$ 和 138 以及 $N=172, 184, 198, 228, 238$ 和 258 ^[30-33]。另外, 超重核的稳定性是人们关注的另一个重要问题^[4-9]。超重核最重要的衰变模式是 α 衰变和自发裂变, 它们之间的竞争决定着超重核的稳定性。目前用于 α 衰变和自发裂变研究的模型主要有双中心壳模型^[34]、液滴模型^[35]和结团模型^[36]等。这些模型都不同程度地再现了超重核 α 衰变和自发裂变半衰期的实验数据。尽管近些年来人们在超重核理论研究方面取得了很大的进步, 但是现有的模型在预言超重核结构和稳定性方面都有着一定的不确定性^[4-9], 因此必须考虑更多的物理因素, 对超重核的结构和衰变进行更深入的探索。

在核多体理论中, 在平均场近似的基础上考虑对关联可以描写原子核的大块和微观性质^[37-38]。目前, 处理对关联最常用方法是 Bardeen-Cooper-Schrieffer(BCS) 和 Bogoliubov 方法^[37-38]。相关研究表明, 对关联对原子核的质量、壳结构、晕结构、气泡结构和双质子发射等有着一定的影响^[39-43]。最近, Changizi 等^[44-45]在球形的 SHFB 理论框架下, 研究了体积、混合和表面三种对力对极端丰中子核结构的影响, 发现表面对力预言的核结构与其它两种对力预言的有着很大的差异, 且表面对力对核结构的影响最明显。Shi 等^[46]在 Skyrme 能量密度泛函理论框架下, 研究了不同对关联对原子核位能面的影响, 发现对关联不仅可以使位能面极小点的位阱变浅, 还可以降低位垒的高度。近些年来, 理论预言 178 为超重区的新中子幻数^[47-50]。因此, $N=178$ 的超重核的结构和衰变性质引起了人们的重视^[51-55]。Sobiczewski 和 Mohr 以及相关的研究者对 $^{296}\text{Og}(N=178)$ 的 α 衰变性质进行了系统学分析, 并给出了它的 α 衰变能和半衰期^[51-52]。Santhosh 等^[53]利用推广的液滴模型讨论了 ^{296}Og 结团放射的可能性。2018 年, Brewer 等^[54]利用 ^{48}Ca 束流轰击 $^{249-251}\text{Cf}$ 靶尝试合成 ^{296}Og , 但没有获得成功。之后, Bao 等^[55]利用双核模型分析了合成 ^{296}Og 的可能性。

为了更深刻地理解 ^{296}Og 的结构和衰变性质, 并为将来合成 ^{296}Og 提供一定的理论参考, 本工作在变形的 SHFB 理论框架下, 将研究体积、混合和表面对力对 ^{296}Og 的位能面、单粒子能谱、双中子分离能和 α 衰变等基态性质的影响。本工作的安排如下: 第 1 节介绍变形的 SHFB 理论, 第 2 节是计算结果和讨论, 最后是本工作的总结。

1 变形的 SHFB 理论简介

Skyrme 相互作用在坐标表象中的表达式为^[38, 56-58]:

$$V_{12} = t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) [\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k}^2 + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k}^2] + \frac{1}{2} t_2 (1 + x_2 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k}' \cdot \mathbf{k} + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) P^\sigma \left(\frac{1}{2} (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \right) + i W_0 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) (\sigma_1 + \sigma_2) \cdot \mathbf{k}' \times \mathbf{k}, \quad (1)$$

其中: $t_0, t_1, t_2, t_3, x_0, x_1, x_2, x_3, W_0$ 和 α 为自由参数。 t_0 项描述一个带有自旋交换算符的纯 δ 力, t_1 和 t_2 项反映相互作用的动量依赖性, 于是, 相互作用是有限力程的, 而不是零力程的, t_3 表示三体相互作用强度, 最后一项为自旋-轨道耦合项。这些参数通常由拟合有限核的结合能、电荷均方根半径、自旋-轨道劈裂等实验数据和核物质饱和点的性质得到。 P_σ 为自旋交换算符, \mathbf{k} 是两核子之间的相对动量算符, 在坐标表象中为

$$\mathbf{k} = \frac{1}{2i} (\nabla_1 - \nabla_2), \quad \mathbf{k}' = -\frac{1}{2i} (\nabla_1 - \nabla_2), \quad (2)$$

前者作用在右边, 后者作用在左边。

在粒子-粒子道中, 采用密度依赖的 δ 配对相互作用^[38, 56-57]:

$$V(r_1, r_2) = V_0 \left[1 - \eta \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \right] \delta(r_1 - r_2), \quad (3)$$

其中: V_0 是中子之间或质子之间的配对强度, 一般由原子核的奇偶质量差的实验数据来确定; ρ 是总核子密度; ρ_0 是饱和密度, 取固定值 0.16 fm^{-3} ; 在本工作的计算中, $\gamma=1$ 。根据 η 的选择不同, 可以得到不同的对力。 $\eta=0.0, 0.5$ 和 1.0 分别对应着体积、混合和表面对力。

在 SHFB 理论框架下, 原子核的总能量为^[38, 56-58]:

$$E = K + E_{\text{Skyrme}} + E_{\text{Coul}} + E_{\text{pair}} = \int d^3 \mathbf{r} [k(\mathbf{r}) + \varepsilon_{\text{Skyrme}}(\mathbf{r}) + \varepsilon_{\text{Coul}}(\mathbf{r}) + \varepsilon_{\text{pair}}(\mathbf{r})], \quad (4)$$

