

文章编号: 1007-4627(2004)04-0363-05

超重核的球形和变形壳结构*

吴哲英¹, 许甫荣^{1, 2, 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, 甘肃 兰州 730000)

摘要: 应用宏观-微观模型系统研究了超重核的形状和结构性质. 其中, 宏观能是由基于核子密度泛函的连续介质模型计算得到. 计算结果很好地再现了超重核的结合能、 α 衰变能和寿命的实验数据. 对单粒子能级的计算和分析表明超重核的壳结构是形变和同位旋相关的. 位能曲面的计算结果显示, 与其它区域的核相比, 超重核的形状不易变化.

关键词: 超重核; 连续介质模型; 基态性质

中图分类号: O571.21 **文献标识码:** A

1 引言

超重核是最近核物理研究的一个热点. 近来实验上超重核合成取得的巨大进展^[1, 2]极大地促进了超重核结构性质的理论研究. 从经典物理看, 由于库仑斥力的作用, $Z \geq 104$ 的核不能存在, 从而超重核的存在完全是量子壳效应的结果. 已经知道形变能使单粒子能级的排列发生变化, 从而改变核的壳结构, 对核的稳定性造成很大的影响, 所以研究的超重核形变对于了解超重核的性质是很重要的. 但是理论研究的结果表明, 超重核的形变在很大程度上依赖于所采用的模型和参数^[3-11]. 宏观-微观模型的理论计算预言的形变双幻核是²⁷⁰108^[3-6], 这一预言已被实验上发现的在 $N=162$ 和 $Z=108$ 附近原子核稳定性的增强^[12]所肯定. 对球形双幻核的预言, 宏观-微观模型理论计算所给出的结果是²⁹⁸114 为下一个球形双幻核^[3-6]. 某些相对论平均场的理论计算也给出了相同的结果^[7]. 而另外一些相对论平均场的计算则给出²⁹²120 为下一个球形双幻核^[9]. 另外, 应用 Skyrme-Hartree-Fock (SHF) 方法的计算依照所选取参数的不同分别给出²⁹⁸114, ²⁹²120 或³¹⁰126 为球形双幻核^[9]. 这些结果表明, 应用不同的模型来研究超重核的结构性质是非常有意

义的.

2 理论模型

能量密度泛函方法是 Brueckner 等^[13]在 20 世纪 70 年代提出的, 在该模型中原子核的宏观能被表示为核子密度的泛函. 后来, 胡济民等^[14]进一步发展了该模型, 即本文中所应用的连续介质模型. 我们知道由于含有若干可调参数, 各种质量公式在已知核领域的符合情况不会有很大不同, 但当推广到未知领域时, 如超重核区和远离 β 稳定线的区域, 就可能出现较大差异. Brueckner 等和胡济民等的计算结果表明, 在远离 β 稳定线的区域, 能量密度泛函方法和通常的质量公式有很大的差别^[13, 14]. 因此在超重核区, 能量密度泛函方法也可能得到相差比较大的结果. 但是, 由于过去实验数据的缺乏, 该方法没有很好地运用到超重核性质的研究. 本文就是应用连续介质模型来研究超重核的基态性质. 为了检验连续介质模型外推到超重核区是否仍然有效, 我们保留了该模型的原有参数, 没有重新进行拟合, 并将计算所得结果和液滴模型^[15]的结果进行了比较.

宏观-微观模型在研究原子核基态性质方面是

收稿日期: 2004 - 08 - 16

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10175002, 10047001); 国家重大基础研究发展规划资助项目(G2000077400); 国家教育部骨干教师基金资助项目; 中国科学院知识创新工程重要方向性项目(KJ CX2-SW-No2)

