

# Rn-Th 偶偶核的八极形变研究\*

吴哲英<sup>1</sup> 许甫荣<sup>1,2,3;1)</sup>

1(北京大学物理学院重离子物理教育部重点实验室 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** 用推转壳模型在多维形变空间系统研究了 Rn-Th 偶偶核的基态性质及高自旋情形下的性质, 其中选取的形变自由度为  $\beta_2, \beta_3, \beta_4$  和  $\beta_5$ . 计算结果很好的再现了实验提取的转动惯量值. 势能面的研究表明, 随中子数的增加, 基态形状由近球形 ( $N \approx 130$ ) 逐渐演变为八极形变 ( $N \approx 136$ ) 后又发展成为稳定的四极形变 ( $N \geq 140$ ). 推转计算表明 Rn-Th 偶偶核的八极形变非常软, 在推转到高自旋情形下, 逐渐变为反射对称形变.

**关键词** 核结构 八极形变 高自旋态

## 1 引言

原子核的形状一直是核物理研究的一个重要方面. 一般情形下, 轴对称且空间反射对称的形变空间就可以很好的描述大部分核的结构性质. 理论上, 当单粒子轨道量子数之差为  $\Delta n=1, \Delta l=3, \Delta j=3$  且相互靠近时, 将产生大的八极相互作用矩阵元, 从而使得原子核出现八极振动或者八极形变. 因此当质子数或者中子数为 34( $g_{9/2}$  与  $p_{3/2}$  耦合)、56( $h_{11/2}$  与  $d_{5/2}$  耦合)、88( $i_{13/2}$  与  $f_{9/2}$  耦合)、134( $j_{15/2}$  与  $g_{9/2}$  耦合)时, 可能产生稳定的八极形变. 这一理论预言首先由 Berkeley 研究小组给出实验证明<sup>[1, 2]</sup>, 他们发现偶偶核 Ra, Th 有很低的负宇称激发态, 这些负宇称激发态组成一条自旋为 1, 3, 5... 的带, 被解释为由八极振动引起的, 从此八极形变的研究逐渐开展起来.

近来实验上和理论上对八极形变核的研究都取得了较大的进展<sup>[3-6]</sup>. 实验上这些核的转动带已被拓展到高自旋情形下, 最高角动量态已超过  $20\hbar$ . 理论上, 各种自洽场模型: 推转壳模型、投影壳模型、粒子转子模型等被应用来研究八极形变核, 得到了一些有意义的结果. 同时这些理论研究结果也表明, 应用不同的模型, 采用不同的单粒子势和形变自由度, 所得到的八极形变势垒的高度会有很大的不同, 使得所得结

果出现较大差异. 在一些模型中, 八极形变是作为输入参数引入的, 以此来研究八极形变对核的其它性质的影响. 另外, 在大部分模型中, 影响八极形变的另一个重要因素—对能项, 一般都是由经验公式得到, 且大都没有包括长程关联的四极对力项. 因此用更自洽的方法来详尽研究八极形变核的基态及转动性质是非常有意义的工作.

## 2 模型

本文中, 我们应用建立在宏观-微观模型基础上的 TRS 计算方法系统研究了  $N=130-144$  偶偶 Rn-Th 核的基态及高自旋情形下的性质. 宏观能量由经典的液滴模型<sup>[7]</sup> 给出. 微观部分的处理采用了变形的 Woods-Saxon(WS) 势<sup>[8]</sup> 和粒子数近似守恒的 Lipkin-Nogami(LN) 对方法<sup>[9]</sup>. 对能项包括了单极对力和四极对力:

$$\bar{V}_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\lambda\mu)} = -G_{\lambda\mu} g_{\alpha\beta}^{(\lambda\mu)} g_{\gamma\delta}^{*(\lambda\mu)},$$
$$g_{\alpha\beta}^{(\lambda\mu)} = \begin{cases} \delta_{\alpha\beta}, & \lambda=0, \mu=0, \\ \langle \alpha | \hat{Q}_{\mu}'' | \beta \rangle, & \lambda=2, \mu=0, 1, 2, \end{cases}$$

其中  $G_{00}$  与  $G_{2\mu}$  分别为单极对力和四极对力强度.  $G_{00}$

\* 国家自然科学基金(10525520, 10475002)资助

1) E-mail: frxu@pku.edu.cn

由平均对能隙方法确定<sup>[10]</sup>,  $G_{2\mu}$  由哈密顿量的对称性恢复确定<sup>[11]</sup>. 文献[12, 13]中分析了各个形变自由度在描述反射不对称核体系时对势能面的影响, 指出  $\beta_5$  形变对核势有非常大的影响. 因此 TRS 计算中考虑了  $\beta_2, \beta_3, \beta_4$  和  $\beta_5$  形变自由度.