其中: $K, E_{\text{Skyrme}}, E_{\text{Coul}}$ 和 E_{pair} 分别为原子核的动能、Skyrme 能量、库仑能和对能。而 $k, \varepsilon_{\text{Skyrme}}, \varepsilon_{\text{Coul}}$ 和 $\varepsilon_{\text{pair}}$ 是上述各物理量对应的能量密度。

因此, 能量密度泛函 $H_{\text{Total}}(\mathbf{r})$ 可以写成^[38, 56-58]:

$$H_{\text{Total}}(\mathbf{r}) = H(\mathbf{r}) + \tilde{H}(\mathbf{r}), \quad (5)$$

其中 $H(\mathbf{r})$ 为式 (4) 中前三项能量密度之和, 其形式为:

$$\begin{aligned}
H(r) = & \frac{\hbar^2}{2m} \tau + \frac{1}{2} t_0 \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_0\right) \rho^2 - \left(\frac{1}{2} + x_0\right) \sum_q \rho_q^2 \right] + \\
& \frac{1}{2} t_1 \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_1\right) \rho \left(\tau - \frac{3}{4} \Delta \rho\right) - \left(\frac{1}{2} + x_1\right) \sum_q \rho_q \left(\tau_q - \frac{3}{4} \Delta \rho_q\right) \right] + \\
& \frac{1}{2} t_2 \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_2\right) \rho \left(\tau + \frac{1}{4} \Delta \rho\right) - \left(\frac{1}{2} + x_2\right) \sum_q \rho_q \left(\tau_q + \frac{1}{4} \Delta \rho_q\right) \right] + \\
& \frac{1}{12} t_3 \rho^\alpha \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_3\right) \rho^2 - \left(\frac{1}{2} + x_3\right) \sum_q \rho_q^2 \right] - \\
& \frac{1}{8} (t_1 x_1 + t_2 x_2) \sum_{ij} J_{ij}^2 + \frac{1}{8} (t_1 - t_2) \sum_{q,ij} J_{q,ij}^2 - \\
& \frac{1}{2} W_0 \sum_{ijk} \varepsilon_{ijk} \left[\rho \nabla_k J_{ij} + \sum_q \rho_q \nabla_k J_{q,ij} \right] + \\
& \frac{e^2}{2} \rho_q \int \frac{\rho_q(r')}{|r-r'|} dr' - \frac{3e^2}{4} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} \rho_q^{4/3}. \quad (6)
\end{aligned}$$

$\tilde{H}(r)$ 为对能密度泛函, 其形式为

$$\tilde{H}(r) = V_0 \left[1 - \eta \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \right] \sum_q \tilde{\rho}_q^2. \quad (7)$$

利用变分法可得到 SHFB 方程^[38, 56-57]:

$$\begin{aligned}
\sum_{\sigma'} \begin{pmatrix} h(r, \sigma, \sigma') & \tilde{h}(r, \sigma, \sigma') \\ \tilde{h}(r, \sigma, \sigma') & -h(r, \sigma, \sigma') \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U(E, r, \sigma') \\ V(E, r, \sigma') \end{pmatrix} = \\
\begin{pmatrix} E + \lambda & 0 \\ 0 & E - \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U(E, r\sigma) \\ V(E, r\sigma) \end{pmatrix}, \quad (8)
\end{aligned}$$

其中: 局域场 $h(r, \sigma, \sigma')$ 和 $\tilde{h}(r, \sigma, \sigma')$ 在坐标空间中的具体表达式为

$$\begin{aligned}
h_q(r, \sigma, \sigma') = & -\nabla M_q \nabla + U_q + \\
& \frac{1}{2i} \sum_{ij} (\nabla_i \sigma_j B_{q,ij} + B_{q,ij} \nabla_i \sigma_j), \quad (9)
\end{aligned}$$

$$\tilde{h}(r, \sigma, \sigma') = V_0 \left[1 - \eta \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \right] \tilde{\rho}_q. \quad (10)$$

在式(9)和(10)中, 有效质量 M_q 、自旋-轨道耦合场 $B_{q,ij}$ 和平均场 U_q 的形式为

$$\begin{aligned}
M_q = & \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{t_1}{4} \left[\left(1 + \frac{x_1}{2}\right) \rho - \left(x_1 + \frac{1}{2}\right) \rho_q \right] + \\
& \frac{t_2}{4} \left[\left(1 + \frac{x_2}{2}\right) \rho - \left(x_1 + \frac{1}{2}\right) \rho_q \right], \quad (11)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B_{q,ij} = & -\frac{1}{4} (t_1 x_1 + t_2 x_2) J_{ij} + \frac{1}{4} (t_1 - t_2) J_{q,ij} + \\
& \frac{1}{2} W_0 \sum_{ijk} \varepsilon_{ijk} \nabla_k (\rho + \rho_q), \quad (12)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
U_q = & t_0 \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_0\right) \rho - \left(x_0 + \frac{1}{2}\right) \rho_q \right] + \\
& \frac{1}{4} t_1 \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_1\right) \left(\tau - \frac{3}{2} \Delta \rho\right) - \left(x_1 + \frac{1}{2}\right) \left(\tau_q - \frac{3}{2} \Delta \rho_q\right) \right] + \\
& \frac{1}{4} t_2 \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_2\right) \left(\tau + \frac{1}{2} \Delta \rho\right) + \left(x_2 + \frac{1}{2}\right) \left(\tau_q + \frac{1}{2} \Delta \rho_q\right) \right] + \\
& \frac{1}{12} t_3 \rho^\alpha \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_3\right) (2 + \alpha) \rho - \left(x_3 + \frac{1}{2}\right) \left(2 \rho_q + \frac{\alpha}{\rho} \sum_{q'} \rho_{q'}^2\right) \right] - \\
& \frac{\gamma V_0 \eta}{2\rho} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \sum_q \tilde{\rho}_q^2 - \frac{1}{2} W_0 \sum_{ijk} \varepsilon_{ijk} \nabla_k [J_{ij} + J_{q,ij}]. \quad (13)
\end{aligned}$$

