

# 平均场加区分质子和中子的邻近 轨道对力模型及对超铀区核的统一描述<sup>\*</sup>

陈月娥 卢晓华 潘峰

(辽宁师范大学物理系 大连 116029)

**摘要** 利用严格可解的平均场加区分质子和中子的邻近轨道相互作用对力模型,对超铀区部分大形变核进行了统一的描述.计算了 $^{227-233}\text{Th}$ , $^{232-239}\text{U}$ , $^{236-243}\text{Pu}$ 同位素和同中异质素 $^{228}\text{Ra}$ - $^{229}\text{Ac}$ - $^{230}\text{Th}$ - $^{231}\text{Pa}$ - $^{232}\text{U}$ , $^{232}\text{Th}$ - $^{233}\text{Pa}$ - $^{234}\text{U}$ - $^{235}\text{Np}$ - $^{236}\text{Pu}$ , $^{236}\text{U}$ - $^{237}\text{Np}$ - $^{238}\text{Pu}$ - $^{239}\text{Am}$ 的结合能,对激发能和奇偶能差并与相应核的实验值进行了比较.

**关键词** 平均场 邻近轨道相互作用对力 结合能 对激发 奇偶能差

## 1 引言

原子核中核子间相互作用势的确定一直是一个重要的疑难问题.通过对大量实验结果的分析而建立的许多核模型中,每一个模型都大大简化了其真实情况并突出其主要特点,从而能在某一个侧面反映原子核的运动规律.壳模型假定原子核中核子间的相互作用以一个平均场替代后,作为进一步的修正,还要考虑价核子间的剩余相互作用.对力是最主要的剩余相互作用之一<sup>[1]</sup>.在平均场中引入对力后,就遇到了求解对力哈氏量的问题.作为近似方法,可用BCS理论或HFB近似来处理并结合无规相近似作进一步修正.处理时所遇到的粒子数不守恒,多余伪态,波函数不正交等问题一直没能很好地解决.虽然粒子数投影技术和波格留波夫变换以及计算中引入福克空间基底的截断技术有了很大的发展,但无论上述那种方法的结果都是近似的<sup>[2]</sup>.核结构研究中经常采用的等强度对力模型可以利用Bethe假定方法得到其形式解<sup>[3-5]</sup>,同样的方法还可推广到依赖轨道对力的模型<sup>[6-8]</sup>.这些形式解的工作都是依赖Bethe假定并靠求解一组非线性方程来实现.当轨道数和价核子对数都很大时求解这类非线性方程就十分困难,从而不能应用于大形变核.正是这一原

因,文献[9]和[10]提出了一种平均场加邻近轨道相互作用的对力模型.

在不区分质子与中子对的模型中不能反映不同核子的对激发,所以文献[10]的结果是较为粗糙的.本文将文献[9,10]提出的模型推广到区分质子和中子的情形,从而能够更加准确地反映不同价核子对的激发.本文的第2节将介绍平均场加区分质子与中子的邻近轨道相互作用对力模型.第3节将该模型应用于部分实验数据较丰富的超铀区核素.计算了 $^{227-233}\text{Th}$ , $^{232-239}\text{U}$ ,及 $^{236-243}\text{Pu}$ 同位素和同中异质素 $^{228}\text{Ra}$ - $^{229}\text{Ac}$ - $^{230}\text{Th}$ - $^{231}\text{Pa}$ - $^{232}\text{U}$ , $^{232}\text{Th}$ - $^{233}\text{Pa}$ - $^{234}\text{U}$ - $^{235}\text{Np}$ - $^{236}\text{Pu}$ , $^{236}\text{U}$ - $^{237}\text{Np}$ - $^{238}\text{Pu}$ - $^{239}\text{Am}$ 的结合能,对激发能和奇偶能差,并与相应核的实验值进行了比较.第4节是关于结果和进一步工作的简要讨论.

