

相对论平均场理论对新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的研究*

龙文辉^{1;1)} 孟杰^{1,2,3;2)} 周善贵^{1,2,3;3)}

1(北京大学物理学院 北京 100871)

2(中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

3(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

摘要 利用相对论平均场理论系统地探讨了新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的性质和结构以及对关联效应与形变效应的影响. 考虑对关联影响后的变形相对论平均场理论成功再现了实验的 Q_α 并揭示了所研究的 α 衰变链具有较大的形变. 在此基础上进一步讨论了新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的形变单粒子能级结构.

关键词 相对论平均场 超重元素 形变 对关联 α 衰变

1 引言

近 20 年来,随着放射性核束实验物理和加速器技术的发展,奇特原子核^[1,2]尤其是超重元素³的合成成了一个相当热门的课题. 伴随着实验的发展,理论方面也开展了大量相关的工作^[4-11]. 实验上对于奇特原子核与超重元素的研究进一步拓宽了核物理研究的领域,同时也促进了理论的发展,为众多的理论模型提出了严格的检验;另一方面理论上对于这些原子核结构的详细研究则为实验上的进一步研究提供了依据.

最近,在中国兰州重离子加速器上利用²⁴¹Am(²²Ne, 4n)²⁵⁹Db 反应合成的新核素²⁵⁹Db^[12]是国内在重核素合成方面的突破. 该核素的合成对于超重元素的研究有着十分重要的意义:²⁵⁹Db 是超重核素中相对较轻的原子核,其 α 衰变链处在重核与超重核的过渡区域中,从理论上对其结构的详细研究有助于指导实验上对更重核素的研究. 在文献[4]中我们利用相对论平均场(RMF)理论对超重元素²⁹³118 及其 α 衰变链进行了详细的研究,在这里我们将采用文献[4]中的理论方法对新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链进行研究.

2001-09-27 收稿

* 国家重点基础研究发展规划(G2000077407),国家自然科学基金(10025522,19847002,19935030)资助

1) whlong@jcnp.pku.edu.cn

2) mengj@pku.edu.cn

3) szzhou@jcnp.pku.edu.cn

2 理论框架

研究的主要理论基础是 RMF 理论^[13], 其出发点是如下所示的有效拉氏量密度:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi} \left[i \gamma^\mu \partial_\mu - M - g_\sigma \sigma - g_\omega \gamma^\mu \omega_\mu - g_\rho \gamma^\mu \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}_\mu - e \gamma^\mu \frac{1 - \tau_3}{2} A_\mu \right] \psi + \\ & \frac{1}{2} \partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - U_1(\sigma) - \frac{1}{4} \omega^\mu \omega_\mu + U_2(\omega) - \\ & \frac{1}{4} \boldsymbol{\rho}^\mu \cdot \boldsymbol{\rho}_\mu + \frac{1}{2} m_\rho^2 \boldsymbol{\rho}^\mu \cdot \boldsymbol{\rho}_\mu - \frac{1}{4} A^\mu A_\mu, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$, ψ 是描述核子的 Dirac 旋量, 核子-核子相互作用由 σ (中程吸引作用)、 ω (短程排斥作用) 和 ρ 介子 (同位旋效应, 黑体表示同位旋矢量) 来描述. 另外, 还包括了 σ , ω 介子的自相互作用项:

$$U_1(\sigma) = \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 + \frac{1}{4} g_3 \sigma^4, \quad (2)$$

$$U_2(\omega) = \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^\mu \omega_\mu + \frac{1}{4} c_3 (\omega^\mu \omega_\mu)^2 \quad (3)$$