求解式(8)可得到原子核的结合能、半径、形变、准粒子能量等基态性质。另外, 用约束形变的方法可以得到不同形变下的原子核的能量(结合能), 即位能面。若仅考虑四极形变, 在计算原子核的位能面时, 形变约束条件采用如下形式^[56]:

$$E^Q = C_Q (\langle \hat{Q} \rangle - \bar{Q})^2, \quad (14)$$

这里: \bar{Q} 为质量四极矩的约束值; C_Q 为强度系数; $\langle \hat{Q} \rangle$ 为质量四极矩算符的平均值, 质量四极矩算符在柱坐标中的表达式为

$$\hat{Q} = 2z^2 - r^2. \quad (15)$$

为了求解 SHFB 方程, 人们编写了多种版本的计算程序, 如 HFBTHO^[38, 56] 和 HFODD^[57]。本研究工作采用的是 HFBTHO(V1.66p) 计算程序^[56]。

2 计算结果与讨论

在本工作中, 利用 SLy4 相互作用参数研究²⁹⁶Og 的基态性质^[59]。在具体的计算过程中, 选取 20 个谐振子壳层, 利用谐振子基展开的办法求解方程(8), 从而可以得到本征波函数和本征能量。为了避免粒子数不守恒, 在 Lipkin-Nogami 方法的基础之上, 做了精确的粒子数投影(在变分之后再投影)。方程(3)中的对力强度 V_0 是可以调的, 它的大小通过¹²⁰Sn 的经验中子对能隙 1.31 MeV 来确定^[44-45]。具体的做法是, 连续改变 V_0 的大小, 计算¹²⁰Sn 的中子对能隙, 当程序输出的对能隙恰好等于 1.31 MeV 时, 便可以把 V_0 的值确定下来。通过计算, 确定出了体积、混合和表面对力下的 V_0 值, 分别是 -225.19, -345.82 和 -596.04 MeV·fm³。由这三个 V_0 的值可知, 表面对力最强, 混合对力次之, 体积对力最弱。在计算过程中, 对力窗口截断能量取 60 MeV。在上述条件下, 本工作所有的计算结果均收敛。

图 1 为利用体积、混合和表面对力计算得到的 ^{296}Og 的位能面。从图 1 可以看出，体积和混合对力预言的 ^{296}Og 的基态形状接近于球形，而表面对力预言的 ^{296}Og 的基态形状为扁椭球(四极形变参数 $\beta_2 \approx -0.1$)，且具有明显的扁椭球和长椭球 ($\beta_2 \approx 0.1$) 的形状共存。同时，还发现三种对力预言的位能面在 $\beta_2 = 0.5$ 处均有极小值，表明此处存在该原子核的超形变。随着对力的不断增强，超形变处的结合能在不断增加，且表面对力对超形变态的结合能影响最为明显。此外，还计算了在三种对力下超形变态的位阱深度 ΔE (外垒能量与超形变态能量之差)和激发能 E^* (超形变态与基态之间的能量差)，如表 1 所列。从表 1 中可看出，随着对力的不断增强， ΔE 和 E^* 都在不断减小，且表面对力使 ΔE 和 E^* 变得更小。由于 SHFB 方程同时包含平均场和对力场 [38, 56–58]，所以，对力不同，得到的准粒子能量和位能面就不同。

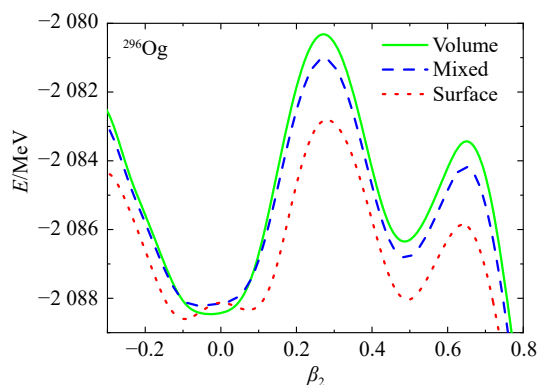


图 1 利用体积、混合和表面三种对力计算得到的 ^{296}Og 的位能面(在线彩图)

表 1 在三种对力情况下， ^{296}Og 超形变态的位阱深度 ΔE 和激发能 E^*

	ΔE / MeV	E^* / MeV
体积对力	3.43	2.00
混合对力	3.18	1.26
表面对力	2.75	0.15

为了考察 $N=178$ 是否为幻数，图 2 给出了在体积、混合和表面对力下不同极值点的正则基下的单中子能谱。单中子能谱用符号 $2\Omega^\pi [N, n_z, m]$ 来表示。 Ω^π 为总角动量在 z 轴上的投影量子数和宇称， N 为谐振子的主量子数， n_z 为 z 轴上的量子数， m 为轨道角动量 l 在 z 轴上的投影量子数，前置系数 2 是考虑到能级的二重简并。从图 2 可以看到，体积和混合对力预言的单中子谱比较接近，而表面对力预言的单中子能谱却与前两种对力预言的差别很大。而且，对于任何一种对

