

采用 MSDI 严格角动量投影 ^{46}Ti 、 ^{48}Cr 形变 HF 谱

韩 勇

(四川大学物理系 成都 610064)

摘要 采用修正的表面 δ 相互作用(MSDI),以球形壳模型单粒子态作基矢,对 fp 壳层区偶偶核 ^{46}Ti 、 ^{48}Cr 进行形变Hartree-Fock(HF)计算,并用形变HF单粒子态构造Slater行列式波函数,即形变HF内禀态,然后对其实施严格角动量投影程序,得到比较合理的结果.

关键词 MSDI 形变 HF 内禀态 角动量投影

1 引言

形变Hartree-Fock(HF)方法是为了研究原子核的形变和集体运动而发展起来的一套微观理论.这种方法的合理性^[1]虽然还没有被完全地证实,但在低壳层区核结构计算中的确已取得了成功.以 ^{16}O 为惰性球形核心,Kelson^[2]取Rosenfeld两体势作为有效相互作用,利用形变HF方法对 sd 壳层区内的核进行了详细的计算,得到了形变HF单粒子轨道.Pal和Stamp^[3]采用二核子Yale势对 $N=Z, 8 \leq A \leq 40$ 的偶偶核也进行了HF计算,发现其结果十分合理.Stamp^[4]还将HF解用于计算转动惯量.之后,Parikh和Svenne^[5]、Dhar和Bhatt^[6]、廖继志^[7]等各自采用不同的相互作用,以 ^{40}Ca 为惰性球形核心,将HF方法扩展到 fp 壳层区.Sahu和Pandya^[8-12]则以 ^{56}Ni 为核心,对 fp 核进行了一系列的形变HF计算.所有的这些计算,都比较合理地反映了原子核形状的变化规律和集体运动规律.由形变HF单粒子态构造的Slater行列式波函数不具有确定的角动量,但可以利用Peierls-Yoccoz方法^[13]从这样的形变HF内禀态投影出好角动量态.Warke和Gunye建立了角动量投影方法的严格数学形式^[14,15],并用于 sd 壳层核(采用Rosenfeld势)的计算,投影转动带能谱与实验能谱比较起来,能级间隔和次序大体一致.

为了便于后继研究工作(例如,对粒子数守恒(PNC)波函数^[16,17]的角动量投影)的开展,建立一套自己的严格角动量投影程序是非常必要的.本文将采用MSDI,计算 fp 壳层区变形偶偶核 ^{46}Ti 和 ^{48}Cr 的形变HF单粒子能级和波函数,构造Slater行列式波函数,即形

变 HF 内禀态, 然后对其进行严格角动量投影.

2 MSDI 及矩阵元

用谐振子势或 Woods-Saxon 势计算球形单粒子态几率密度时, 可以发现在核表面区有接近最大的值, 而且具有不同径向量子数和轨道角动量量子数的态, 其波函数振幅相差很小. 据此, Plastino、Arvieu 和 Moszkowski^[18]提出了表面 δ 相互作用 (SDI)

$$v_{ij}^{\text{SDI}} = -4\pi A_T' \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \delta(\mathbf{r}_i - R_0), \quad (1)$$

式中 \mathbf{r}_i 和 \mathbf{r}_j 是相互作用的两个粒子 i 和 j 的位矢, R_0 是核半径, A_T' 中的 T 为总同位旋量子数, A_1' 和 A_0' 分别为 $T=1$ 和 0 时的相互作用强度.