从拉氏量密度(1)式出发, 对于静态问题利用 Euler-Lagrange 方程可导出核子场、介子场和电磁场的运动方程(黑体表示矢量)

$$h_D \psi_i(\mathbf{r}) = \{ \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \beta M^*(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r}) \} \psi_i = \epsilon_i \psi_i(\mathbf{r}), \quad (4a)$$

$$(m_\phi^2 - \nabla^2) \phi = S_\phi(\mathbf{r}) = \begin{cases} -g_\sigma \rho_s - g_2 \sigma^2 - g_3 \sigma^3 & \sigma \text{ 介子} \\ g_\omega \rho_v - c_3 \omega_0^3 & \omega \text{ 介子} \\ g_\rho (\rho_v^{(n)} - \rho_v^{(p)}) & \rho \text{ 介子} \\ e \rho_v^{(p)} & \text{电磁场} (m_\phi = 0) \end{cases}, \quad (4b)$$

其中(4a)式中势 $V(\mathbf{r})$ 和有效质量 $M^*(\mathbf{r})$ 分别为

$$V(\mathbf{r}) = g_\omega \omega^0 + g_\rho \boldsymbol{\tau}_3 \cdot \boldsymbol{\rho}^0 + e \frac{1 - \tau_3}{2} A^0, \quad (5a)$$

$$M^*(\mathbf{r}) = M + g_\sigma \sigma, \quad (5b)$$

(4b)式中, p, n 分别代表质子和中子, 标量密度 ρ_s 和矢量密度 ρ_v 的定义为

$$\rho_s = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i \psi_i, \quad \rho_v = \sum_{i=1}^A \psi_i^\dagger \psi_i. \quad (6)$$

考虑对关联效应时, 利用相对论的 Hartree-Bogoliubov (RHB) 方程^[14]:

$$\begin{pmatrix} h_D - \lambda - M & \hat{\Delta} \\ -\hat{\Delta}^\dagger & -h_D + \lambda + M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_k \\ V_k \end{pmatrix} = E_k \begin{pmatrix} U_k \\ V_k \end{pmatrix}, \quad (7)$$

其中 h_D 即(4a)式中的 Dirac 哈密顿量 h_D , 对场 $\hat{\Delta}$ 是一个积分算符, 其积分的核心函数为对势矩阵元^[5]:

$$\Delta_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{2} \sum_{cd} V_{abcd}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') k_{cd}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \quad (8)$$

其中 a, b, c, d 是标记 Dirac 旋量的量子数, $V_{abcd}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 是对相互作用矩阵元, k_{cd} 为对密度矩阵元.

在探讨新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的时候,我们首先考虑的是球形情况,即利用球形的相对论连续谱理论(RCHB)⁵来计算.采用的对力形式为密度依赖的零程两体力⁶:

$$V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = V_0 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \frac{1}{4} (1 - \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2) (1 - \rho(\mathbf{r})/\rho_0), \quad (9)$$

其中 V_0 为对力强度参数,在我们的计算中取 $V_0 = -650 \text{ MeV}$.核物质密度 ρ_0 为 0.152 fm^{-3} .在相对论连续谱理论中,对关联效应与堵塞效应可以得到统一自洽的描述.

考虑到新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链可能是形变的,我们还采用变形的相对论平均场理论来处理形变效应.在这里考虑的是轴对称形变的情况,这时,转动不变性被破坏,所以 j 不再是一个好量子数.但是,围绕对称轴(即 z 轴)的转动下密度仍然是不变的.这样,就可以在柱坐标 r_\perp, φ, z ($x = r_\perp \cos \varphi, y = r_\perp \sin \varphi, z$) 中求解 RMF 方程.

Dirac 旋量 ψ_i 由量子数 Ω_i, π_i, t_i 来标识,其中 $\Omega_i = m_{i_z} + m_s$ 是算符 J_z 的本征值, π_i 是宇称, t_i 是同位旋. Dirac 旋量可以写成如下的形式:

$$\psi_i(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} f_i(\mathbf{r}) \\ ig_i(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} f_i^+(z, r_\perp) e^{i(\Omega_i - 1/2)\varphi} \\ f_i^-(z, r_\perp) e^{i(\Omega_i + 1/2)\varphi} \\ g_i^+(z, r_\perp) e^{i(\Omega_i - 1/2)\varphi} \\ g_i^-(z, r_\perp) e^{i(\Omega_i + 1/2)\varphi} \end{pmatrix} \chi_{t_i}(t), \quad (10)$$