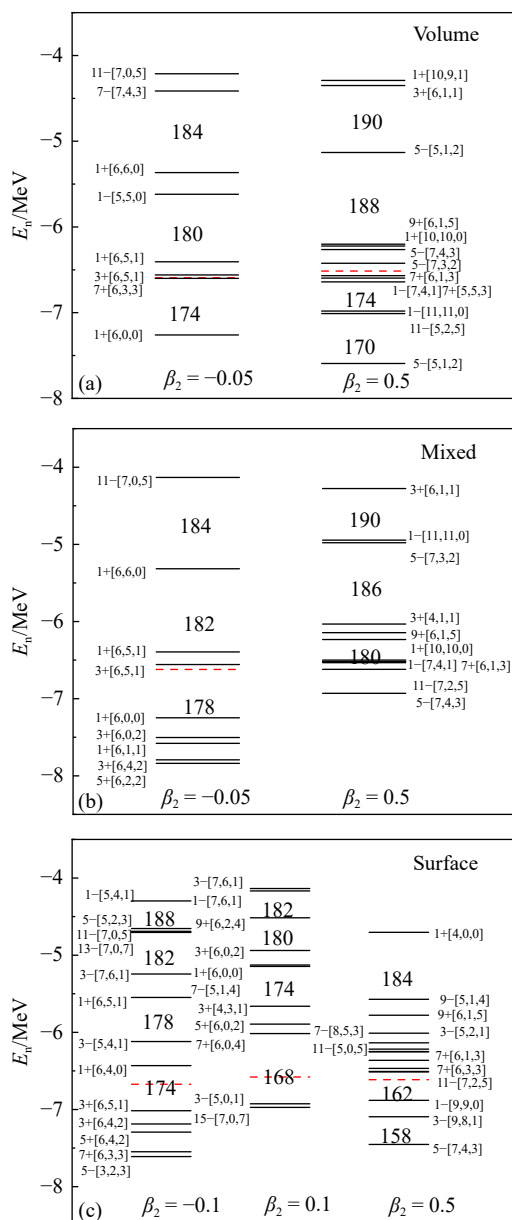


图 2 利用体积、混合和表面三种对力计算得到的 ^{296}Og 的单中子能谱(虚线为费米能级)(在线彩图)

力，无论是基态、亚稳态还是超形变态， $N=178$ 处均不是最宽的能隙，表明 $N=178$ 在这些状态下可能不是幻数。

为了进一步检验 $N=178$ 是否为幻数，我们给出了在三种对力下 $Z=118$ 同位素链上原子核在基态和超形变态下的双中子分离能 S_{2n} 随中子数 N 的演化情况，如图 3 所示。从图 3 可以看到，表面对力对 S_{2n} 的影响最明显。不管 ^{296}Og 处于哪种状态，任何对力预言的 S_{2n} 在 $N=178$ 处均没有“突变”，表明 178 不是中子幻数。不过需要说明的是，若采用其它 Skyrme 相互作用参数，则计算结果很可能会发生变化。因此，178 是否为中子幻数有待将来的实验检验。

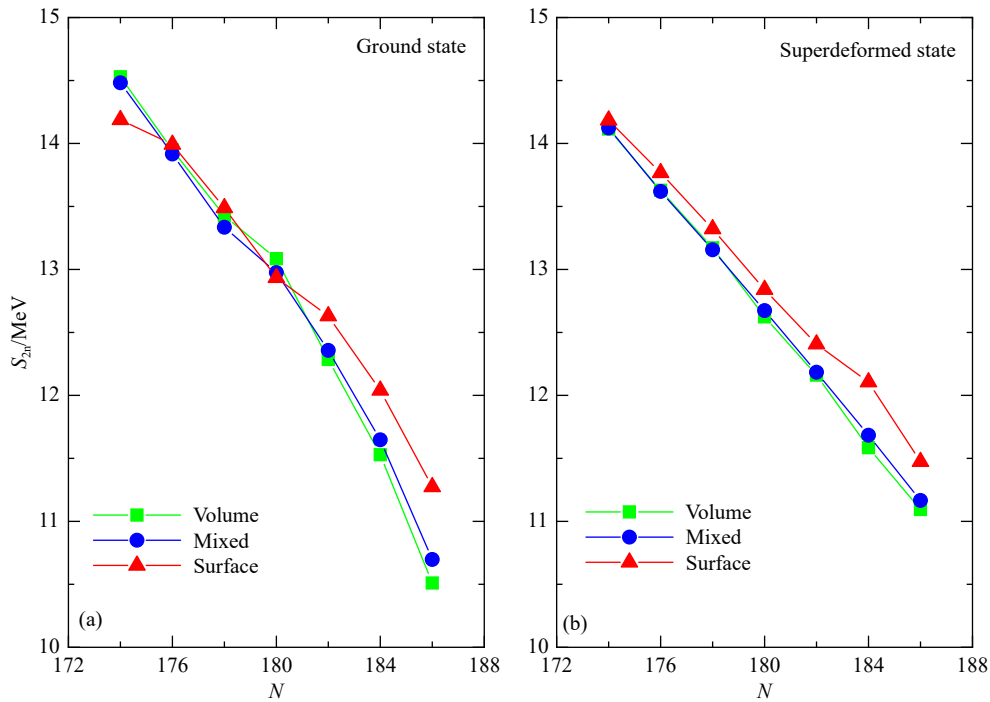


图 3 利用体积、混合和表面三种对力计算得到的 $Z=118$ 同位素链上原子核 (a) 在基态下的双中子分离能 S_{2n} 随中子数 N 的演化和 (b) 在超形变态下的 S_{2n} 随 N 的演化(在线彩图)