设球形壳模型单粒子波函数为 $|nljm\tau\rangle$, 由 (1) 式通过计算可以得到耦合表象中反对称化的两体 SDI 矩阵元

$$\begin{aligned} \langle j_1 j_2 | v_{ij}^{\text{SDI}} | j_3 j_4 \rangle_{JT} = & (-1)^{n_1+n_2+n_3+n_4} \frac{A_T}{2(2J+1)} \left[\frac{1 + (-1)^{l_1+l_2+l_3+l_4}}{2} \right] \times \\ & \sqrt{\frac{(2j_1+1)(2j_2+1)(2j_3+1)(2j_4+1)}{(1+\delta_{12})(1+\delta_{34})}} \left\{ (-1)^{l_2+l_4+j_2+l_4} [1 - (-1)^{J+T+l_3+l_4}] \times \right. \\ & \left. \left(j_2 - \frac{1}{2} j_1 \frac{1}{2} \middle| \mathcal{J} 0 \right) \left(j_4 - \frac{1}{2} j_3 \frac{1}{2} \middle| \mathcal{J} 0 \right) - [1 + (-1)^T] \left(j_2 \frac{1}{2} j_1 \frac{1}{2} \middle| \mathcal{J} 1 \right) \left(j_4 \frac{1}{2} j_3 \frac{1}{2} \middle| \mathcal{J} 1 \right) \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $A_T = A_T' f(R_0)$, $f(R_0)$ 是一个与 R_0 有关的正数, 因此它的值依赖于核半径 R_0 , 即具有不同质量数 A 的核 A_T 不同.

将 SDI 矩阵元用于计算时发现, $T=0$ 的能级和 $T=1$ 的能级重心间距以及原子核的结合能都与实验值有系统性的偏差^[19]. 分析这些偏差后, 引入修正项 $B'(\boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j) + C'$, 这个修正项相当于电荷交换势与非交换势的混合. 这样, MSDI

$$v_{ij}^{\text{MSDI}} = -4\pi A_T' \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \delta(\mathbf{r}_i - R_0) + B'(\boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j) + C'. \quad (3)$$

显然, 修正项只对对角元有贡献, 不难求得

$$\langle B'(\boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j) + C' \rangle_{JT} = [2T(T+1) - 3]B + C, \quad (4)$$

式中 $B = B' f(R_0)$, $C = C' f(R_0)$.

通过不同质量区的多次计算, 人们从经验上获得 A_T , B 和 C 的值近似满足下列关系

$$A_1 \approx A_0 \approx B \approx 25/A, \quad C \approx 0. \quad (5)$$

引入修正项后, 大大改善了结合能的计算值与实验值的符合程度^[19].

需要说明的是, (5) 式仅仅是一个非常粗略的近似. 在用壳模型对原子核进行能谱计算时, 一般地说, 若理论能谱与实验能谱符合程度较好, A_1 接近于 $25/A$ MeV, 而 A_0 和 B 略

小于 A_1 , 但有时也会出现与此关系式相差稍大的情况. 尽管如此, (5) 式仍是比较有意义的, 它为人们调整这几个自由参量提供了很好的参考.

3 形变 HF 单粒子态的计算

以 ^{40}Ca 为惰性球形核心, 限于 4 个球形单粒子轨道 $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$ 和 $2p_{1/2}$, 即 fp 空间, 来求解轴对称形变 HF 单粒子态. 计算中, 用球形壳模型基 $|nljm\tau\rangle$ (可简记为 $|jm\tau\rangle$) 来展开 HF 单粒子态, 则轴对称形变 HF 单粒子态

$$|\lambda\rangle = \sum_j C_{jm,\tau_\lambda} |jm,\tau_\lambda\rangle. \quad (6)$$

在 $|jm\tau\rangle$ 表象中单粒子 Hamilton 量 h 的矩阵元应表示为

$$\langle jm\tau|h|j'm\tau\rangle = e_{jj'}\delta_{jj'} + \sum_{\lambda=1}^{\mathcal{A}} \sum_{j_1 m_1 \tau_1} C_{j_1 m_1 \tau_1} C_{j_2 m_2 \tau_2} \langle jm\tau, j_1 m_1 \tau_1 | v_a | j' m \tau, j_2 m_2 \tau_2 \rangle, \quad (7)$$