其中四分量 $f_i^\pm(r_\perp, z), g_i^\pm(r_\perp, z)$ 服从如下所示的 Dirac 方程:

$$(M^* + V)f_i^+ + \partial_z g_i^+ + \left(\partial_{r_\perp} + \frac{\Omega + 1/2}{r_\perp} \right) g_i^- = \epsilon f_i^+, \quad (11a)$$

$$(M^* + V)f_i^- - \partial_z g_i^- + \left(\partial_{r_\perp} - \frac{\Omega - 1/2}{r_\perp} \right) g_i^+ = \epsilon f_i^-, \quad (11b)$$

$$(M^* - V)g_i^+ + \partial_z f_i^+ + \left(\partial_{r_\perp} + \frac{\Omega + 1/2}{r_\perp} \right) f_i^- = -\epsilon_i g_i^+, \quad (11c)$$

$$(M^* - V)g_i^- - \partial_z f_i^- + \left(\partial_{r_\perp} - \frac{\Omega - 1/2}{r_\perp} \right) f_i^+ = -\epsilon_i g_i^-. \quad (11d)$$

对于每一个正的 Ω 有解 $\psi = \{f_i^+, f_i^-, g_i^+, g_i^-, \Omega_i\}$, 相同能量的时间反演态为 $\psi_t = T\psi = \{-f_i^-, f_i^+, g_i^-, -g_i^+, -\Omega_i\}$, 其中时间反演算符为 $T = -i\sigma_y K$ (K 是复共轭算符). 对于具有时间反演对称性的原子核来说,态与其时间反演态的密度分布是一样的,这时标量密度和矢量密度为

$$\rho_{s,v} = 2 \sum_{\Omega_i > 0} n_i ((|f_i^+|^2 + |f_i^-|^2) \mp (|g_i^+|^2 + |g_i^-|^2)). \quad (12)$$

这些密度提供了场 $\phi = \sigma, \omega^0, \rho^0$ 和 A^0 的源,而这些场又由柱坐标下的 Klein-Gordon 方程决定:

$$\left(-\frac{1}{r_\perp} \partial_{r_\perp} r_\perp \partial_{r_\perp} - \partial_z^2 + m_\phi^2 \right) \phi(z, r_\perp) = S_\phi(z, r_\perp), \quad (13)$$

其中 $S_\phi(z, r_\perp)$ 即(4b)式中 $S_\phi(\mathbf{r})$ 的柱坐标形式. 这样(11)式和(13)式就构成了柱坐标下

一组闭合的迭代方程.

数值求解则是在轴对称形变谐振子基(包含有 20 个主壳)上求解核子的 Dirac 方程(11)式和介子的 Klein-Gordon 方程(13)式,具体的计算细节参看文献[15].另外,为了计算的简便,形变情况下处理对关联效应时采用了 BCS 近似的方法,其中对能隙参数取为球形 RCHB 计算得到的有效对能隙.由于 RCHB 理论给出的对能隙是状态依赖的,在这里我们通过对各个状态的对能隙取加权平均得到有效的对能隙.

3 计算结果分析

在 RCHB 计算中,RCHB 方程是在 20fm 的盒子中求解,步长 0.1fm.在 RCHB 理论和变形的相对论平均场理论(DRMF)的计算中,我们根据文献[4]分析的结果选择了 NL3^[16]和 TM1^[17]参数组.由于没有实验数据,所以在讨论的过程中我们把计算得到结果和宏观微观模型 FRDM^[18]进行比较.

表 1 给出由 RCHB 理论计算的整个 α 衰变链的束缚能和对能隙,作为比较,宏观微观模型 FRDM 给出的基态自旋、结合能和对能隙也在表 1 中列出.从表 1 可以看出,TM1 参数组给出的对能隙比 NL3 参数组大,尤其是新核素²⁵⁹Db 的质子对能隙.从总的情况来看,TM1 参数组预言的结果和 FRDM 给出的结果比较接近.但是在表 1 的 RCHB 计算中并没有考虑形变效应的影响.