α 衰变是超重核最主要的衰变模式之一 [1-9]。通常人们只关心从母核基态到子核基态的 α 衰变。 ^{296}Og 经 α 衰变后的子核为 ^{292}Lv 。图 4 给出了在体积、混合和表面三种对力下 ^{292}Lv 的位能面。从图 1 和图 4 中可以看到，除基态外，这两个核都存在亚稳态和超形变态。所以可以推测，当母核发生 α 衰变时，可以从基态、亚稳态和超形变态跃迁到子核的各个状态。这样，就会形成多个分支的 α 衰变，如图 5 所示。在图 5 中，1, 2 和 3 分别表示原子核处于扁椭球、长椭球和超形变三种状态。若母核和子核都存在这三种状态，母核和子核之间的 α 衰变会有 9 种可能的途径。按照图 5 的物理含义，计算了在三种对力情况下， ^{296}Og 的基态或亚稳态跃迁到子

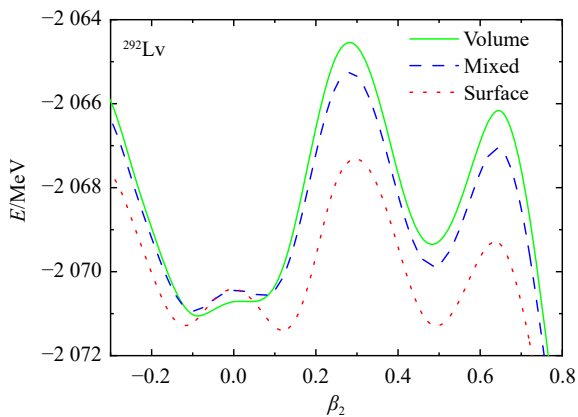


图 4 利用体积、混合和表面三种对力计算得到的 ^{292}Lv 的位能面(在线彩图)

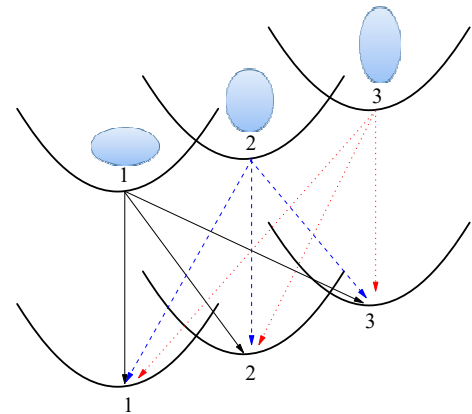


图 5 母核与子核之间发生 α 衰变的可能途径示意图(在线彩图)

核 ^{292}Lv 的 α 衰变能 Q_α ，如表 2 所列。从表 2 中可以看到，在体积和混合对力情况下，不同类型跃迁的 Q_α 值不同。但在表面对力情况下，不同类型跃迁的 Q_α 值却比较接近。另外，从表 2 还可以看到，对于同一类跃迁，如状态 1 衰变到状态 3，不同对力对 Q_α 值有一定影响。

为了有助于将来实验上寻找在各个状态下 ^{296}Og 的 α 衰变，有必要预言它们的半衰期。众所周知， α 衰变本质上是量子位垒的穿过程。在这个图像的基础上，人们发展了多种描述 α 衰变的模型 [34-36, 60-66]。这些模型不同精度地再现了 α 衰变半衰期的实验数据，并对超重核 α 衰变的半衰期做出了理论预言 [34-36, 60-66]。最近，我们在考虑精确的电荷半径、包含核结构信息的碰撞频

表 2 在三种对力情况下, 从 ^{296}Og 的基态、亚稳态和超形变态跃迁到子核 ^{292}Lv 的 α 衰变能和半衰期

衰变能与半衰期	体积对力	混合对力	表面对力
$Q_\alpha^{1\rightarrow 1}/\text{MeV}$	11.02	11.18	10.91
$Q_\alpha^{1\rightarrow 2}/\text{MeV}$	10.57	10.71	11.04
$Q_\alpha^{1\rightarrow 3}/\text{MeV}$	9.28	10.08	11.00
$Q_\alpha^{2\rightarrow 1}/\text{MeV}$	13.02	12.40	11.26
$Q_\alpha^{2\rightarrow 2}/\text{MeV}$	12.58	11.97	11.38
$Q_\alpha^{2\rightarrow 3}/\text{MeV}$	11.28	11.34	11.35
$Q_\alpha^{3\rightarrow 1}/\text{MeV}$	-	-	11.42
$Q_\alpha^{3\rightarrow 2}/\text{MeV}$	-	-	11.54
$Q_\alpha^{3\rightarrow 3}/\text{MeV}$	-	-	11.5
$\log T_{1/2}^{1\rightarrow 1}/\text{s}$	-1.22	-1.61	-0.97
$\log T_{1/2}^{1\rightarrow 2}/\text{s}$	-0.10	-0.46	-1.27
$\log T_{1/2}^{1\rightarrow 3}/\text{s}$	3.67	1.25	-1.17
$\log T_{1/2}^{2\rightarrow 1}/\text{s}$	-5.52	-4.39	-1.82
$\log T_{1/2}^{2\rightarrow 2}/\text{s}$	-4.67	-3.42	-2.10
$\log T_{1/2}^{2\rightarrow 3}/\text{s}$	-1.86	-1.99	-2.01
$\log T_{1/2}^{3\rightarrow 1}/\text{s}$	-	-	-2.18
$\log T_{1/2}^{3\rightarrow 2}/\text{s}$	-	-	-2.46
$\log T_{1/2}^{3\rightarrow 3}/\text{s}$	-	-	-2.37