上式中的 e_j 为球形壳模型 j 轨道的单粒子能, \mathcal{A} 为外围价核子数, 下标 a 代表右边的矩阵元是反对称化的. 采用 Kelson^[2] 的方法, 对 ^{46}Ti 和 ^{48}Cr 进行形变 HF 计算. 表 1 给出了 ^{46}Ti 和 ^{48}Cr 最低能量组态 ($0p-0h$ 态, 显然, 均为长椭球态. 在不考虑组态混合时, 可将其作为基态) 的形变 HF 单粒子能、波函数及 HF 能量 (未扣除 Coulomb 能). 图 1 显示了 ^{46}Ti 和 ^{48}Cr 几个组态的单粒子轨道及其被粒子占据的情况. 角动量在对称轴上的投影量子数 $K = \sum_{i=1}^A m_i$. 图中所示的各组态都是完全配对组态, 因此其 K 值均为 0. 计算中采用的球形壳

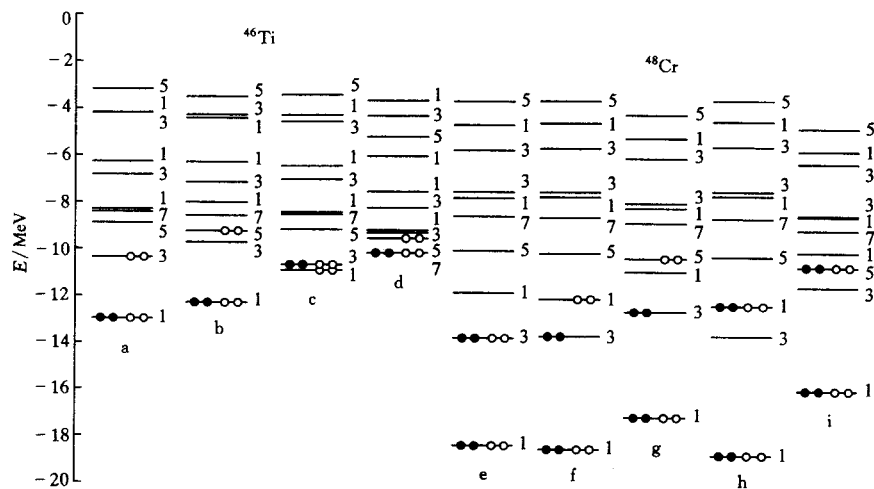


图 1 ^{46}Ti 和 ^{48}Cr 几个组态的单粒子轨道及其被粒子占据的情况

a, b, c, d 是 ^{46}Ti 三个长椭球态和一个扁椭球态的形变 HF 单粒子能级, 其中 a 为 $0p-0h$ 态, b 为一对 neutron 被激发的 $2p-2h$ 态, c 为一对 proton 被激发的 $2p-2h$ 态, d 为 $0p-0h$ 扁椭球态; e, f, g, h, i 是 ^{48}Cr 五个长椭球态的形变 HF 单粒子能级, 其中 e 为 $0p-0h$ 态, f, g 为一对 neutron 被激发的 $2p-2h$ 态, h, i 为一对 proton 和一对 neutron 被激发的 $4p-4h$ 态. 图中, 黑点代表质子, 圆圈代表中子, 能级旁的数字为 $2|m_1|$ 值, 字母 a, e 代表的组态分别对应于表 1 中的两个组态.

模型单粒子能 $e_{7/2}$ 、 $e_{5/2}$ 、 $e_{3/2}$ 、 $e_{1/2}$ 可以从实验中获得^[5], 分别为 -8.36 、 -2.86 、 -6.29 、 -4.32 MeV. 迭代精度为 0.0001 . 对于相互作用参量 A_1 、 A_0 、 B 、 C , 选取不同的值, 当然会影响投影结果, 并且由于这些参量均依赖于核半径 R_0 , 因此, 对于⁴⁶Ti 和⁴⁸Cr 参量应有所差别. 我们以(5)式作参考, 选取了一组使投影能谱与实验能谱符合得较好的参量: ⁴⁶Ti 分别取为 0.50 、 0.37 、 0.35 、 0.05 MeV, ⁴⁸Cr 分别取为 0.75 、 0.65 、 0.35 、 0.05 MeV.