作者简介: 吴哲英(1979-), 女(汉族), 山东潍坊人, 博士研究生, 从事理论核物理研究; E-mail: zhywu@jcn.pku.edu.cn

非常成功的,特别是对于具有大量核子的重核.在本文中,我们应用宏观-微观模型系统地研究了 $Z=100-124$ 的偶-偶超重核的基态性质,其中微观部分的处理采用了变形的 Woods-Saxon(WS)势^[16]和粒子数近似守恒的 Lipkin-Nogami(LN)对方法^[17],对能项包括了单极对力和四极对力^[18].大多数的超重核都是轴对称或球形的^[6],对于轴对称形变的核,最主要的形变自由度是四极形变(β_2)和十六极形变(β_4).因此,计算中仅考虑了 β_2 和 β_4 形变.宏观能是由连续介质模型计算得到的^[14],

$$E(\rho_n, \rho_p) = \int \left[-a_1 + a_2 \left(\frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_0} \right)^2 + s a_2 \left(\frac{\rho_n + \rho_p - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 \right] \rho_0 dV + \int \left[a_3 - a_4 \left(\frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_0} \right)^2 + s a_4 \left(\frac{\rho_n + \rho_p - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 \right] |\nabla \rho_0| dV + \frac{e^2}{2} \iint \frac{\rho_p(r_1)\rho_p(r_2)}{|r_1 - r_2|} dV_1 dV_2, \quad (1)$$

其中, ρ_p 和 ρ_n 分别是质子和中子密度, ρ_0 是参考密度, a_1, a_2, a_3, a_4 和 s 是通过与原子核质量的实验数据拟合而确定的模型参数.这个公式的物理意义是非常明显的,右方第一个积分为体积能;第三个积分为库仑能;第二个积分中,由于含有 $|\nabla \rho_0|$ 因子,而该因子只有在 ρ_0 变化显著的核表面附近才有较大的值,故这一项相当于液滴模型的表面能.在体积能和表面能项中,也包含了中子、质子不对称性 $(\rho_n - \rho_p)^2$ 及核物质压缩 $(\rho_n + \rho_p - \rho_0)^2$ 对能量的贡献.

模型中的参考密度取为与实验核物质相近的 Fermi 型分布 $\rho_0 = \rho_{00} / (1 + e^{(r-R)/a})$. 可看到此参考密度与微观部分采用的 Woods-Saxon 势具有相同的数学形式,这样宏观部分和微观部分相自治.对于轴对称形变的原子核,式中 R 为

$$R = R_0 (1 + \beta_2 Y_{20} + \beta_4 Y_{40} + \dots),$$

R_0 是假定该核为球形时的半径,其值可由 $\int \rho_0 dV = A$ 来确定. ρ_{00} 和 a 两个参数的值为 $\rho_{00} = 0.168 \text{ fm}^{-3}$ 和 $a = 0.522 \text{ fm}$, 是通过拟合实验的球形核的平均密度和电荷均方根半径而得到的^[14].

在规一化条件 $\int \rho_p dV = Z$ 和 $\int \rho_n dV = N$ 的限制下,作变分 $\delta E(\rho_n, \rho_p) / \delta \rho_n = 0, \delta E(\rho_n, \rho_p) / \delta \rho_p = 0,$

由边界条件确定出质子和中子密度,进而由公式(1)计算出宏观能.在实际计算中,在变分后还加入了库仑交换能和 Wigner 修正项. a_1, a_2, a_3, a_4 和 s 等参数沿用了原有的参数值^[14].

3 结果与讨论

首先来看一下连续介质模型在超重核区的外推.由于 α 衰变能反映的是母核和子核的能量差,故采用结合能的比较来检验模型外推的正确性是更加合理的方法.从表 1 可看到,与液滴模型^[15]相比,用连续介质模型得到的结果与实验数据符合得更好,这说明该模型可被外推到超重核区.表 2 给出了超重核基态性质的理论计算结果及其与实验数据的比较,其中理论 α 衰变半衰期 T_α 是由 VS 公式^[19]

$$\log_{10} T_\alpha = \frac{aZ + b}{\sqrt{Q_\alpha}} + cZ + d$$

计算得到,式中参数在本文中取 $a = 1.66175, b = -8.5166, c = -0.20228, d = -33.9069$ ^[20], T_α 的单位为 s, Q_α 单位为 MeV, Z 为母核的质子数.从该表可以看出,理论计算结果与实验值符合得非常好.

