

文章编号: 1007-4627(2003)03-0182-04

奇 A 核¹⁰¹Pd 和¹⁰¹Ru 的负宇称带能谱研究

徐延冰

(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;
四川大学物理科学与技术学院, 四川 成都 610064)

摘要: 将具有正宇称的 *gds* 组态空间扩大到包含具有负宇称的 $1h_{11/2}$ 轨道, 采用修正的表面 δ 相互作用 (MSDI) 对¹⁰¹Pd 和¹⁰¹Ru 两个奇 A 核进行了形变 HF 计算, 得到了基态和一些激发态的解. 同时, 还用近似角动量投影形变 Hartree-Fock (PDHF) 方法对¹⁰¹Pd 和¹⁰¹Ru 进行了能谱计算, 得到其正、负宇称带的解, 计算结果与实验谱基本一致.

关键词: 角动量投影; 单粒子能谱; 负宇称带

中图分类号: O571.23 **文献标识码:** A

1 引言

奇 A 核中的具有和基态带相反宇称的激发带是一种常见的核结构现象, 一直受到人们的关注. 本文的主要目的是从微观角度研究这一问题. 我们曾用形变 Hartree-Fock (HF) 方法对 *gds* 壳层区域的性质和能谱做了大量研究, 并取得成功, 这说明在该质量区使用该方法研究核结构是可行的^[1, 2]. 近期, 我们在 *gds* 壳层的基础上, 加入具有负宇称的 $1h_{11/2}$ 轨道来研究奇 A 核中的负宇称带. 基本设想是: 当奇 A 核中的奇中子(质子)跃迁到和具有正宇称的 *gds* 空间相反宇称的 $1h_{11/2}$ 轨道时, 就出现负宇称激发带. 发现理论计算与实验数据吻合较好. 这里主要讨论采用修正的表面 δ 相互作用 (MSDI) 对¹⁰¹Pd 和¹⁰¹Ru 两个奇 A 核的研究结果. 首先计算出它们的一些 HF 内禀态, 然后对¹⁰¹Pd 和¹⁰¹Ru 核的内禀态用单参量 Gauss 近似方法进行角动量投影, 得到了它们的基态带及一些激发带包含负宇称带的能谱, 并与实验能谱进行了比较.

2 基本理论

关于计算形变 HF 态和近似角动量投影的方法细节在文献[1—3]中已有详细说明, 这里只给出计算中最必要的公式. 奇 A 核¹⁰¹Pd 和¹⁰¹Ru 在双幻核⁸⁰Zr₄₀外面的 A 个外围核子的二次量子化哈密顿

算符为

$$H = \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha | H_0 | \beta \rangle a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha\beta | V | \gamma\delta \rangle a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} a_{\gamma} a_{\delta}, \quad (1)$$

其中 H_0 为单体部分, V 是两体相互作用, a^{\dagger} 和 a 分别是产生算符和湮灭算符. H_0 取成球形壳模型单粒子哈密顿算符. 单粒子态系 $\{|\lambda\rangle\}$ 满足的 HF 方程是

$$\langle \alpha | h | \beta \rangle = \langle \alpha | H_0 | \beta \rangle + \sum_{\lambda=1}^A \langle \alpha\lambda | V | \beta\bar{\lambda} \rangle = \epsilon_{\alpha} \delta_{\alpha\beta}, \quad (2)$$

式(2)中, ϵ_{α} 是单粒子态 $|\alpha\rangle$ 的单粒子能, $|\bar{\lambda}\rangle = |\beta\lambda\rangle - |\lambda\beta\rangle$. 态 $|\lambda\rangle$ 用球形壳模型单粒子态 $|nljm\tau_{\lambda}\rangle$ (H_0 的本征态) 来展开, 即

$$|\lambda; k = m_{\lambda}\rangle = \sum_j C_{j m_{\lambda}}^{\lambda} |j m_{\lambda}\rangle. \quad (3)$$

对 j 的求和限于 *gdsh* 壳层区的 6 个态 $1g_{9/2}$, $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ 和 $1h_{11/2}$. 利用 C-G 系数进行耦合变换, 则可得到 h 在表象中的矩阵元表达式

$$\langle jm | h | j'm \rangle = e_j \delta_{jj'} + \sum_{\lambda=1}^B \sum_{j_2 j_3} C_{j_2}^{\lambda} C_{j_3}^{\lambda} \cdot \frac{1}{2} \sum_j \langle jm j_2 m_{\lambda} | JM \rangle \langle j' m j_3 m_{\lambda} | JM \rangle.$$

收稿日期: 2002 - 12 - 10; 修改日期: 2003 - 02 - 06

作者简介: 徐延冰(1965-), 男(汉族), 山东高密人, 在职博士, 从事原子核理论研究.