表 1 ⁴⁶Ti 和⁴⁸Cr 最低能量组态的形变 HF 单粒子能 ε_i 、波函数 C_{jm_i, τ_i} 和 HF 能量 E_{HF}

核素	E_{HF}/MeV	ε_i/MeV	m_i	$C_{\frac{7}{2}m_i}$	$C_{\frac{5}{2}m_i}$	$C_{\frac{3}{2}m_i}$	$C_{\frac{1}{2}m_i}$
⁴⁶ Ti	-58.86694	-12.966990	$\frac{1}{2}$	0.766675	-0.218590	-0.545572	0.258416
		-4.162241	$\frac{1}{2}$	0.009900	0.685789	0.055022	0.725642
		-8.293843	$\frac{1}{2}$	0.621648	0.422462	0.501217	-0.428790
		-6.260383	$\frac{1}{2}$	0.160203	-0.550840	0.669406	0.472022
		-10.345480	$-\frac{3}{2}$	0.964510	0.121650	-0.234353	
		-4.194420	$-\frac{3}{2}$	-0.084724	0.983200	0.161675	
		-6.829221	$-\frac{3}{2}$	0.250084	-0.136081	0.958416	
		-8.869593	$\frac{5}{2}$	0.999425	-0.033906		
		-3.193687	$\frac{5}{2}$	0.033906	0.999425		
		-8.389544	$-\frac{7}{2}$	1.000000			
⁴⁸ Cr	-92.77817	-18.330300	$\frac{1}{2}$	0.635916	-0.308783	-0.611380	0.355639
		-11.821990	$\frac{1}{2}$	0.631402	0.606695	0.072576	-0.477479
		-7.768716	$\frac{1}{2}$	0.441771	-0.475836	0.754671	0.094286
		-4.691316	$\frac{1}{2}$	0.042201	0.556915	0.226757	0.797901
		-13.752220	$-\frac{3}{2}$	0.896835	0.241014	-0.370944	
		-5.751415	$-\frac{3}{2}$	-0.019013	0.858772	0.512004	
		-7.513248	$-\frac{3}{2}$	0.441954	-0.452131	0.774759	
		-10.025260	$\frac{5}{2}$	0.995970	-0.089689		
		-3.686678	$\frac{5}{2}$	0.089689	0.995970		
		-8.556896	$-\frac{7}{2}$	1.000000			

略去了下标 τ_i .

4 对形变 HF 内禀态的角动量投影

由轴对称形变 HF 单粒子态构成的 Slater 行列式波函数, 即形变 HF 内禀态 $|\Phi\rangle$, 具有确定的宇称和角动量在对称轴上的投影量子数 K . 用符号 σ 代表组态, 可将形变 HF 内禀

态表示为 $|\Phi_o\rangle$.

$$\text{投影态的能量为} \quad E_{IK} = h'_{KK} / p'_{KK}, \quad (8)$$

其中

$$p'_{KK} = \langle \Phi_o | \hat{P}'_{KK} | \Phi_o \rangle = \left(I + \frac{1}{2} \right) \int_0^{\pi/2} P_{\sigma\sigma}(\theta) [d'_{KK}(\theta) - (-1)^{I-K} d'_{K,-K}(\theta)] \sin(\theta) d\theta, \quad (9)$$

$$h'_{KK} = \langle \Phi_o | H\hat{P}'_{KK} | \Phi_o \rangle = \left(I + \frac{1}{2} \right) \int_0^{\pi/2} H_{\sigma\sigma}(\theta) [d'_{KK}(\theta) - (-1)^{I-K} d'_{K,-K}(\theta)] \sin(\theta) d\theta. \quad (10)$$

其中

$$P_{\sigma\sigma}(\theta) = \langle \Phi_o | e^{-i\theta J_y} | \Phi_o \rangle, \quad H_{\sigma\sigma}(\theta) = \langle \Phi_o | H e^{-i\theta J_y} | \Phi_o \rangle. \quad (11)$$