## 2 理论模型

平均场加邻近轨道相互作用对力模型包含两个部分,即原子核的平均场部分和对力部分.本文采用Nilsson形变壳模型作为本理论的平均场,包含价中子和价质子的单粒子能部分.对于大形变核,一般需要引入一种依赖于轨道的高斯型对力<sup>[11]</sup>作为剩余

相互作用,

$$G_{\alpha\beta} = A e^{-B(\epsilon_\alpha - \epsilon_\beta)^2}. \quad (1)$$

显然能级靠得较近的轨道之间的对力较强,当两轨道间的能量差增大时对力强度很快衰减.作为近似,进一步把对力简化为邻近轨道相互作用,即仅考虑相同和最邻近轨道之间的对力,而其他情形下的对力强度忽略不计.在(1)式中,  $\epsilon_\alpha$  和  $\epsilon_\beta$  分别为在 Nilsson 形变壳模型中得到的 Nilsson 轨道  $\alpha$  和  $\beta$  的价核子能量,参数  $A < 0$  和  $B > 0$  可根据核基态的结合能及其第 2 个  $0^+$  态的位置来确定.而邻近轨道相互作用近似的准确程度,则需要通过对大形变原子核激发谱和奇偶能差的拟合才能得出结论,这正是本文要讨论的核心问题.

采用邻近轨道相互作用近似后,模型的哈氏量可写为

$$\hat{H} = \sum_i \epsilon_i^\pi + \sum_i \epsilon_i^\nu + \sum_{\langle i,j \rangle} \mathcal{P} t_{ij}^\pi b_i^\dagger(\pi) b_j(\pi) \mathcal{P} + \sum_{\langle i,j \rangle} \mathcal{P} t_{ij}^\nu b_i^\dagger(\nu) b_j(\nu) \mathcal{P}, \quad (2)$$

其中右端的头两项仅对被单个价质子和价中子所占据轨道的相应单粒子能量求和;式中的  $\pi$  和  $\nu$  分别表示质子和中子部分;带撇的求和号是指,求和不包含头两项中被单个价质子或价中子所占据的那些轨道; $\mathcal{P}$ 是保证轨道不被双对占有的投影算符; $t_{ii}^\pi = 2\epsilon_i^\pi + G_{ii}^\pi, t_{ii+1}^\pi = t_{i+1i}^\pi = G_{ii+1}^\pi$ ,其他情况  $t_{ij}^\pi = 0$ ,同理  $t_{ii}^\nu = 2\epsilon_i^\nu + G_{ii}^\nu, t_{ii+1}^\nu = t_{i+1i}^\nu = G_{ii+1}^\nu$ ,其他情况  $t_{ij}^\nu = 0$ ,其中  $G_{ij}$ 由(1)式给出.(2)式中  $b_i^\dagger(\pi), b_i(\pi), b_i^\dagger(\nu), b_i(\nu)$ 均为相应的对算符,都可表为

$$b_i^\dagger(\pi) = a_i^\dagger(\pi) a_i^\dagger(\pi), b_i(\pi) = a_i(\pi) a_i(\pi), \\ b_i^\dagger(\nu) = a_i^\dagger(\nu) a_i^\dagger(\nu), b_i(\nu) = a_i(\nu) a_i(\nu), \quad (3)$$

其中  $a_i^\dagger(\pi)$ 为第  $i$  轨道中价质子的产生算符,  $a_i^\dagger(\nu)$ 为相应的时间反演态算符,  $a_i^\dagger(\nu)$ 为第  $i$  轨道中的价中子的产生算符,  $a_i^\dagger(\nu)$ 为相应的时间反演态算符,且  $b_i^\dagger(\pi), b_i(\pi)$ 和  $b_i^\dagger(\nu), b_i(\nu)$ 满足如下广义形变玻色子代数:

$$[b_i(\pi), b_j^\dagger(\pi)] = \delta_{ij}(1 - 2N_i(\pi)), \\ [N_i(\pi), b_j^\dagger(\pi)] = \delta_{ij} b_j^\dagger(\pi), [N_i(\pi), b_j(\pi)] = -\delta_{ij} b_j(\pi), \quad (4)$$

$$[b_i(\nu), b_j^\dagger(\nu)] = \delta_{ij}(1 - 2N_i(\nu)), \\ [N_i(\nu), b_j^\dagger(\nu)] = \delta_{ij} b_j^\dagger(\nu), [N_i(\nu), b_j(\nu)] = -\delta_{ij} b_j(\nu),$$

其中  $N_i(\pi) = \frac{1}{2} (a_i^\dagger(\pi) a_i(\pi) + a_i^\dagger(\pi) a_i(\pi))$ ,

$N_i(\nu) = \frac{1}{2} (a_i^\dagger(\nu) a_i(\nu) + a_i^\dagger(\nu) a_i(\nu))$ ,而不同核子的相应算符显然是相互对易的.由于泡利原理,每一 Nilsson 轨道上最多只能容纳一对价核子,所以这时的价核子对可等价地当作玻色子来处理,但组态空间和哈氏量都要被投影到无轨道被双对占有的子空间内<sup>[9]</sup>.