推转壳模型在研究原子核的转动性质方面是非常成功的, 尤其是对于核的高自旋态. 本文中, 集体转动由推转壳模型来处理, 即此时哈密顿量取为  $H^\omega = H - \omega J_x$ ,  $H$  为内禀哈密顿量,  $\omega$  为绕转动轴  $x$  的转动角频率,  $J_x$  为总角动量在转动轴  $x$  上的投影. 采用了对作用-形变-转动自洽的 TRS 计算, 即在每个形变格点 ( $\beta_2, \beta_3, \beta_4, \beta_5$ ) 和转动角频率下自洽求解 Hartree-Fock-Bogolyubov-like 方程<sup>[14]</sup> 并计算体系的 Routhian 能量. 最后对所得的总能量曲面取极小值来确定核的基态性质.

### 3 结果和讨论

图 1 给出了计算所得的  $N=130-144$  Rn-Th 偶偶核的基态形状. 从图中可看出, 随中子数由 130 增加到 144, Rn-Th 偶偶核的基态呈现出 3 种典型形状. 由围绕  $N=130$  附近的近球形核, 逐渐到围绕  $N=136$  附近的  $\beta_3 \sim 0.1$  的八极形变核, 继而当  $N \geq 140$  后, 核形状又逐渐变为  $\beta_2 \sim 0.2, \beta_3 \sim 0$  的反射对称形变核. 另外从图中可看出,  $\beta_5$  随中子数增加的变化趋势与  $\beta_3$  的相似, 逐渐增大到一个极值点后又逐渐减小到 0; 而  $\beta_4$  的变化趋势与  $\beta_2$  的相似, 随中子数的增加持续增大. 为更精确的研究  $\beta_5$  自由度的作用, 做了与 ( $\beta_2, \beta_3, \beta_4$ ) 形变空间 TRS 计算的比较. 比较结果表明, 去掉  $\beta_5$  形变自由度后, 围绕  $\beta_3$  极小点的位垒变低, 核  $^{220}\text{Ra}$  和  $^{218, 220}\text{Th}$  的基态形状的  $\beta_3$  形变变为 0. 这反映出  $\beta_5$  形变自由度的加入使  $\beta_3$  形变更加稳定.

对势能曲面的研究发现, 除了  $\beta_3 \sim 0.1$  的能量极小点, 围绕  $N=136$  的八极形变核在  $\beta_3 \sim 0$  附近还存在一个能量极小点. 这个极小点具有与基态相同的四极形变, 能量比八极形变极小点高大约 800keV. 对于  $N \approx 130$  的近球形核和  $N \geq 140$  的反射对称形变核, 沿势能面的  $\beta_3$  自由度将能量增加 100keV 时,  $\beta_3$  的改变量约为 0.04. 由此可看出, Rn-Th 偶偶核的八极形变非常软, 这与实验上所发现的八极形变带不稳定的现象相一致.

图 2 给出了理论计算所得的转动惯量  $J = I_x/\omega$  与实验值的比较. 实验的  $I_x, \omega$  分别由公式  $I_x = \sqrt{(I+1/2)^2 - K^2}$  和  $\omega = (E(I+2) - E(I))/2$  来提取, 由

于考虑的为基带,  $K$  约为 0, 故  $I_x \approx I + 1/2$ . 由图可知, 理论计算结果与实验值符合的非常好. 随转动频率  $\omega$  的增加, 核的八极形变逐渐变小. 当  $\omega > 0.25$  后, 此时由于一对中子顺排的效应, 将出现回弯现象, 核形状最终变为反射对称形变.