$$\begin{aligned}
 & [\langle jj_2 J1 | V | j' j_3 J1 \rangle_a + \\
 & \langle jj_2 J | T_{z_1} | | V | j' j_3 J | T_{z_1} | \rangle_a] + \\
 & \frac{1}{2} \sum_{\lambda=B+1}^A \sum_J [(jm \frac{11}{2} m_{\bar{\lambda}} | JM) (j'm \frac{11}{2} m_{\bar{\lambda}} | JM) + \\
 & (jm \frac{11}{2} - m_{\bar{\lambda}} | JM) (j'm \frac{11}{2} - m_{\bar{\lambda}} | JM)] \cdot \\
 & [\langle j \frac{11}{2} J0 | V | j' \frac{11}{2} J0 \rangle_a + \\
 & 3 \langle j \frac{11}{2} J1 | V | j' \frac{11}{2} J1 \rangle_a], \quad (4)
 \end{aligned}$$

式(4)中, 第一部分的 e_j 是 H_0 的本征值, 即球形壳模型单粒子能; 第二部分是 gds 轨道中的 B 个核子的贡献, $\langle jj_2 JT | V | j' j_3 JT \rangle_a$ 是 JT 表象中的反对称化的两体矩阵元; 第三部分是 $1h_{11/2}$ 态中的第 $B+1$ 到第 A 个核子对 h 在 $|nljm\tau_z\rangle$ 表象中的矩阵元的影响. 将式(4)组成的矩阵对角化, 同时利用自洽迭代的方法, 便可得到全部单粒子态 $\{\lambda\}$ 和其对应的单粒子能 ϵ_λ (以⁸⁰Zr₄₀ 基态能为能量零点).

归一化的投影态和投影态的能量分别是

$$\begin{aligned}
 |\Phi_{MK}^I\rangle &= \frac{\hat{P}_{MK}^I |\Phi_{\sigma K}\rangle}{\sqrt{p_{KK}^I}}, \\
 p_{KK}^I &\equiv \langle \Phi_{\sigma K} | \hat{P}_{KK}^I | \Phi_{\sigma K} \rangle, \quad (5) \\
 E_{IK} &= \frac{h_{KK}^I}{p_{KK}^I}, \\
 h_{KK}^I &\equiv \langle \Phi_{\sigma K} | H \hat{P}_{KK}^I | \Phi_{\sigma K} \rangle, \quad (6)
 \end{aligned}$$

这里, \hat{P}_{MK}^I 为角动量投影算符, $|\Phi_{\sigma K}\rangle$ 是轴对称 HF 内禀态, 下标 M 和 K 为角动量投影量子数, σ 代表组态. p_{KK}^I 和 h_{KK}^I 的表示式可在文献[1—3]中找到. 在高斯近似下, p_{KK}^I 和 h_{KK}^I 可通过参量 Γ_p 和 Γ_h 计算, 这里参量 Γ_p 和 Γ_h 分别为

$$\Gamma_p = \frac{2}{\langle \Phi_K | I_y^2 | \Phi_K \rangle}, \quad (7)$$

$$\Gamma_h = \frac{2E_{HF}}{\langle \Phi_K | HI_y^2 | \Phi_K \rangle}. \quad (8)$$

用(7)式严格计算 Γ_p , 把 Γ_h 作为可调参量 (E_{HF} 已由 HF 计算得到), 由(6)式便可算出投影能量, 从而得到原子核的基态及激发态能谱.

3 计算结果与讨论

首先, 我们在 $1g_{9/2}$, $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ 和 $1h_{11/2}$ 空间以⁸⁰Zr₄₀ 为核心计算了¹⁰¹Pd 和¹⁰¹Ru 核的一些形变 HF 内禀态. 在 HF 计算中, 核子间的相互作用采用 MSDI^[4], 强度参量为 $A_1=0.600$, $A_0=0.150$, $B=0.085$ 和 $C=0.054$, 球形壳模型单粒子能^[5-7] 取为 $e_{9/2}=-11.60$, $e_{7/2}=-6.64$, $e_{5/2}=-5.53$, $e_{3/2}=-2.63$, $e_{1/2}=-2.27$ 和 $e_{11/2}=-1.11$ (单位为 MeV), 迭代过程中不区分质子和中子, Pd 和 Ru 的库仑能^[8] 分别取为 55.53 和 73.44 MeV, 迭代精度 $\eta=10^{-3}-10^{-4}$.