率、 α 粒子带走的轨道角动量和同位旋等物理因素的基础上, 提出了一个高精度的计算 α 衰变半衰期的经验公式^[67]:

$$\log_{10} T_{1/2} = a - b \log_{10} Q_\alpha^{1/2} - c \log_{10} R_p - d \log_{10} P + e \frac{l(l+1)}{\sqrt{(A_p-4)(Z_p-2)A_p^{2/3}}} + fI + gI^2, \quad (16)$$

其中: a, b, c, d, e, f 和 g 为参数, 由拟合 515 个从母核基态到子核基态的 α 衰变的实验数据得到。 $I = (N - Z)/A$ 表示同位旋, l 为在衰变过程中 α 粒子带走的轨道角动量。

穿透概率 P 的表达式如下:

$$-\log_{10} P = (\mu_A Z_d Z_\alpha R_b)^{1/2} \times [\arccos \sqrt{r} - \sqrt{r(1-r)}]. \quad (17)$$

其中 $r = R_{\text{in}}/R_{\text{out}}$, 即为入射点 R_{in} 与出射点 R_{out} 的比值。入射点 $R_{\text{in}} = R_d + R_\alpha$, R_d 为子核的电荷半径, R_α 为 α 粒子的电荷半径, $R_\alpha = 1.6755 \text{ fm}$ 。出射点 R_{out} 的形式为

$$R_{\text{out}} = \frac{Z_d Z_\alpha e^2}{2Q_\alpha} + \sqrt{\left(\frac{Z_d Z_\alpha e^2}{2Q_\alpha}\right)^2 + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu_A Q_\alpha}}. \quad (18)$$

式 (16) 中的 R_p 为母核的电荷半径, 母核和子核的电荷半径由下式计算得到:

$$R_{p(d)} = r_0 \left(1 - r_1 \frac{N_{p(d)} - Z_{p(d)}}{Z_{p(d)}} + r_2 \frac{1}{Z_{p(d)}} \right) Z_{p(d)}^{1/3}, \quad (19)$$

其中 r_0, r_1 和 r_2 为拟合常数, 取自参考文献^[68]。

将各种不同对力和各种不同跃迁类型的 Q_α 值输入到式 (16) 中, 计算了各个对应的 α 衰变的半衰期, 为将来在实验上寻找这些 α 衰变提供理论参考。从表 2 可以看到, 不同类型的对力引起的 Q_α 值的变化, 如从状态 1 衰变到状态 3 的 Q_α 值的变化, 会引起半衰期的数量级改变。

3 结论

在变形的 SHFB 理论框架下, 首先利用 SLy4 相互作用研究了体积、表面和混合对力对超重核 ^{296}Og 位能面、单粒子能谱和双中子分离能的影响。接着, 研究了 ^{296}Og 基态、亚稳态和超形变态发生 α 衰变的可能性, 并讨论了对力对不同跃迁类型的 α 衰变能的影响。最后, 利用我们近期提出的经验公式, 预言了不同跃迁类型的 α 衰变的半衰期。通过对计算结果进行分析, 可以得到如下结论:

1) 体积和混合对力预言的 ^{296}Og 的基态形状为近球形, 表面对力预言 ^{296}Og 有着明显的形状共存。

2) 三种对力都预言 ^{296}Og 具有超形变, 对力对超形变态的结合能、位阱深度和激发能有着一定的影响, 且表面对力的影响最大。

3) 表面对力对基态和超形变态的单中子能谱和双中子分离能的影响最明显。尽管如此, 无论采用哪种对力进行计算, 178 均不是在基态和超形变态下的中子幻数。

4) 在体积和混合对力情况下, 不同类型跃迁的 α 衰变能不同。在表面对力情况下, 不同类型跃迁的 α 衰变能比较接近。另外, 对于同一类跃迁, 对力对 α 衰变的半衰期有着一定的影响, 这种影响有时会导致半衰期的数量级发生改变。

致谢 感谢董建敏研究员对本工作的有益讨论。

参考文献:

- [1] SOBICZEWSKI A, GAREEV F, KALINKIN B. *Phys Lett*, 1966, 22: 500.
- [2] NILSSON S G, TSANG C F, SOBICZEWSKI A, et al. *Nucl Phys A*, 1969, 131: 1.
- [3] STRUTINSKY V M. *Nucl Phys A*, 1967, 95: 420.
- [4] LI Lulu, LV Bingnan, WANG Nan, et al. *Nuclear Physics Review*, 2014, 31: 253. (in Chinese)
(李璐璐, 吕炳楠, 王楠, 等. *原子核物理评论*, 2014, 31: 253.)
- [5] ZHOU Shangui. *Nuclear Physics Review*, 2017, 34: 318. (in