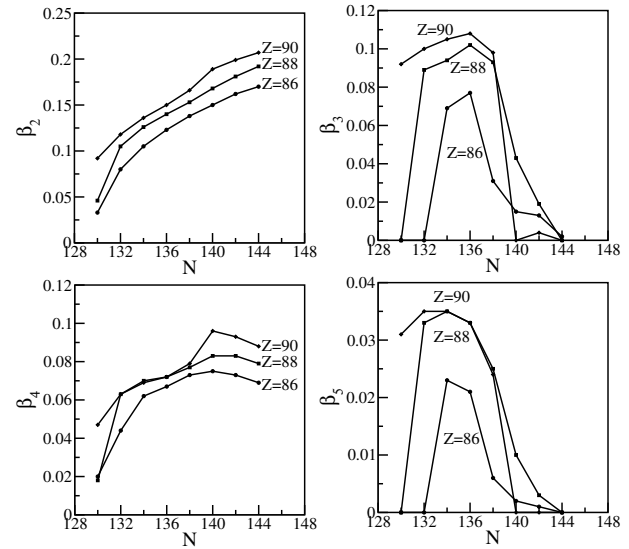


图 1 TRS 计算所得的 Rn-Th 偶偶核的基态形变

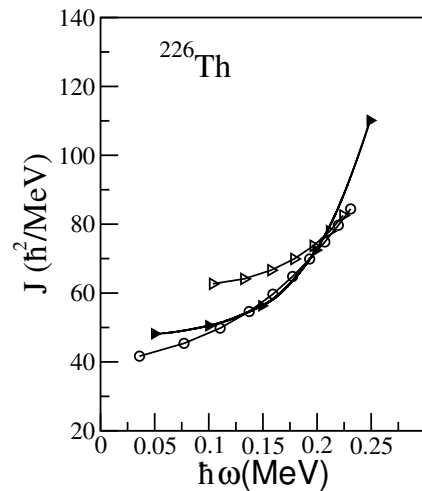


图 2 理论计算所得的转动惯量与实验值的比较

空心圆圈与空心三角分别为实验提取正、负宇称带的转动惯量. 实心点为理论计算值.

### 4 结论

为了更加精确的研究原子核的八极形变, 应用对作用-形变-转动自洽处理的 TRS 计算方法, 在多维形变空间 ( $\beta_2, \beta_3, \beta_4, \beta_5$ ) 中系统研究了  $N=130-144$  偶偶 Rn-Th 核的基态及转动性质. 结果表明,  $\beta_5$  形变自由度的加入使  $\beta_3$  形变更加稳定, 且  $\beta_5$  随中子数增加的变化趋势与  $\beta_3$  相同. 势能曲面的计算显示, 与常规四

极形变核相比, Rn-Th 偶偶核的八极形变较软, 随转动增加, 最终演变为反射对称形变核。

### 参考文献(References)

- 1 Asaro F, Stephens F S, Perlman I. Phys. Rev., 1953, **92**: 1495
- 2 Stephens F S, Asaro F, Perlman I. Phys. Rev., 1954, **96**: 1568; 1955, **100**: 1543
- 3 Ahmad I, Bulter P A. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1993, **43**: 321
- 4 Butler P A, Nazarewicz W. Rev. Mod. Phys., 1996, **68**: 349
- 5 Cocks J F C, Hawcroft D, Amzal N et al. Nucl. Phys., 1999, **A645**: 61
- 6 CHEN Y S, GAO Z C. Phys. Rev., 2000, **C63**: 014314
- 7 Myers W D, Swiatecki W J. Ann. Phys., 1969, **84**: 395
- 8 Dudek J, Szymanski Z, Werner T. Phys. Rev., 1981, **C23**: 920
- 9 Pradhan H C, Nogami Y, Law J. Nucl. Phys., 1973, **A201**: 357
- 10 Möller P, Nix R. Nucl. Phys., 1992, **A536**: 20
- 11 Sakamoto H, Kishimoto T. Phys. Lett., 1990 **B245**:321
- 12 Rozmej P, Ćwiok S, Sobiczewski A. Phys. Lett., 1988 **B203**: 197
- 13 Sobiczewski A, Patyk Z, Ćwiok S et al. Nucl. Phys., 1988 **A485**: 16
- 14 Satuła W, Wyss R, Magierski P. Nucl. Phys., 1994, **A578**: 45

## Octupole Deformation in Even-Even Rn-Th Nuclei\*

WU Zhe-Ying<sup>1</sup> XU Fu-Rong<sup>1,2,3;1)</sup>

<sup>1</sup>(MOE Key Laboratory, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

<sup>2</sup>(Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

<sup>3</sup>(Center for Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory for Heavy Ion Physics, Lanzhou 730000, China)

**Abstract** The ground-state properties and high-spin spectra of the light even-even Rn-Th nuclei have been systematically investigated using the cranking shell model in a multidimensional deformation space, including  $\beta_2$ ,  $\beta_3$ ,  $\beta_4$  and  $\beta_5$  degrees of freedom. Calculations reproduce well the experimental values of the moment of inertia. The investigation of the structures shows that, with increasing neutron number, the ground-state shapes of these nuclei evolve from nearly spherical ( $N \approx 130$ ), through well-developed octupole ( $N \approx 136$ ) to well-deformed quadrupole ( $N \geq 140$ ) shapes. Cranking calculations display that the nuclei investigated are very octupole soft and will restore to reflection-symmetric shapes at high spin.

**Key words** nuclear structure, octupole deformation, high-spin state

\* Supported by National Natural Science Foundation of China (10525520, 10475002)

1) E-mail: frxu@pku.edu.cn