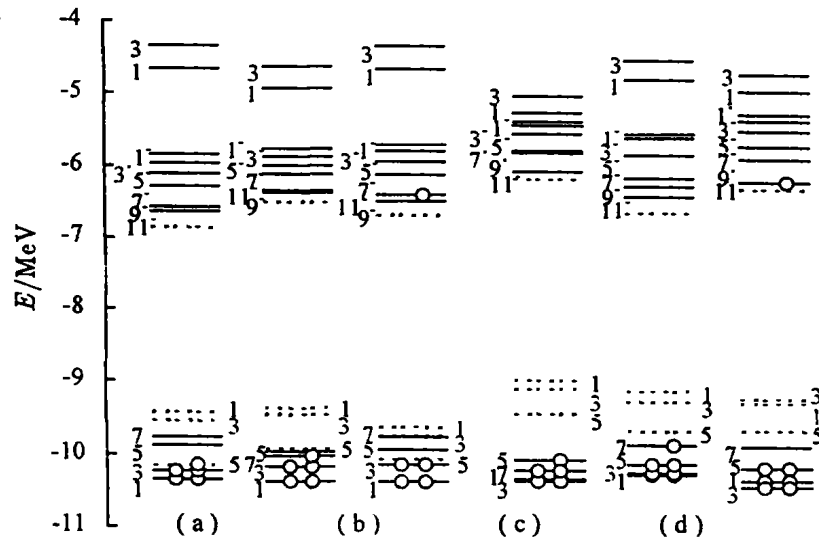


图 1 ¹⁰¹Pd 和¹⁰¹Ru 核的基态和激发态单粒子能谱

能级旁的数字为 $2k$ 值, o (代表 1 个中子) 的能级是被填充能级, 上标“-”标出具有负宇称的 $1h_{11/2}$ 态分出的 6 条能级, 其余具有正宇称; 上半区虚线画出的是 $3s_{1/2}$ 能级, 其 $2k=1$ 未标出; 下半区虚线画出的是 $2d_{5/2}$ 分出的 3 条能级, 其 $2k$ 值示能级右边; 图中只给出与价核子有关的部分.

图 1 中, (a) 是¹⁰¹Pd 核的基态, (b) 和 (c) 是分别具有正、负宇称的激发态单粒子能级图; (d) 是¹⁰¹Ru 核的基态, (e) 和 (f) 是分别具有正、负宇称的激发态单粒子能级图. 对奇 A 核, 只要其单中子(质子)出现在具有正宇称的 *gds* 空间各态分出的各条能级上, 其基态和激发态能谱宇称都是正的, 如图 1(a), (b), (d) 和 (e) 中所示; 但是, 当单中子跃迁到 $1h_{11/2}$ 态分出的一条能级时, 则其激发态能谱宇称便是负的, 如图中 (e) 和 (f) 所示. 图 1 各态对应的能谱见图 2.

我们计算出了¹⁰¹Pd 和¹⁰¹Ru 核的基态和激发态能谱, 且与实验能谱进行了比较 (见图 2), 对应的投影参量见表 1. 可以看出, 其理论谱特别是负宇称部分基本体现出实验谱的特征. 但是, 两核的基态带在 $21/2^+$ 上却差别较大, 如图 2 中 (a) 和 (d) 所示; 同样的问题也出现在具有正宇称的激发带的 $23/2^+$ 上, 如图 2 中 (b) 和 (e) 所示; 这显示了奇 A

核带结构的复杂性. 角动量投影能谱非常接近转动能谱, 但在角动量较大时偏差较大. 随着质量数的增大和价核子数的增多, 能量上相互接近的 HF 内禀态越来越多, 多带混合的重要性越来越明显, 因此, 进一步通过形变壳组态混合讨论是非常必要的.

表 1 ¹⁰¹Pd 和¹⁰¹Ru 核的一些形变 HF 内禀态 K 值, E_{HF} (MeV), Γ_p 和 Γ_h

核素	序号	K	E_{HF}	Γ_p	Γ_h
¹⁰¹ Pd	(a)	$5/2^+$	-194.73	0.010 0	0.010 5
	(b)	$7/2^+$	-194.62	0.008 5	0.008 9
	(c)	$11/2^-$	-191.18	0.007 2	0.007 6
¹⁰¹ Ru	(d)	$5/2^+$	-199.61	0.020 0	0.020 4
	(e)	$7/2^+$	-198.35	0.014 0	0.014 4
	(f)	$11/2^-$	-195.93	0.011 0	0.011 4