因此, 要得到 E_{IK} 的关键是计算两个矩阵元 $P_{\sigma\sigma}(\theta)$ 和 $H_{\sigma\sigma}(\theta)$. 经过冗长的数学运算^[20], 可以得到

$$P_{\sigma\sigma}(\theta) = D^P(a_{\lambda'\lambda}) D^N(a_{\mu'\mu}), \quad (12)$$

$$H_{\sigma\sigma}(\theta) = T^P + T^N + V^{PP} + V^{NN} + V^{PN}. \quad (13)$$

其中

$$a_{\lambda'\lambda} = \sum_j C_{jm_{\lambda'}} C_{jm_{\lambda}} d^j_{m_{\lambda} m_{\lambda'}}(\theta), \quad (14)$$

$$a_{\mu'\mu} = \sum_j C_{jm_{\mu'}} C_{jm_{\mu}} d^j_{m_{\mu} m_{\mu'}}(\theta), \quad (15)$$

$$T^P = D^N(a_{\mu'\mu}) \sum_{s', s=1}^P (-1)^{s'+s} D_{s', s}^{P-1}(a_{\lambda'\lambda}) \sum_j e_j C_{jm_{\nu'}} C_{jm_{\nu}} d^j_{m_{\nu} m_{\nu'}}(\theta), \quad (16)$$

$$T^N = D^P(a_{\lambda'\lambda}) \sum_{s', s=1}^N (-1)^{s'+s} D_{s', s}^{N-1}(a_{\mu'\mu}) \sum_j e_j C_{jm_{\nu'}} C_{jm_{\nu}} d^j_{m_{\nu} m_{\nu'}}(\theta), \quad (17)$$

$$V^{PP} = D^N(a_{\mu'\mu}) \sum_{h' > l' = 1}^P \sum_{h > l = 1}^P (-1)^{l'+h'+l+h} D_{l' h', l h}^{P-2}(a_{\lambda'\lambda}) \sum_{j_1' j_2' j_1 j_2} C_{j_1' m_{\nu'}} C_{j_2' m_{\nu'}} C_{j_1 m_{\nu}} C_{j_2 m_{\nu}} \times \\ \sum_{m_a m_b} \langle j_1' m_{\nu'} j_2' m_{\nu'} | v_a | j_1 m_a j_2 m_b \rangle d_{m_a m_{\nu'}}^{j_1}(\theta) d_{m_b m_{\nu}}^{j_2}(\theta), \quad (18)$$

$$V^{NN} = D^P(a_{\lambda'\lambda}) \sum_{h' > l' = 1}^N \sum_{h > l = 1}^N (-1)^{l'+h'+l+h} D_{l' h', l h}^{N-2}(a_{\mu'\mu}) \sum_{j_1' j_2' j_1 j_2} C_{j_1' m_{\nu'}} C_{j_2' m_{\nu'}} C_{j_1 m_{\nu}} C_{j_2 m_{\nu}} \times \\ \sum_{m_a m_b} \langle j_1' m_{\nu'} j_2' m_{\nu'} | v_a | j_1 m_a j_2 m_b \rangle d_{m_a m_{\nu'}}^{j_1}(\theta) d_{m_b m_{\nu}}^{j_2}(\theta), \quad (19)$$

$$V^{PN} = \sum_{l'=1}^P \sum_{h'=1}^N \sum_{l=1}^P \sum_{h=1}^N (-1)^{l'+h'+l+h} D_{l', l}^{P-1}(a_{\lambda'\lambda}) D_{h', h}^{N-1}(a_{\mu'\mu}) \sum_{j_1' j_2' j_1 j_2} C_{j_1' m_{\nu'}} C_{j_2' m_{\nu'}} C_{j_1 m_{\nu}} C_{j_2 m_{\nu}} \times$$

$$\sum_{m_a, m_b} \langle j_1' m_1', j_2' m_2' | v_a | j_1 m_a, j_2 m_b \rangle d_{m_a, m_1'}^{j_1}(\theta) d_{m_b, m_2'}^{j_2}(\theta). \quad (20)$$