- Chinese)
(周善贵. 原子核物理评论, 2017, 34: 318.)
- [6] ZHOU Xiaohong, ZHANG Zhiyuan, GAN Zaiguo, et al. *Scientia Sinica Physica Mechanica Astronomica*, 2020, 50: 112002. (in Chinese)
(周小红, 张志远, 甘再国, 等. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 112002.)
- [7] ZHOU Shangui. *Physics*, 2014, 43: 817. (in Chinese)
(周善贵. 物理, 2014, 43: 817.)
- [8] ZHOU Xiaohong, XU Hushan. *Physics*, 2019, 48: 640. (in Chinese)
(周小红, 徐珊珊. 物理, 2019, 48: 640.)
- [9] NAZAREWICZ W. *Nature Phys*, 2018, 14: 537.
- [10] HOFMANN S, MÜNZENBERG G. *Rev Mod Phys*, 2000, 72: 733.
- [11] MORITA K, MORIMOTO K, KAJI D, et al. *J Phys Soc Jpn*, 2004, 73: 2593.
- [12] OGANESSIAN Y T, SOBICZEWSKI A, TER-AKOPIAN G M. *Phys Scr*, 2017, 92: 023003.
- [13] OGANESSIAN Y T, UTYONKOV V K. *Rep Prog Phys*, 2015, 78: 036301.
- [14] OGANESSIAN Y T, ABDULLIN F S H, BAILEY P D, et al. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 142502.
- [15] KHUYAGBAATAR J, YAKUSHEV A, DÜLLMANN C E, et al. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 172501.
- [16] KAROL P J, BARBER R C, SHERRILL B M, et al. *Pure Appl Chem*, 2016, 88: 139.
- [17] KAROL P J, BARBER R C, SHERRILL B M, et al. *Pure Appl Chem*, 2016, 88: 155.
- [18] LUO Yixiao. *Chinese Science Bulletin*, 2016, 61: 2326. (in Chinese)
(罗亦孝. 科学通报, 2016, 61: 2326.)
- [19] China National Committee for Terms in Sciences and Technologies. *China Terminology*, 2017, 19(2): 25. (in Chinese)
(全国科学技术名词审定委员会. 中国科技术语, 2017, 19(2): 25.)
- [20] ZHANG Huanqiao. *China Terminology*, 2017, 19(2): 26. (in Chinese)
(张焕乔. 中国科技术语, 2017, 19(2): 26.)
- [21] ZHOU Shangui. *China Terminology*, 2017, 19(2): 35. (in Chinese)
(周善贵. 中国科技术语, 2017, 19(2): 35.)
- [22] CAI Lei. *China Terminology*, 2017, 19(2): 38. (in Chinese)
(才磊. 中国科技术语, 2017, 19(2): 38.)
- [23] OGANESSIAN Y T, UTYONKOV V K, LOBANOV Y V, et al. *Phys Rev C*, 2009, 79: 024603.
- [24] KHUYAGBAATAR J, YAKUSHEV A, DÜLLMANN C E, et al. *Phys Rev C*, 2020, 102: 064602.
- [25] MÖLLER P, SIERK A J, ICHIKAWA T, et al. *At Data Nucl Data Tables*, 2016, 109-110: 1.
- [26] MO Q, LIU M, WANG N. *Phys Rev C*, 2014, 90: 024320.
- [27] BENDER M, HEENEN P-H. *Rev Mod Phys*, 2003, 75: 121.
- [28] RUTZ K, BENDER M, BURVENICH T, et al. *Phys Rev C*, 1997, 56: 238.
- [29] WANG Y Z, GAO Y H, CUI J P, et al. *Commun Theor Phys*, 2020, 72: 025303.
- [30] VRETENAR D, AFANASJEV A V, LALAZISSIS G A, et al. *Phys Rep*, 2005, 409: 101.
- [31] MENG J, TOKI H, ZHOU S G, et al. *Pro Part Nucl Phys*, 2006, 57: 470.
- [32] ZHANG W, MENG J, ZHANG S, et al. *Nucl Phys A*, 2005, 753: 106.
- [33] LI J J, LONG W H, MARGUERON J, et al. *Phys Lett B*, 2014, 732: 169.
- [34] MIREA M. *Phys Rev C*, 1996, 54: 302.
- [35] ZHANG Hongfei, BAO Xiaojun, WANG Jiamei, et al. *Nuclear Physics Review*, 2013, 30: 241. (in Chinese)
(张海飞, 包小军, 王佳眉, 等. 原子核物理评论, 2013, 30: 241.)
- [36] REN Zhongzhou, XU Chang. *Nuclear Physics Review*, 2006, 23: 369. (in Chinese)
(任中洲, 许昌. 原子核物理评论, 2006, 23: 369.)
- [37] REINHARD P G, SCHUETRUMPF B, MARUHN J A. *Compu Phys Commun*, 2021, 258: 107603.
- [38] NAVARRO PEREZ R, SCHUNCK N, LASSERI R-D, et al. *Compu Phys Commun*, 2017, 220: 363.
- [39] GORIELY S, CHAMEL N, PEARSON J M. *Phys Rev C*, 2016, 93: 034337.
- [40] WANG Y Z, LI Y, QI C, et al. *Chin Phys Lett*, 2019, 36: 032101.
- [41] DOBACZEWSKI J, NAZAREWICZ W, REINHARD P-G. *Nucl Phys A*, 2001, 693: 361.
- [42] ZHANG Y, MATSUO M, MENG J. *Phys Rev C*, 2012, 86: 054318.
- [43] WANG Y Z, XING F Z, CUI J P, et al. *Chin Phys C*, 2023, 47: 084101.
- [44] CHANGIZI S A, QI C. *Phys Rev C*, 2015, 91: 024305.
- [45] CHANGIZI S A, QI C. *Nucl Phys A*, 2016, 951: 97.
- [46] SHI Haoqiang, WANG Xiaobao, DONG Guoxiang, et al. *Nuclear Physics Review*, 2020, 37: 26. (in Chinese)
(师浩强, 王小保, 董国香, 等. 原子核物理评论, 2020, 37: 26.)
- [47] WANG Y Z, WANG S J, HOU Z Y, et al. *Phys Rev C*, 2015, 92: 064301.
- [48] CUI J P, ZHANG Y L, ZHANG S, et al. *Phys Rev C*, 2018, 97: 014316.
- [49] NAKADA H, SUGIURA K. *Prog Theor Exp Phys*, 2014, 2014: 033D02.
- [50] THAKUR S, KUMAR S, KUMAR R. *Braz J Phys*, 2013, 43: 152.
- [51] SOBICZEWSKI A. *Phys. Rev. C*, 2016, 94: 051302(R).
- [52] MOHR P. *Phys. Rev. C*, 2017, 95: 011302(R).
- [53] SANTHOSH K P, JOSE T A, DEEPAK N K. *Phys Rev C*, 2021, 103: 064612.
- [54] BREWER N T, UTYONKOV V K, RYKACZEWSKI K P, et al. *Phys Rev C*, 2018, 98: 024317.
- [55] BAO X J. *Phys Rev C*, 2019, 100: 011601(R).
- [56] STOITSOV M V, DOBACZEWSKI J, NAZAREWICZ W, et al. *Comput Phys Comm*, 2005, 167: 43.
- [57] DOBACZEWSKI J, OLBRATOWSKI P. *Comput Phys Comm*, 2005, 167: 214.
- [58] SU Xuedou, QI Shengmei, LIU Xiao, et al. *Nuclear Physics Review*, 2017, 34: 469.
(苏学斗, 齐胜美, 刘肖, 等. 原子核物理评论, 2017, 34: 469.)
- [59] CHABANAT E, BONCHE P, HAENSEL P, et al. *Nucl Phys A*, 1998, 635: 231.
- [60] REN Zhongzhou, XU Chang. *Nuclear Physics Review*, 2005, 22: 344. (in Chinese)
(任中洲, 许昌. 原子核物理评论, 2005, 22: 344.)
- [61] XU C, REN Z Z. *Phys Rev C*, 2008, 78: 057302.