当系统有  $k(\pi)$  个质子对和  $k(\nu)$  个中子对时,(2)式的本征态可表为

$$|k(\pi) + k(\nu); \xi(\pi), \xi(\nu); (n_{j_1}^\pi, n_{j_2}^\pi, \dots, n_{j_r}^\pi) n_f^\pi, (n_{j'_1}^\nu, n_{j'_2}^\nu, \dots, n_{j'_r}^\nu) n_f^\nu\rangle = \sum_{i_1 < i_2 < \dots < i_{k(\pi)}, i'_1 < i'_2 < \dots < i'_{k(\nu)}} C_{i_1 i_2 \dots i_{k(\pi)}}^{\xi(\pi)} C_{i'_1 i'_2 \dots i'_{k(\nu)}}^{\xi(\nu)} b_{i_1}^\dagger(\pi) b_{i_2}^\dagger(\pi) \dots b_{i_{k(\pi)}}^\dagger(\pi) b_{i'_1}^\dagger(\nu) b_{i'_2}^\dagger(\nu) \dots b_{i'_{k(\nu)}}^\dagger(\nu) \times | (n_{j_1}^\pi, n_{j_2}^\pi, \dots, n_{j_r}^\pi) n_f^\pi; (n_{j'_1}^\nu, n_{j'_2}^\nu, \dots, n_{j'_r}^\nu) n_f^\nu\rangle, \quad (5)$$

其中  $j_1, j_2, \dots, j_r$  表示质子中被  $r$  个价质子所占据的轨道,  $n_f^\pi$  为占据这些轨道的价质子总数,即  $n_f^\pi = \sum n_{j_r}^\pi; j'_1, j'_2, \dots, j'_r$  表示被  $r'$  个价中子占据的轨道;类似地,  $n_f^\nu$  为占据这些轨道的价中子总数,即  $n_f^\nu = \sum n_{j'_r}^\nu \cdot | (n_{j_1}^\pi, n_{j_2}^\pi, \dots, n_{j_r}^\pi) n_f^\pi; (n_{j'_1}^\nu, n_{j'_2}^\nu, \dots, n_{j'_r}^\nu) n_f^\nu\rangle$  为无中子对也无质子对的态,满足

$$b_i(\rho) | (n_{j_1}^\nu, n_{j_2}^\nu, \dots, n_{j_r}^\nu) n_f^\nu; (n_{j_1}^\pi, n_{j_2}^\pi, \dots, n_{j_r}^\pi) n_f^\pi\rangle = 0, \quad (6)$$

其中  $i = 1, 2, \dots, N(\rho), \rho$  取  $\pi$  或  $\nu$ ,这里  $N(\rho)$  为所考虑主壳层内的单能级(轨道)数.  $C_{i_1 i_2 \dots i_k}^{\xi(\pi)}$  和  $C_{i'_1 i'_2 \dots i'_k}^{\xi(\nu)}$  分别由如下行列式给出,

$$\begin{vmatrix} g_{i_1}^{\xi(\pi)} & g_{i_2}^{\xi(\pi)} & \dots & g_{i_k}^{\xi(\pi)} \\ g_{i_1}^{\xi_2(\pi)} & g_{i_2}^{\xi_2(\pi)} & \dots & g_{i_k}^{\xi_2(\pi)} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ g_{i_1}^{\xi_k(\pi)} & g_{i_2}^{\xi_k(\pi)} & \dots & g_{i_k}^{\xi_k(\pi)} \end{vmatrix}, \quad (7)$$

$$\begin{vmatrix} g_{i_1}^{\xi_1(\nu)} & g_{i_2}^{\xi_1(\nu)} & \dots & g_{i_k}^{\xi_1(\nu)} \\ g_{i_1}^{\xi_2(\nu)} & g_{i_2}^{\xi_2(\nu)} & \dots & g_{i_k}^{\xi_2(\nu)} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ g_{i_1}^{\xi_k(\nu)} & g_{i_2}^{\xi_k(\nu)} & \dots & g_{i_k}^{\xi_k(\nu)} \end{vmatrix},$$