表 1 计算得到的结合能 (MeV) 和实验结果的比较*

Nuclei	B^{expt}	B^{calc}	B^{LD}
²⁵⁰ Fm	1 865.48	1 864.07	1 871.77
²⁵² Fm	1 878.87	1 877.45	1 885.15
²⁵⁴ Fm	1 890.93	1 890.04	1 897.69
²⁵⁶ Fm	1 902.49	1 902.16	1 909.62
²⁵² No	1 871.25	1 869.36	1 877.50
²⁵⁴ No	1 885.54	1 883.67	1 891.78
²⁵⁶ No	1 898.60	1 897.17	1 905.20
²⁵⁶ Rf	1 890.59	1 888.15	1 896.65
²⁶⁰ Sg	1 908.96	1 906.20	1 914.95
²⁶⁴ Hs	1 926.72	1 923.59	1 932.77

* B^{calc} 是本文模型计算的结果, B^{LD} 是液滴模型的结果.

基态形变的计算结果表明,超重核的形状分为两大类:围绕核²⁷⁰108附近的 $\beta_2 \approx 0.2$ 的变形核和围绕核²⁹⁸114附近的近球形核.图 1 给出了几个典型超重核——变形核²⁷⁰108(基态形变为 $\beta_2 = 0.22$,

$\beta_4 = -0.04$), 球形核²⁹⁸114 和非常重的核³⁰⁶118 的势能曲线. 从图中可看出, 超重核的能量最低点比

变态是否稳定存在还不是很确定. 另外在如此大的形变下, 超重核往往更倾向于裂变.