表 1 RCHB 计算给出的核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的束缚能与对能隙

核素	RCHB(NL3)			RCHB(TM1)			Ω^π	FRDM		
	E/MeV	Δ_n/MeV	Δ_p/MeV	E/MeV	Δ_n/MeV	Δ_p/MeV		E/MeV	Δ_n/MeV	Δ_p/MeV
²³⁹ Am	1797.794	0.810	0.626	1807.621	0.821	0.687	5/2 ⁻	1804.76	0.72	0.82
²⁴³ Bk	1816.826	0.844	0.769	1826.097	0.879	0.873	3/2 ⁻	1826.66	0.72	0.82
²⁴⁷ Es	1836.179	0.839	0.801	1844.738	0.905	0.956	3/2 ⁻	1847.84	0.71	0.80
²⁵¹ Md	1855.948	0.792	0.746	1863.579	0.905	0.974	7/2 ⁻	1868.31	0.71	0.80
²⁵⁵ Lr	1876.219	0.685	0.587	1882.618	0.881	0.939	9/2 ⁺	1888.31	0.72	0.76
²⁵⁹ Db	1897.017	0.464	0.090	1901.770	0.839	0.870	1/2 ⁻	1907.00	0.70	0.74

由变形的相对论平均场理论结合对关联 BCS 近似得到的²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的基态组态、束缚能在表 2 中列出.虽然从变形的相对论平均场理论结合 BCS 对关联近似得到的基态组态和 FRDM 给的结果完全不一样,但是由参数组 TM1 与 NL3 计算得到的束缚能和 FRDM 给出的结果符合得比较好,其差别范围分别为 5—6MeV(NL3)、8—10MeV(TM1),约为 0.5%.表 2 还给出不含对关联效应的变形相对论平均场理论计算的束缚能,从中可以看出对于参数组 NL3 而言对关联效应只是在²³⁹Am 的位置影响比较明显,而 TM1 参数组则是在²³⁹Am 和²⁵⁹Db 两个位置的影响都比较大,从后面进一步讨论的结果(见图 1)可以知道相应位置的 α 衰变的 Q 值差别也是十分显著的.

表 2 DRMF 理论计算的核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的基态自旋宇称 Ω^π 和束缚能

核素	Ω ^π	DRMF(NL3)		DRMF(TM1)	
		E _{Δ_{n,p}≠0} /MeV	E _{Δ_{n,p}=0} /MeV	E _{Δ_{n,p}≠0} /MeV	E _{Δ_{n,p}=0} /MeV
²³⁹ Am	5/2 ⁺	1809.524	1798.447	1812.066	1801.694
²⁴³ Bk	7/2 ⁻	1831.838	1830.702	1835.032	1833.759
²⁴⁷ Es	7/2 ⁺	1853.264	1852.571	1856.862	1855.894
²⁵¹ Md	3/2 ⁻	1873.699	1872.699	1877.821	1876.355
²⁵⁵ Lr	1/2 ⁻	1893.995	1893.704	1898.060	1896.490
²⁵⁹ Db	9/2 ⁺	1913.302	1913.133	1917.843	1912.979

表 3 给出了变形的相对论平均场理论计算的形变,从包含对关联的情况来看参数组 TM1 预言的形变和参数组 NL3 基本上一致,新核素²⁵⁹Db 以及 α 衰变链都是形变比较大的原子核,形变范围为 β ≈ 0.28—0.30. 而不包含对关联的情况时,NL3 参数组所预言的形变在²³⁹Am 的位置差别比较显著,参数组 TM1 则在²³⁹Am 和²⁵⁹Db 两个位置差别显著. 所以对²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的研究中,形变效应与对关联效应相互调整,且对其束缚能均有很大的影响.