其中  $\xi(\pi), \xi(\nu)$  是区分当价核子数相同时的不同本征态而引入的附加量子数,  $g_p^{\xi(\pi)}, g_{p'}^{\xi(\nu)}$  分别是划去所有被单个价核子所占据轨道后的  $t^\pi$  和  $t^\nu$  矩阵的第  $p, p'$  个本征矢,该矩阵记为  $\bar{t}^\pi, \bar{t}^\nu$ ,以区别于原来的  $t^\pi, t^\nu$  矩阵.如果质子在某一主壳层共有  $N(\pi)$  条单核子轨道,则原来的  $t^\pi$  是  $N(\pi) \times N(\pi)$  矩阵,而

新的  $\bar{\epsilon}^\pi$  为在相应位置划去  $r$  行和  $r$  列后的  $(N(\pi) - r) \times (N(\pi) - r)$  矩阵; 同理, 如中子在某一主壳层共有  $N(\nu)$  条轨道, 则原来的  $\bar{\epsilon}^\nu$  是  $N(\nu) \times N(\nu)$  矩阵, 而新的  $\bar{\epsilon}^\nu$  为在相应位置划去  $r'$  行和  $r'$  列后的  $(N(\nu) - r') \times (N(\nu) - r')$  矩阵; 这正是泡利阻塞效应的结果. 与(5)式相应的对激发能可表为

$$E_{k(\pi)+k(\nu)}^{(\xi)} = \sum_j \bar{\epsilon}_j^{(\pi)} + \sum_{j=1}^{k(\pi)} E^{(\xi_j)}(\pi) + \sum_{j'=1}^{k(\nu)} \bar{\epsilon}_{j'}^{(\nu)} + \sum_{j'=1}^{k(\nu)} E^{(\xi_{j'})}(\nu), \quad (8)$$

其中右边第一、三项表示对奇  $A$  核或拆对时的单个价核子所占据的 Nilsson 轨道求和, 而第二、四项表示划去被单个价核子所占据的轨道后  $\bar{\epsilon}^\pi, \bar{\epsilon}^\nu$  矩阵的  $k(\pi), k(\nu)$  个不同本征值之和,  $E^{(\xi(\pi)_p)}$  是  $\bar{\epsilon}^\pi$  矩阵的第  $p$  个本征值,  $E^{(\xi(\nu)_{p'})}$  是  $\bar{\epsilon}^\nu$  矩阵的第  $p'$  个本征值, 即

$$\sum_j \bar{\epsilon}_{ij}^\pi g_j^{(\xi(\pi)_p)} = E^{(\xi(\pi)_p)} g_i^{(\xi(\pi)_p)}, \quad \sum_{j'} \bar{\epsilon}_{i'j'}^\nu g_{j'}^{(\xi(\nu)_{p'})} = E^{(\xi(\nu)_{p'})} g_{i'}^{(\xi(\nu)_{p'})}. \quad (9)$$

这样, 求解(2)式的本征值问题可化为相应  $\bar{\epsilon}^\pi, \bar{\epsilon}^\nu$  矩阵的对角化问题, 从而大大简化了计算.

为了利用平均场加对力相互作用模型来计算核的结合能, (2)式中的单粒子能  $\epsilon_j^\pi$  和  $\epsilon_j^\nu$  需要改写为

$$\bar{\epsilon}_j^{(\pi)} = \epsilon_j^{(\pi)} - \epsilon_0^{(\pi)} - \epsilon^{(\pi)}, \quad \bar{\epsilon}_j^{(\nu)} = \epsilon_j^{(\nu)} - \epsilon_0^{(\nu)} - \epsilon^{(\nu)}, \quad (10)$$