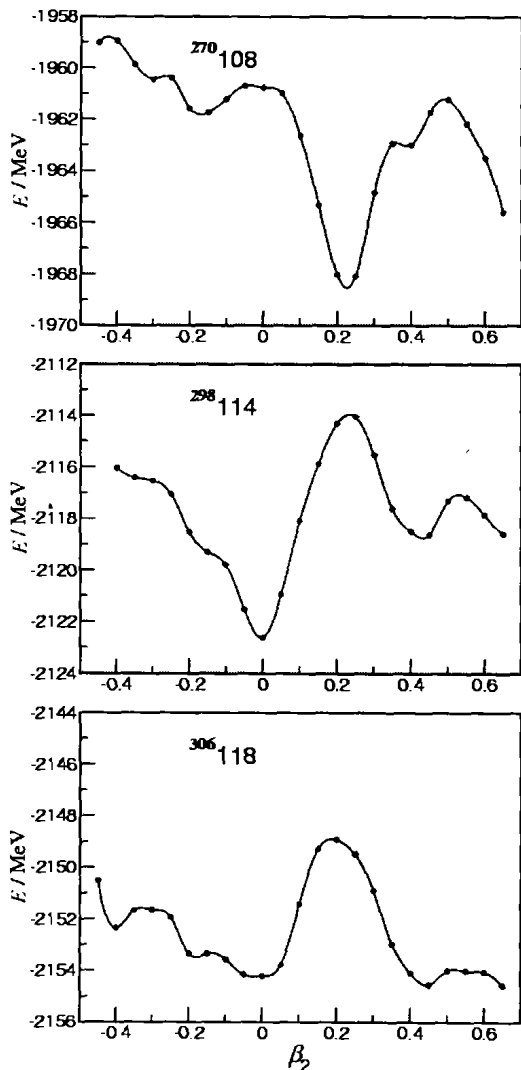


图 1 计算得到的核²⁷⁰108, ²⁹⁸114 和³⁰⁶118 的势能曲线

较深, 位垒比较高, 表明其形状比起其它核区的原子核要硬很多. 与经典液滴的情形正好相反, 这从一个侧面反映了超重核的量子特性. 除了 $\beta_2 \approx 0$ 的能量极小点, 核²⁹⁸114 和核³⁰⁶118 在 $\beta_2 \approx 0.45$ 附近还存在一个能量极小点, 这一能量极小点就是最近超重核中讨论的一个热点问题——超重核的超形变现象^[21]. 对于核²⁹⁸114, 其第二极小点 ($\beta_2 = 0.43$, $\beta_4 = 0.06$) 的能量比能量最小点 ($\beta_2 = 0$, $\beta_4 = 0$) 高 4 MeV, 而核³⁰⁶118 的超形变极小点的能量虽然与球形时的能量可以相比, 但使其稳定的位垒比围绕球形极小点的位垒要低, 且窄得多. 计算结果表明, $Z \geq 110$ 的大部分核中存在 $\beta_2 \approx 0.45$ 的超形变极小点, 但由于围绕这一极小点的位垒很低, 这种超形

表 2 计算所得的形变, α 衰变能和 α 衰变寿命及其与实验测量值的比较

Nuclei	β_2	β_4	Q_{α}^{calc}	Q_{α}^{exp}	T_{α}^{calc}	T_{α}^{exp}
²⁵⁰ Fm	0.24	0.03	8.06	7.56	0.007 h	0.5 h
²⁵² Fm	0.24	0.02	7.85	7.16	0.04 h	30.6 h
²⁵⁴ Fm	0.24	0.01	7.72	7.31	0.1 h	3.9 h
²⁵⁶ Fm	0.23	0.00	7.30	7.03	4.6 h	33.3 h
²⁵² No	0.24	0.02	8.94	8.55	0.2 s	4 s
²⁵⁴ No	0.24	0.01	8.70	8.24	1.1 s	72 s
²⁵⁶ No	0.24	0.00	8.58	8.57	2.6 s	4.1 s
²⁵⁶ Rf	0.24	0.00	9.51	8.96	0.02 s	0.36 s
²⁶² Rf	0.23	-0.03	8.47		32.5 s	$1.2^{+1.0}_{-0.5}$ s
²⁶⁰ Sg	0.24	-0.02	10.25	9.93	1.0 ms	3.6 ms
²⁶⁶ Sg	0.23	-0.04	8.70	8.63	30.4 s	10—30 s
²⁶⁴ Hs	0.23	-0.04	10.91	11.04	0.1 ms	0.1 ms
²⁶⁶ Hs	0.23	-0.04	10.31	10.18	3.1 ms	$2.3^{+1.3}_{-0.6}$ ms
²⁷⁰ Hs	0.22	-0.04	9.79		0.08 s	
²⁷⁰ 110	0.22	-0.04	11.34	11.03	39.3 μ s	100^{+140}_{-40} μ s
²⁸⁰ 110	0.14	-0.04	9.60		1.2 s	$7.5^{+14}_{-2.9}$ s
²⁸⁴ 112	0.12	-0.04	10.05	9.17	0.3 s	$9.8^{+18}_{-3.8}$ s
²⁸⁶ 112	0.10	-0.04	9.65		4.1 s	
²⁸⁸ 114	-0.09	0.01	10.65	9.84	0.03 s	$1.9^{+3.3}_{-0.8}$ s
²⁹⁰ 114	-0.08	0.00	10.19		0.5 s	
²⁹² 114	0.00	0.00	9.46		71.8 s	
²⁹⁸ 114	0.00	0.00	9.53		43.6 s	
²⁹² 116	-0.08	0.00	10.94	10.71	21.5 ms	33^{+135}_{-15} ms
²⁹⁴ 116	-0.06	0.00	10.82		0.04 s	
²⁹² 118	-0.10	0.01	12.39		32.5 μ s	
²⁹⁴ 118	-0.09	0.00	12.24		68.8 μ s	