式中, $D^n(a_{\eta', \eta})$ 是以 $a_{\eta', \eta}$ 为元的 n 阶行列式, $D_{s', s}^{n-1}(a_{\eta', \eta})$ 是 $D^n(a_{\eta', \eta})$ 去掉第 s' 行第 s 列后的 $n-1$ 阶行列式, $D_{l', h, l, h}^{n-2}(a_{\eta', \eta})$ 是 $D^n(a_{\eta', \eta})$ 去掉第 l' 行 h' 行第 l 列 h 列后的 $n-2$ 阶行列式.

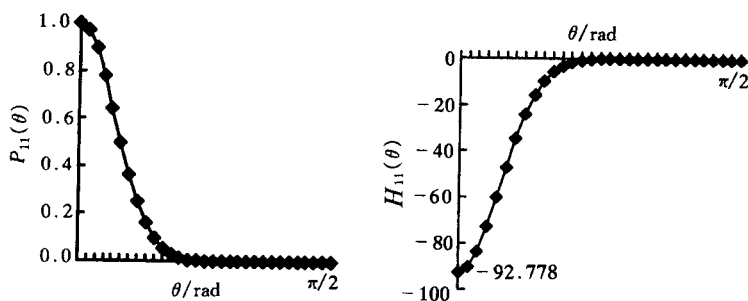


图 2 ⁴⁸Cr 的最低能量组态间的两个角动量投影矩阵元随 θ 的变化情况
横坐标表示 θ 值, 区间是 $[0, \pi/2]$, 每一小格代表 $\pi/60$; 纵坐标表示矩阵元的值, 其单位为 MeV.

有了这些表达式, 即可将其程序化, 用于实际核的计算. 图 2 给出了⁴⁸Cr 的最低能量组态(长椭球 $0p-0h$ 态, 记作 $\sigma=1$) 间的两个角动量投影矩阵元 $P_{11}(\theta)$ 和 $H_{11}(\theta)$. 从图中可以看出, 在区间 $[0, \pi/2]$ 内, 矩阵元的值在小 θ 附近其值较大, 在 $\theta = \pi/2$ 附近其值接近于 0, 这类似于 Gauss 函数型曲线, 投影积分的 Gauss 近似^[21, 22]也正是依据于此. 从图中还可以注意到, $H_{11}(\theta=0) = -92.778 \text{ MeV}$, 与表 1 中⁴⁸Cr 的 E_{HF} 值相等, $P_{11}(\theta=0) = 1 \text{ MeV}$, 这由 (11) 式很容易得到证明.

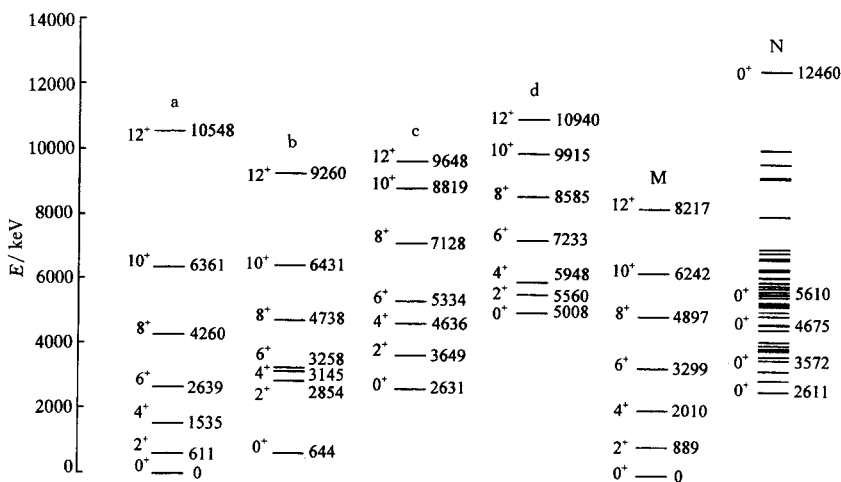


图 3 ⁴⁶Ti 的实验能谱与严格角动量投影能谱的比较

M 是从实验能谱中划分出的基态带, N 为其余的实验能级, 只列出了几个 0^+ 态的能量, 其它实验值可参阅文献 [23, 24]. 由于实验数据不充分, 很难从中划分出激发带. a, b, c, d 分别是图 1 所示的 4 个组态 a, b, c, d 的单粒子波函数构造的四个内禀态投影出的四个带.