其中  $\epsilon_0^{(\pi)} (\epsilon_0^{(\nu)})$  为质子(中子)所在壳无形变也无价质子(中子)时所对应的能量. 例如, 对  $^{232}\text{Th}$ ,  $\epsilon_0^{(\pi)}$  就是  $^{208}\text{Pb}$  最后一个质子所在壳的单粒子能量.  $\epsilon^{(\pi)} (\epsilon^{(\nu)})$  是所在壳单价质子(中子)的平均结合能. 将(10)中的  $\bar{\epsilon}_j^{(\pi)} (\bar{\epsilon}_j^{(\nu)})$  代替(2)式中的  $\epsilon_j^{(\pi)} (\epsilon_j^{(\nu)})$  后所计算出的结合能是以相应的双幻核的结合能作为能量参考点而得出的相对结合能. 为了求出该核结合能的值还要加上相应双幻核的结合能. 例如,  $^{232}\text{Th}$  的结合能就是将(10)代入(2)后所计算出的能量加上  $^{208}\text{Pb}$  的结合能. 一般地说, 平均结合能  $\epsilon^{(\pi)} (\epsilon^{(\nu)})$  是随价核子对数变化的. 但拟合的结果显示, 在大形变区把  $\epsilon^{(\pi)} (\epsilon^{(\nu)})$  作为常数是有很好的近似. 所以在本文中, 对给定的同位素, 将  $\epsilon^{(\pi)} (\epsilon^{(\nu)})$  作为常数来进行拟合. 容易证明, 这样计算出的奇偶能差是与  $\epsilon^{(\pi)} (\epsilon^{(\nu)})$  无关的, 而只与所选用的单粒子能级和对力强度有关. 该计算方法和结论在文献[12]中已经报导过.

### 3 计算结果

利用上面给出的平均场加区分质子与中子的邻

近相互作用对力模型对超铀区的大形变核进行了统一的描述. 首先, 利用轴对称 Nilsson 势作为原子核中核子的平均场<sup>[13,14]</sup>, 从而计算出各 Nilsson 轨道的单粒子能量  $\epsilon_i$ , 其中指标  $i$  是一组用于标记 Nilsson 轨道的量子数. 然后利用(10)式代替(2)式中的  $\epsilon_i^{(\pi)} (\epsilon_i^{(\nu)})$ . 作为近似, 仅考虑在闭壳层外价质子或价中子所占据的那个主壳层包含的所有单粒子能级, 而不考虑跨壳层激发. 在计算中, 同时考虑质子对和中子对的激发, 进而得到相应核的激发谱. 作为初步近似并尽量减少模型中的参数, 在计算中没有考虑质子与中子之间的相互作用, 也没有进一步考虑四极-四极相互作用修正, 而主要考虑对力的影响, 从而可以利用上面的方法得到严格解. 对于结合能的计算, 四极-四极相互作用的贡献相对不大, 对于低激发态情况也是这样, 所以这种近似是能够接受的<sup>[12]</sup>. 超铀区有许多核素, 为了使结果能够较系统地反映该模型的拟合情况, 在拟合中选取了超铀区实验数据较多的  $^{227-233}\text{Th}$ ,  $^{232-239}\text{U}$ ,  $^{236-243}\text{Pu}$  同位素和同中异质素  $^{228}\text{Ra} - ^{229}\text{Ac} - ^{230}\text{Th} - ^{231}\text{Pa} - ^{232}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th} - ^{233}\text{Pa} - ^{234}\text{U} - ^{235}\text{Np} - ^{236}\text{Pu}$ ,  $^{236}\text{U} - ^{237}\text{Np} - ^{238}\text{Pu} - ^{239}\text{Am}$ . 对其结合能, 对激发能和奇偶能差进行了仔细的拟合计算并与相应核的实验值进行了比较. 结合能计算误差利用均方差

$$\sigma = \left[ \sum_k (E_\mu^{\text{th}} - E_\mu^{\text{exp}})^2 / \mathcal{N} \right]^{1/2} \quad (11)$$

来估计, 式中的  $E_\mu^{\text{th}}$  和  $E_\mu^{\text{exp}}$  分别为本模型中相应核结合能的理论值和实验值, 求和对所有被拟合核素的结合能进行,  $\mathcal{N}$  为被拟合核的总数.