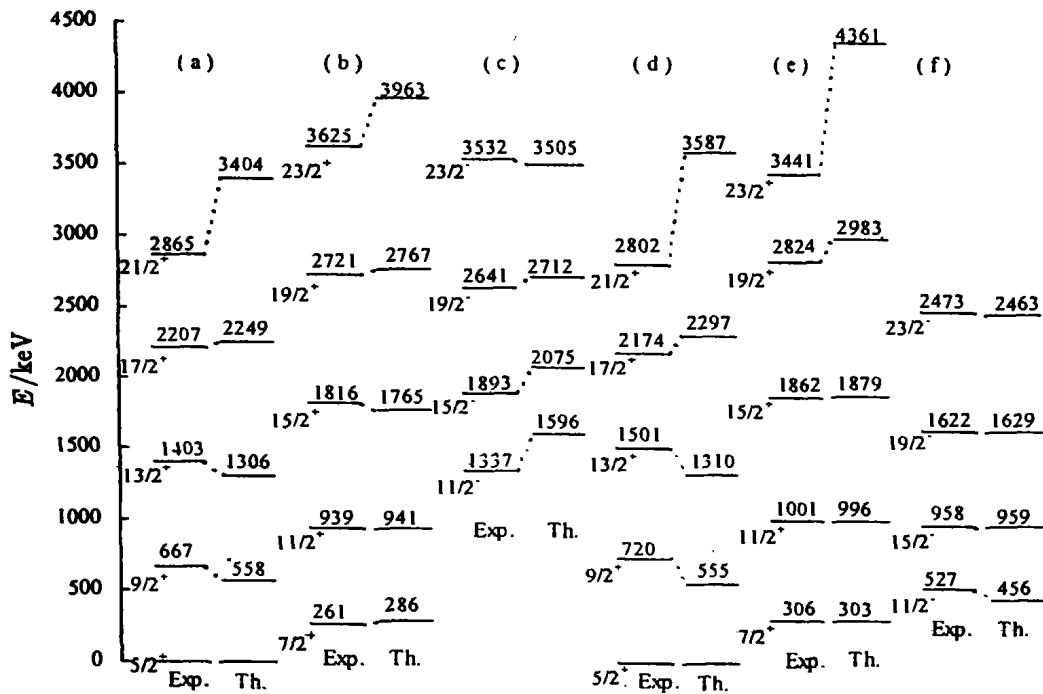


图 2 ¹⁰¹Pd 和¹⁰¹Ru 核的 PDHF 能谱与实验能谱^[9]的比较

Exp 和 Th 分别代表实验能谱和 PDHF 能谱, 其中 (a), (b) 和 (c) 属于¹⁰¹Pd; (d), (e) 和 (f) 属于¹⁰¹Ru.

4 结论

本文将空间扩大到包含具有负宇称的 $1h_{11/2}$ 轨道, 用形变 HF 方法研究¹⁰¹Pd 和¹⁰¹Ru 核的内禀态,

然后用角动量投影方法计算了其正、负宇称带能谱. 可以看出, 基态和激发态能谱与实验数据符合较好. 但在计算中发现, 其高自旋部分却存在较大误差, 其物理机制还在进一步探讨之中.

参 考 文 献:

- [1] 徐延冰, 刘英太, 廖继志. DHF方法对 $A \approx 100$ 区偶偶核形状的系统研究[J]. 高能物理与核物理, 1999, 23(6): 561.
- [2] 徐延冰, 刘英太, 廖继志. 偶偶Pd同位素核的HF态及能谱研究[J]. 原子核物理评论, 1998, 15(3): 129.
- [3] 郑仁蓉, 廖继志. 原子核对称性投影自治场方法[M]. 成都: 四川大学出版社, 1993, 34—42.
- [4] 廖继志. 修正表面 δ 相互作用在PDHF方法中的应用[J]. 高能物理与核物理, 1989, 13(4): 357.
- [5] Mang H J, Samadi B, Ring P. On the Solution of Constrained Hartree-Fock-Bogolyubov Equation [J]. Z Physik, 1976, A279: 325.
- [6] Rath A K, PraharaJ C R, Khadkikar S D. Signature Effects in Some $N=90$ Odd-Z Rare-earth Nuclei[J]. Phys Rev, 1993, C47: 1 990.
- [7] Tripathi P N, Sharma S K. High-spin Yrast Levels in Doubly Even Germanium and Selenium Isotopes; Microscopic study in the variation-after-projection approachp[J]. Phys Rev, 1986, C34: 1 081.
- [8] Aage Behr, Ben R Mottelson. Nuclear Structure[M]. Benjamin W A, Inc. 1969, V[I], 145.
- [9] Jean Blachot. Nuclear Data Sheets Update for $A=101$ [J]. Nuclear Data Sheets, 1991, 63: 323.

Studies on Negative Parity Spectra of Odd-A Nuclei: ^{101}Pd and ^{101}Ru

XU Yan-bing

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

Institute of Physics Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

Abstract: Using modified delta interaction, enlarging the gds configuration space to include the $1h_{11/2}$ orbital with negative-parity, the deformed Hartree-Fock calculations for both nuclei: ^{101}Pd and ^{101}Ru are performed. Their ground-state and some excited configurations are obtained. The approximate angular momentum projected deform Hartree-Fock (PDHF) method is also applied to nuclei ^{101}Pd and ^{101}Ru , and both of their positive- and negative-parity bands are obtained. The calculated energy spectra are consistent with experimental spectra well.

Key words: angular momentum projection; single-particle energy spectrum; negative-parity band