表 3 DRMF 理论计算的核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的形变

核素	DRMF(NL3)						DRMF(TM1)					
	Δ _{n,p} ≠ 0			Δ _{n,p} = 0			Δ _{n,p} ≠ 0			Δ _{n,p} = 0		
	β _n	β _p	β	β _n	β _p	β	β _n	β _p	β	β _n	β _p	β
²³⁹ Am	0.277	0.286	0.281	0.364	0.364	0.364	0.263	0.271	0.266	0.363	0.364	0.364
²⁴³ Bk	0.281	0.289	0.284	0.275	0.288	0.280	0.271	0.278	0.274	0.280	0.287	0.282
²⁴⁷ Es	0.287	0.295	0.290	0.287	0.291	0.288	0.272	0.278	0.274	0.286	0.289	0.287
²⁵¹ Md	0.288	0.296	0.291	0.291	0.298	0.294	0.267	0.273	0.269	0.270	0.280	0.274
²⁵⁵ Lr	0.290	0.301	0.294	0.294	0.305	0.299	0.270	0.279	0.274	0.274	0.288	0.279
²⁵⁹ Db	0.284	0.297	0.289	0.277	0.292	0.283	0.268	0.277	0.272	0.324	0.339	0.330

α 衰变有不同的衰变道,例如从基态到基态的衰变、从激发态到激发态的衰变以及激发态和基态之间的衰变. 我们还计算了包含对关联效应的变形相对论平均场理论得到的新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的不同态之间的 α 衰变能,计算采用的参数组为 NL3.

这里着重讨论从基态到基态的 α 衰变. 图 1 给出了由变形的相对论平均场理论(分包含对关联效应和不包含对关联效应两种情况)计算的基态之间 α 衰变的 Q 值,同时也给出了由球形的 RCHB 计算得到的结果. 作为比较,图中也给出了 FRDM 所预言的结果和实验上所测得的新核素²⁵⁹Db 及其子核²⁵⁵Lr 的 Q_α 值. 由图中可以看出,变形的相对论平均场理论结合对关联 BCS 近似所给出的结果在数值与趋势上都和实验以及 FRDM 符合得比较好. 而不包含对关联效应的变形相对论平均场理论计算的结果在趋势上和实验以及 FRDM 基本一致,但数值上 NL3 参数组在²⁴³Bk 位置上差别非常明显,而 TM1 参数组则在²⁴³Bk 和²⁵⁹Db 的位置差别都比较大;球形的 RCHB 给出的结果在趋势和数值上则完全不符. 从 α 衰变的起点²⁵⁹Db 沿着 α 衰变链,其过程是从丰质子区域逐渐靠近稳定线,α 衰变

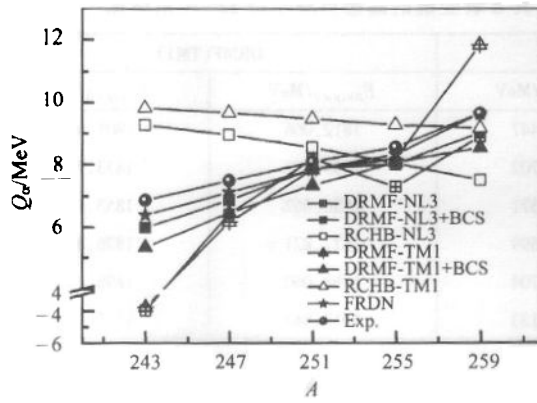


图 1 核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的 Q_α 值

应该是越来越困难,也即 Q_α 值应该越来越小. 实验给出的结果和 FRDM 所预言的结果就证实了这一点. 而球形的 RCHB 给出的趋势则恰恰相反,从中不难看出我们所研究的原子核都具有较大的形变,在这里形变的效应已经不容忽略,同时还可以看出对关联效应对于计算结果的影响也是非常大的,如果要精确地重现实验的 Q_α ,则需要自洽地处理形变和对关联效应. 现有变形的相对论平均场理论结合对关联 BCS 近似中利用 RCHB 给出的对能隙并不是唯一的办法.

最佳的选择需要进一步的理论探索,例如在球形的 RCHB 理论的基础上自洽地引入形变效应,即变形的相对论连续谱(DRCHB)理论等.