对于超铀区中的同位素, 质子参数  $A^\pi, B^\pi$  是固定的, 而参数  $A^\nu, B^\nu$  将随价中子数的变化而改变. 此时, 价中子占据的轨道在第七主壳层, 共有 29 条 Nilsson 轨道. 在计算中的参数可根据结合能的实验值和第一  $0^+$  激发能的实验值进行拟合而得到. 对于超铀区的同中异质素, 其价中子数是相同的, 参数  $A^\nu, B^\nu$  应取为对同位素拟合后所得到的结果. 价质子所占据的轨道在第六主壳层, 共有 22 条 Nilsson 轨道. 参数  $A^\pi, B^\pi$  可根据不同价质子数核的结合能和第一  $0^+$  激发能的相应实验值来确定. 在按这一原则对各核素的相应参数进行初步拟合后, 再利用最小二乘法程序找到 4 个参数  $A^\pi, B^\pi, A^\nu, B^\nu$  随价质子数和价中子数变化的经验公式, 从而大大减少了参数个数. 而对于给定壳层, 平均结合能  $\epsilon^{(\pi)} (\epsilon^{(\nu)})$  作为常数来进行拟合. 表 1 分别给出了超铀区同位素  $^{227-233}\text{Th}$ ,  $^{232-239}\text{U}$ ,  $^{236-243}\text{Pu}$ , 和同中异质素  $^{228}\text{Ra} -$

表 1 部分超铀区核素的结合能与对激发能

核	质量数	自旋宇称	$B_{\text{exp}}/\text{MeV}$	$B_{\text{th}}/\text{MeV}$	对激发能的实验值/MeV		对激发能的理论值/MeV	
					$\frac{1}{2}_2^+$	0.09919	$\frac{1}{2}_2^+$	0.213122
Th	227	$\frac{1}{2}^+$	-1735.997192	-1733.91	$\frac{1}{2}_3^+$	0.28904	$\frac{1}{2}_3^+$	0.523136
Th	228	$0^+$	-1743.106934	-1742.93	$0_2^+$	0.831	$0_2^+$	0.593913
					$0_3^+$	0.93858	$\frac{1}{2}_3^+$	0.906173
					$\frac{5}{2}_2^+$	0.029	$\frac{5}{2}_2^+$	0.569653
Th	229	$\frac{5}{2}^+$	-1748.361450	-1750.28	$\frac{5}{2}_3^+$	0.317	$\frac{5}{3}_3^+$	0.643112
					$0_2^+$	0.635	$0_2^+$	0.349832
Th	230	$0^+$	-1755.15640	-1753.37	$0_3^+$	1.5898	$0_3^+$	1.13335
					$\frac{5}{2}_2^+$	0.241	$\frac{5}{2}_2^+$	0.644765
Th	231	$\frac{5}{2}^+$	-1760.273682	-1758.15	$\frac{5}{2}_3^+$	0.302	$\frac{5}{2}_3^+$	0.731318
					$0_2^+$	0.73035	$0_2^+$	0.525285
Th	232	$0^+$	-1766.711914	-1764.86	$0_3^+$	1.0787	$0_3^+$	1.27002
					$\frac{1}{2}_2^+$	0.583932	$0_{22}^+$	2.07465
Th	233	$\frac{1}{2}^+$	-1771.498413	-1770.38	$\frac{1}{2}_3^+$	0.71372	$\frac{1}{2}_3^+$	2.79465
U	232	$0^+$	-1765.989258	-1764.45	$0_2^+$	0.691	$0_2^+$	0.355303
					$\frac{5}{2}_2^+$	0.34	$\frac{5}{2}_2^+$	0.131145
U	233	$\frac{5}{2}^+$	-1771.748901	-1769.7	$\frac{5}{2}_3^+$	0.546	$\frac{5}{2}_3^+$	0.952269
					$0_2^+$	0.809	$0_2^+$	0.229073
U	234	$0^+$	-1778.59314	-1776.4	$0_3^+$	1.044	$0_3^+$	0.330722
					$0_4^+$	1.781	$0_4^+$	0.559795
					$\frac{7}{2}_2^-$	0.67098	$\frac{7}{2}_2^-$	0.954182
U	235	$\frac{7}{2}^-$	-1783.890991	-1781.32	$\frac{7}{2}_3^-$	0.70101	$\frac{7}{2}_3^-$	1.61925
					$0_2^+$	0.919	$0_2^+$	0.616739
U	236	$0^+$	-1790.435913	-1788.36	$0_3^+$	2.155	$0_3^+$	0.672186
					$0_4^+$	2.75	$0_4^+$	1.28893
					$\frac{1}{2}_2^+$	0.84694	$\frac{1}{2}_2^+$	0.606534
U	237	$\frac{1}{2}^+$	-1795.561890	-1794.06	$\frac{1}{2}_3^+$	0.9057	$\frac{1}{2}_3^+$	0.665294
					$0_2^+$	0.925	$0_2^+$	0.579441
U	238	$0^+$	-1801.715698	-1801.63	$0_3^+$	0.993	$0_3^+$	0.909525
					$\frac{5}{2}_2^+$	0.193	$\frac{5}{2}_2^+$	0.190159
U	239	$\frac{5}{2}^+$	-1806.521973	-1806.28	$\frac{5}{2}_3^+$	0.734	$\frac{5}{2}_3^+$	0.557478
					$\frac{5}{2}_4^+$	0.757	$\frac{5}{2}_4^+$	0.704692