势垒的高度很大程度上决定了原子核自发裂变寿命. 与形变双幻核²⁷⁰108 相比, 球形双幻核²⁹⁸114 有更高更宽的势垒来阻止核的自发裂变. Smolanczuk 的计算表明²⁹⁸114 附近超重核的自发裂变寿命是²⁷⁰108 附近核寿命的 10 倍左右^[6]. 超重核的寿命主要由 α 衰变和自发裂变的竞争决定. 我们的计算显示, ²⁹⁸114 附近的原子核的寿命一般长于²⁷⁰108 附近的核 (见表 2). ²⁹⁸114 附近核稳定性的增加是

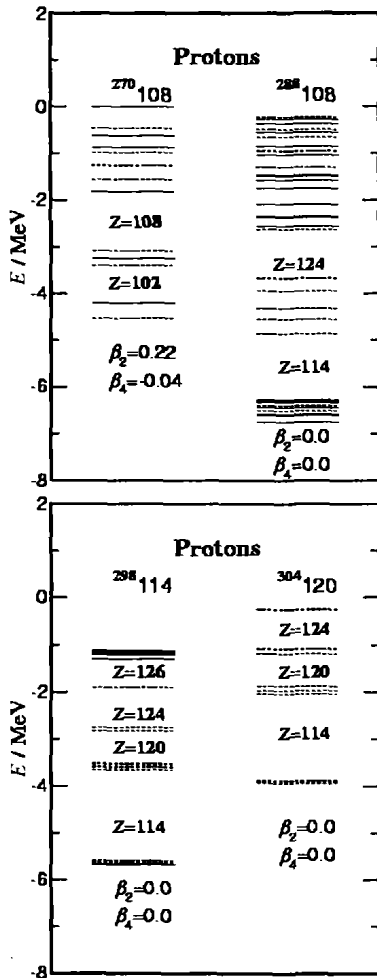


图 2 计算得到的²⁷⁰108, ²⁸⁸108, ²⁸⁸114 和 ³⁰⁴120 等核的单质子能级
一和---分别表示正负宇称态, 在能级的下方注明了计算所用的形变参数.

由于 $N=184$ 和 $Z=114$ 处的很宽的球形壳造成的.

图 2 是计算得到的单质子能级, 从中可以看出形变壳和球形壳分别是 $Z=108$ 和 $Z=114$. 从图 2 上面的图中核²⁷⁰108 和核²⁸⁸108 单质子能级的对比可以看出, 核²⁷⁰108 位于 $Z=108$ 的壳, 当改变中子数到 $N=180$, 该壳就消失了, 新的壳出现在 $Z=114$ 处, 且其形状也由长椭球改变为球形. 这就说明, 壳是同位旋相关的. 图 2 下面的子图是保持中子数 $N=184$ 不变, 而质子数由 $Z=114$ 改变到 $Z=120$ 时, 单质子能级的变化. 从此图中可看出, 虽然 $Z=114$ 是球形壳, 但在 $Z=120, 124$ 和 126 处, 也存在能级间隙, 只是这些间隙都比 $Z=114$ 处的小得多.

4 总结

我们通过宏观-微观模型系统地研究了 $Z=110-124$ 的偶偶超重核的基态性质. 结果表明, 连续介质的宏观模型当外推到超重核区时仍然是有效的. 计算结果很好地再现了现有实验数据的结合能和 α 衰变半衰期. 势能曲面的计算显示 $Z=108$ 和 $N=162$ 是一个形变双满壳, $Z=114$ 和 $N=184$ 是一个球形双满壳. 这和其他宏观-微观模型的计算结果是吻合的^[3-6]. 但尽管如此, 超重核满壳的结果仍然是模型相关的. 这有待进一步的研究, 尤其是要实验的发展来解决.