- [62] ZHANG H F, ROYER G, WANG Y J, et al. *Phys Rev C*, 2009, 80: 057301. *ence Technology*, 2017, 51: 1544. (in Chinese)
(王艳召, 崔建坡, 刘军, 等. *原子能科学技术*, 2017, 51: 1544.)
- [63] SUN X D, GUO P, LI X H. *Phys Rev C*, 2016, 93: 034316. [67] XING F Z, QI H, CUI J P, et al. *Nucl Phys A*, 2022, 1028: 122528.
- [64] ROYER G. *J Phys G: Nucl Part Phys*, 2000, 26: 1149. [68] SHENG Zongqiang, FAN Guangwei, QIAN Jianfa. *Acta Physica Sinica*, 2015, 64: 112101. (in Chinese)
- [65] DUARTE S B, TAVARES O A P, GUZMAN F, et al. *At Data Nucl Data Tables*, 2002, 80: 235. (圣宗强, 樊广伟, 钱建发. *物理学报*, 2015, 64: 112101.)
- [66] WANG Yanzhao, CUI Jianpo, LIU Jun, et al. *Atomic Energy Sci-*

Structure and α Decay of Superheavy Nucleus ^{296}Og

XING Fengzhu^{1,2,3,4}, CUI Jianpo^{1,2,3}, GAO Yonghao^{1,2,3}, QI Liqian^{1,2,3}, WANG Yanzhao^{1,2,3,5,6,†}, GU Jianzhong^{6,†}

(1. Department of Mathematics and Physics, Shijiazhuang Tiedao University, Shijiazhuang 050043, China;

2. Institute of Applied Physics, Shijiazhuang Tiedao University, Shijiazhuang 050043, China;

3. Hebei Research Center of the Basic Discipline Engineering Mechanics, Shijiazhuang Tiedao University, Shijiazhuang 050043, China;

4. School of Physics and Optoelectronic Engineering, Shenzhen University, Shenzhen 518061, Guangdong, China;

5. Hebei Key Laboratory of Physics and Energy Technology, North China Electric Power University, Baoding 071000, Hebei, China;

6. China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

Abstract: The nuclear ground state properties of the superheavy nucleus ^{296}Og , such as the potential energy surface, single-particle energy spectrum, two-neutron separation energy and α -decay energy, are studied with the volume, surface and mixed pairings based on the SLy4 interaction in the framework of the deformed Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov(SHFB) theory. It is found that 1) The ground state shape of ^{296}Og is nearly spherical with the volume and mixed pairings. However, the shape coexistence of ^{296}Og is predicted with the surface pairing. 2) The super-deformed states are predicted by all of the three kinds of pairings. The binding energy, potential well depth and excitation energy of the super-deformed states are influenced by the pairings. At the same time, the surface pairing effect on the properties of the super-deformed states is the most evident. 3) The pairings have certain influence on the shell structure, two-neutron separation energy, α -decay energy and α -decay half-life of ^{296}Og and the impact from the surface pairing is the strongest. Moreover, the order of magnitude of α -decay half-life is varied occasionally owing to the change of the α -decay energy caused by the pairings.

Key words: deformed SHFB theory; pairing correlation; potential energy surface; magic number; α -decay

Received date: 09 Jul. 2023; **Revised date:** 17 Oct. 2023

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(U1832120, 11675265); S&T Program of Hebei(236Z4601G); Natural Science Foundation for Outstanding Young Scholars of Hebei Province(A2020210012); Natural Science Foundation of Hebei Province(A2021210010); Scientific Research Foundation for the Introducing Returned Overseas Chinese Scholars of Hebei Province(C20230360); Key Project of Natural Science Foundation for Basic Discipline Research of Hebei Province(A2023210064); Key Laboratory of High Precision Nuclear Spectroscopy, Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences(IMPKFKT2021002)

† **Corresponding author:** WANG Yanzhao, Email: wangyanzhao@stdu.edu.cn; GU Jianzhong, E-mail: jzgu1963@ciae.ac.cn