我们用 ^{46}Ti 和 ^{48}Cr 的形变 HF 单粒子波函数构造内禀态,然后分别对其实施严格角动量投影程序,得到了图 3 和图 4 所示的结果.从图 3 可以看出,对 ^{46}Ti 投影出的基态带与实验值符合的较好,但 2^+ 至 8^+ 态都低于实验值.几个激发带的 0^+ 态比实验值也偏低.在图 4 中, ^{48}Cr 的投影基态带也能较好地与实验值符合,但其中的各条能级普遍低于实验值.

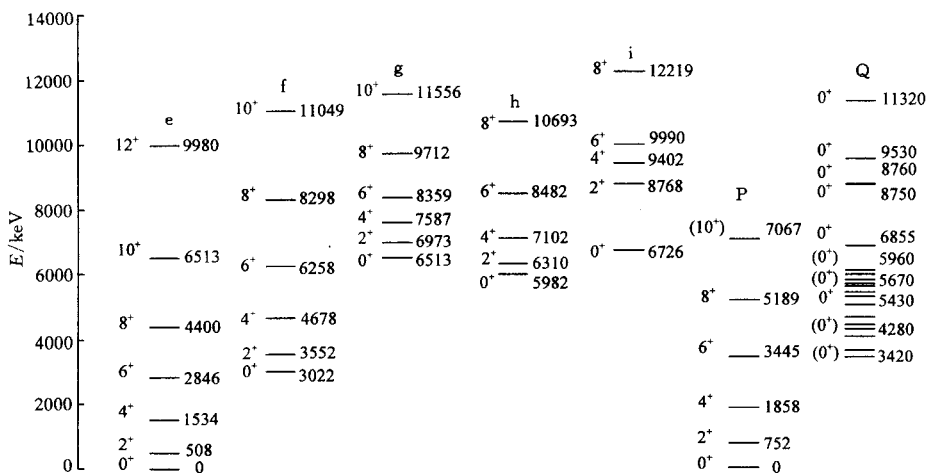


图 4 ^{48}Cr 的实验能谱与严格角动量投影能谱的比较

P 是从实验能谱中划分出的基态带, Q 为其余的实验能级, 只列出了几个 0^+ 态的能量, 其它实验值可参见文献 [25, 26]. 由于实验数据不充分, 很难从中划分出激发带. e, f, g, h, i 分别是图 1 所示的 5 个组态 e, f, g, h, i 的单粒子波函数构造的 5 个内禀态投影出的 5 个带.

5 结论

采用 MSDI, 以 ^{46}Ti 和 ^{48}Cr 的形变 HF 单粒子态构造内禀态, 并对其实施角动量投影程序, 得到了比较合理的结果: 投影谱的能级间隔和次序与实验能谱比较起来大体一致, 但理论值与实验值有所差别. 可以预料, 造成这种差别的主要原因是计算中未考虑多组态的混合. 用形变 HF 单粒子态构造 PNC 波函数 (HF + PNC), 然后对其进行角动量投影, 将会考虑到 K 值相同的组态成份的混合, 其结果明显好于只对单个组态进行投影, 对此将有另文发表.

整个投影过程, 除了相互作用参量外无其它自由参量. 程序中, 采用的数值积分法是 Gauss-Legendre 求积法, 矩阵的对角化采用了 Jacobi 方法.

作者十分感谢廖继志教授, 在论文完成的始终都得到了他的精心指导. 感谢北京大学曾谨言教授、吴崇试教授以及中国科学院理论物理研究所的雷奕安博士给予的支持和帮助.