4 新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的单粒子能级结构

从前面的分析讨论可以知道,变形的相对论平均场理论结合对关联 BCS 近似比较恰当地描述了新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的性质. 由于新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链处在重核到超重核的过渡区域中,对其结构的详细研究有助于我们进一步了解关于超重核的一些信息.

图 2 给出了由变形的相对论平均场理论计算的新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的中子能级,采用的参数组为 NL3,图中点划线表示中子的费米能级. 图 3 类似图 2,但给出的是质子能级. 为了简单起见,图 2 和图 3 中只给出了费米面附近的一些能级,从图中可看到明显的能级间隙. 如图 2 所示,对于整条 α 衰变链来说,标识着“ $N = 148$ ”的能级间隙是非常

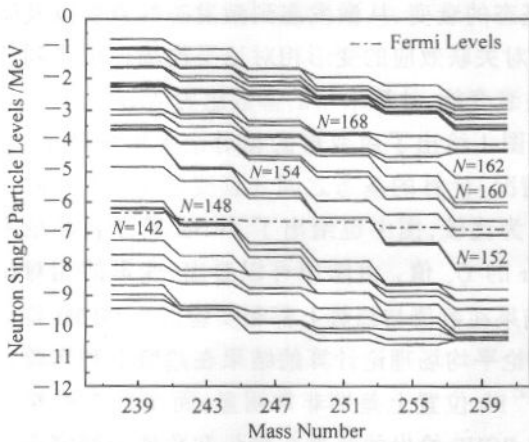


图 2 新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的中子能级

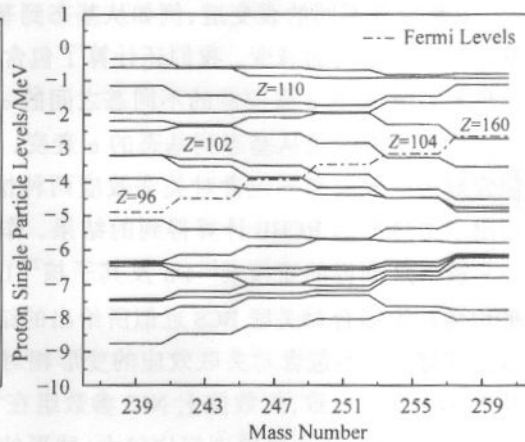


图 3 新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的质子能级

显著的,但是在新核素²⁵⁹Db 的位置趋向于减小.与此相对应的是,“ $N = 152$ ”的能级间隙则越来越大,这预示着“ $N = 152$ ”的大形变壳的存在.对于超重核来说促使其稳定的最重要因素是壳结构效应,从图 2 来看,较大的能级间隙“ $N = 148$ ”促使²⁴⁷Es, ²⁴³Bk 和²³⁹Am 稳定,能级间隙“ $N = 152$ ”则是²⁵¹Md 和²⁵⁵Lr 稳定的因素.但是,对于²⁵⁹Db 来说,“ $N = 154$ ”并不是一个很明显的能级间隙,而在“ $N = 154$ ”上边存在有两个比较大的能级间隙“ $N = 160$ ”和“ $N = 162$ ”,它们在一定程度上促使了²⁵⁹Db 的稳定,但是由于这两个能隙处在距离费米面比较远的上方,其作用并没有前面所提到的能隙那样强.这可能就是²⁵⁹Db 比其邻近原子核²⁵⁷Db($N = 152$),²⁶¹Db($N = 156$)和²⁶³Db($N = 158$)(参见文献[3])晚合成的原因所在.

相比较而言,图 3 的情况就要简单一些,“ $Z = 96$ ”和“ $Z = 102$ ”对于整个 α 衰变链来说都是一个相当大的能级间隙,分别促使相应原子核的稳定.能级间隙“ $Z = 104$ ”和“ $Z = 106$ ”已经大到足以促使²⁵⁵Lr 和²⁵⁹Db 的稳定.从质子能级可以看出,我们所研究的核区是一个相对稳定的核区.另外从图 2 和图 3 来看,费米能级都比较深,这表明我们所研究的原子核中连续态的贡献并不是十分重要.这也许是 BCS 对关联近似在这里有效的原因,虽然它仍然有一定的局限性.