参 考 文 献:

[1] Hofmann S, Munzenberg G. Rev Mod Phys, 2000, **72**: 733.
 [2] Oganessian Y T, Yeremin A V, Popeko A G, et al. Nature, 1999, **400**: 242; Oganessian Y T, Utyonkov V K, Lobanov Y V, et al. Phys Rev, 2001, **C63**: 011301(R).
 [3] Nilsson S G, Tsang C T, Sobiczewski A, et al. Nucl Phys, 1969, **A131**: 1.
 [4] Patyk Z, Sobiczewski A. Nucl Phys, 1991, **A533**: 132.
 [5] Moller P, Nix J R, Swiatecki W J. Nucl Phys, 1987, **A469**: 1.
 [6] Smolanczuk R. Phys Rev, 1987, **C56**: 812.
 [7] Lalazissis G A, Sharma M M, Ring P, et al. Nucl Phys, 1996, **A608**: 202.
 [8] Cwoik S, Nazarewicz W, Heenen P H. Phys Rev Lett, 1999, **83**: 1 108.
 [9] Bender M, Rutz K, Reinhard P G, et al. Phys Rev, 1999, **C60**: 034304.
 [10] Ren Z Z, Tai F, Chen D H. Phys Rev, 2002, **C66**: 064306.
 [11] Meng J, Takigawa N. Phys Rev, 2000, **C61**: 064319.
 [12] Lazarev Y A, Lobanov Y V, Oganessian Y T, et al. Phys Rev Lett, 1994, **73**: 624.
 [13] Brueckner K A, Chirico J H, Meldner H W. Phys Rev, 1971, **C4**: 732.
 [14] Hu J M, Zheng C K. Journal of Nucl Phys, 1985, **7**: 1.
 [15] Myers W D, Swiatecki W J. Nucl Phys, 1966, **81**: 1.
 [16] Dudek J, Szymanski Z, Werner T. Phys Rev, 1981, **C23**: 920.
 [17] Pradhan H C, Nogami Y, Law J. Nucl Phys, 1973, **A201**: 357.
 [18] Satula W, Wyss R. Phys Rev, 1994, **C50**: 2 888.
 [19] Viola Jr V E, Seaborg G T. J Inorg Nucl Chem, 1966, **28**: 741.

[20] Myers W D, Swiatecki W J. *Phys Rev*, 1998, **C58**: 3 368.[21] Ren Z Z. *Phys Rev*, 2002, **C65**: 051304(R).

Spherical and Deformed Shell Closures in Superheavy Nuclei*

WU Zhe-ying¹, XU Fu-rong^{1, 2, 3}(1 *Department of Technical Physics and MOE Key Laboratory, Peking University, Beijing 100871, China;*2 *Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China;*3 *Center for Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China*)

Abstract: The structure of superheavy nuclei has been studied by using the macroscopic-microscopic model. The macroscopic energy was calculated with the continuous medium model in which the energy is expressed as a functional of nucleon densities. The deformations and structures of superheavy nuclei were investigated systematically. Calculations reproduce well the available data of experimental α decay energies and half-lives. The investigation of single-particle levels shows that the shell structure is deformed and isospin dependent. Potential-energy-surface calculations display that superheavy nuclei have in general much harder shapes than that of the nuclei in other mass regions.

Key words: superheavy nuclei; continuous medium model; ground-state properties

(上接第 359 页)

Single-particle Resonant States in Spherical Nuclei**

ZHANG Shi-sheng^{1, 2}, MENG Jie^{1, 2, 3}, ZHOU Shan-gui^{1, 2, 3}, G. C. Hillhouse⁴(1 *Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China;*2 *School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China;*3 *Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China;*4 *Department of Physics, University of Stellenbosch, Stellenbosch, South Africa*)

Abstract: Using analytic continuation in the coupling constant (ACCC) method within the framework of the self-consistent relativistic mean field (RMF) theory, the energies, widths and wave functions for single-particle resonant states close to the continuum threshold are evaluated. Predictions are also compared with corresponding results obtained by the scattering phase shift method.

Key words: single-particle resonant states; analytic continuation in the coupling constant; relativistic mean field; energy, width and wave function

* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China (10175002, 10047001); Major State Basic Research Development Program (G2000077400); Education Ministry of China; Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences (KJCX2-5W-No2)

** **Foundation item:** Major State Basic Research Development Program (G2000077407); National Natural Science Foundation of China (10025522, 10221003, 1047001)