参 考 文 献

- [1] Svenne J P. *Advan. Nucl. Phys.*, 1979, **11**:179—262
- [2] Kelson I. *Phys. Rev.*, 1963, **132**:2189—2193
- [3] Pal M K, Stamp A P. *Phys. Rev.*, 1967, **158**:924—940
- [4] Stamp A P. *Nucl. Phys.*, 1967, **A105**:627—639
- [5] Parikh J C, Svenne J P. *Phys. Rev.*, 1968, **174**:1343—1356
- [6] Dhar A K, Bhatt K H. *Nucl. Phys.*, 1976, **A271**:36—48
- [7] Liao J Z. *Chin. J. Nucl. Phys (in Chinese)*, 1985, **7**:338—343
(廖继志. 原子核物理, 1985, **7**: 338—343)
- [8] Sahu R. *Nucl. Phys.*, 1989, **A501**:311—318
- [9] Sahu R, Pandya S P. *J. Phys.*, 1990, **G16**:429—439
- [10] Sahu R, Pandya S P. *Nucl. Phys.*, 1991, **A529**:20—28
- [11] Sahu R, Pandya S P. *Nucl. Phys.*, 1992, **A548**:64—70
- [12] Sahu R, Pandya S P. *Nucl. Phys.*, 1994, **A571**:253—264
- [13] Peierls R E, Yoccoz J. *Proc. Phys. Soc.*, 1957, **A70**:381—387
- [14] Warke C S, Gunye M R. *Phys. Rev.*, 1967, **155**:1084—1089
- [15] Gunye M R, Warke C S. *Phys. Rev.*, 1967, **156**:1087—1093
- [16] Zeng J Y, Cheng T S. *Nucl. Phys.*, 1983, **A405**:1—28
- [17] Zeng J Y, Cheng T S, Cheng L et al. *Nucl. Phys.*, 1983, **A411**:49—64
- [18] Plastino A, Arvieu R, Moszkowski S A. *Phys. Rev.*, 1966, **145**:837—851
- [19] Glaudemans P W M, Brussaard P J, Wildenthal B H. *Nucl. Phys.*, 1967, **A102**:593—601
- [20] Zheng R R, Liao J Z. *Projection and Self-Consistent Field Methods for Nuclear Symmetry*. Chengdu: Sichuan University Press (in Chinese), 1993 P42—51
(郑仁蓉, 廖继志. 原子核对称性投影自洽场方法. 成都: 四川大学出版社 1993. p42—p51)
- [21] Han Y, Liao J Z. *High Energy Physics and Nuclear Physics (in Chinese)*, 1997, **21**:541—547
(韩勇, 廖继志. 高能物理与核物理, 1997, **21**: 541—547)
- [22] Han Y, Liao J Z. *Journal of Sichuan University (in Chinese)*, 1996, **33**:11—15
(韩勇, 廖继志. 四川大学学报, 1996, **33**: 11—15)
- [23] Peker L K. *Nucl. Data Sheets*, 1993, **68**:271—310
- [24] Alburger D E. *Nucl. Data Sheets*, 1986, **49**:237—314
- [25] Burrows T W. *Nucl. Data Sheets*, 1993, **68**:1—115
- [26] Alburger D E. *Nucl. Data Sheets*, 1985, **45**:557—699

Angular Momentum Projected Deformed HF Spectra of ^{46}Ti and ^{48}Cr With MSDI

Han Yong

(*Department of Physics, Sichuan University, Chengdu 610064*)

Abstract Taking the modified surface delta interaction (MSDI) and using a spherical shell model basis set, we carry out the deformed Hartree-Fock (HF) calculation for the even-even nuclei ^{46}Ti and ^{48}Cr in the fp shell, and construct the deformed HF intrinsic states which are the Slater determinants from the HF single-particle states. The angular momentum projection program is then carried out and the reasonable results are obtained.

Key words MSDI, deformed HF intrinsic state, angular momentum projection