5 小结

本文利用相对论平均场理论系统研究了新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的性质与结构,并详细探讨了对关联效应和形变效应对这些原子核的性质的影响.从我们计算的结果来看,新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变子核是形变比较大的原子核.通过和宏观微观模型 FRDM 的结果进行比较,变形的相对论平均场理论结合对关联 BCS 近似对新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链的性质给予了恰当的描述,在此基础上对这些原子核的单粒子能级结构的详细分析给出了新核素²⁵⁹Db 及其 α 衰变链稳定的原因.

参考文献 (References)

- 1 Tanihata I. Prog. Part. and Nucl. Phys., 1995, **35**:505
- 2 Müller A C. Prog. Part. and Nucl. Phys., 2001, **46**:359
- 3 Hofmann S. Nucl. Phys., 1999, **A654**:252; Prog. Part. and Nucl. Phys., 2001, **46**:293
- 4 MENG J, Takigawa N. Phys. Rev., 2000, **C61**:064319
- 5 MENG J. Nucl. Phys., 1998, **A635**:3
- 6 MENG J, RING P. Phys. Rev. Lett., 1996, **77**:3963; 1998, **80**:460
- 7 Smolanczuk R. Phys. Rev., 1999, **C55**:2634
- 8 Bürvenich T, Rutz K, Bender M et al. Eur. Phys. J., 1998, **A3**:139—147
- 9 Lalaziss G A, Sharma M M, Ring P et al. Nucl. Phys., 1996, **A608**:202
- 10 Adamian G G, Anonenko N N, Scheid W et al. Nucl. Phys., 1998, **A633**:409
- 11 REN Z, Toki H. Nucl. Phys., 2001, **A689**:691
- 12 GAN Z G, QIN Z, FAN H M et al. Eur. Phys. J., 2001, **A10**:21
- 13 Brain D Serot, John Dirk Walecka. Adv. Nucl. Phys., 1996, **16**:1
- 14 Kucharek H, Ring P. Z. Phys., 1991, **A339**:23
- 15 Gambhir Y K, Ring P, Thimet A. Ann. Phys., 1990, **198**:132

- 16 Lalazisis G A, König J, Ring P. Phys. Rev., 1997, C55:540
17 Sugahara Y, Toki H. Nucl. Phys., 1994, A579:557
18 Möller P, Nix J R, Kratz K L. Atom. Data and Nucl. Data Tab., 1997, 66(2):131

Description of the New Nuclide ^{259}Db and Its α -Decay Chain in Relativistic Mean Field Theory*

LONG Wen-Hui^{1,1)} MENG Jie^{1,2,3;2)} ZHOU Shan-Gui^{1,2,3;3)}

1 (School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

2 (Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

3 (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

Abstract The new nuclide ^{259}Db and its α -decay chain are systematically studied in the framework of the relativistic mean field (RMF) theory with NL3 and TM1 effective interactions. The nuclide ^{259}Db and its α -decay daughter nuclei are calculated in a RMF framework with and without the pairing correlation. With the pairing gaps obtained from the RCHB, the deformed RMF + BCS has been carried out for these nuclei. It has been found that the DRMF + BCS well reproduces the data and implies that the new nuclide ^{259}Db and its α decay daughter nuclei are highly deformed. The α -decay energy Q_α for different channel has been given and it seems that the ground state to ground state Q_α values from DRMF + BCS reproduce the data well. Furthermore the single particle levels of the α decay chain are studied carefully and the explanation for the stability is also presented.

Key words RMF theory, superheavy element, pairing correlation, deformation, α decay

Received 27 September 2001

* Supported by Major State Basic Research Development Program (G2000077407) and National Natural Science Foundation of China (10025522, 19847002, 19935030)

1) whlong@jcnp.pku.edu.cn

2) mengj@pku.edu.cn

3) szzhou@jcnp.pku.edu.cn