(续表 1)

核	质量数	自旋宇称	$B_{\text{exp}}/\text{MeV}$	$B_{\text{th}}/\text{MeV}$	对激发能的实验值/MeV		对激发能的理论值/MeV	
Pu	236	$0^+$	-1788.418213	-1787.25	$0_2^+$	3.	$0_2^+$	0.998658
					$\frac{7}{2}_2^-$	0.691	$\frac{7}{2}_2^-$	0.576106
Pu	237	$\frac{7}{2}^-$	-1794.295288	-1793.08	$\frac{7}{2}_3^-$	0.6962	$\frac{7}{2}_3^-$	1.18516
					$0_2^+$	0.942	$0_2^+$	0.600811
					$0_3^+$	1.134	$0_3^+$	1.08057
Pu	238	$0^+$	-1801.295898	-1800.45	$0_4^+$	1.229000	$0_4^+$	1.68139
Pu	239	$\frac{1}{2}^+$	-1806.942505	-1807.16	$\frac{1}{2}_2^+$	0.753	$\frac{1}{2}_2^+$	0.548808
					$\frac{1}{2}_3^+$	1.214	$\frac{1}{2}_3^+$	0.813053
Pu	240	$0^+$	-1813.476074	-1815.55	$0_2^+$	0.86	$0_2^+$	0.994175
					$0_3^+$	1.089	$0_3^+$	1.29226
					$0_4^+$	1.526	$0_4^+$	1.3018
Pu	241	$\frac{5}{2}^+$	-1818.717773	-1821.9	$\frac{5}{2}_2^+$	0.233	$\frac{5}{2}_2^+$	0.11836
					$\frac{5}{2}_3^+$	0.801	$\frac{5}{2}_3^+$	0.369113
Pu	242	$0^+$	-1825.027222	-1830.5	$0_2^+$	0.956	$0_2^+$	0.705065
					$\frac{7}{2}_2^-$	0.333	$\frac{7}{2}_2^-$	0.370175
					$\frac{7}{2}_3^-$	0.45	$\frac{7}{2}_3^-$	0.996123
					$\frac{7}{2}_4^-$	0.742	$\frac{7}{2}_4^-$	1.43358
Ra	228	$0^+$	-1742.498779	-1743.58	$0_2^+$	0.72119	$0_2^+$	1.01767
					$0_3^+$	1.2385	$0_3^+$	1.35262
					$0_4^+$	1.4201	$0_4^+$	1.60707
Ac	229	$\frac{3}{2}^+$	-1748.048828	-1748.67	$\frac{3}{2}_2^+$	0.191	$\frac{3}{2}_2^+$	0.192054
					$\frac{3}{2}_3^+$	0.336	$\frac{3}{2}_3^+$	0.619745
Pa	231	$\frac{3}{2}^-$	-1759.880859	-1759.13	$\frac{3}{2}_2^-$	0.320209	$\frac{3}{2}_2^-$	0.237131
					$\frac{3}{2}_3^-$	0.604	$\frac{3}{2}_3^-$	0.79822
Pa	233	$\frac{3}{2}^-$	-1771.961182	-1771.14	$\frac{3}{2}_2^-$	0.44778	$\frac{3}{2}_2^-$	0.431804
					$\frac{3}{2}_3^-$	0.6699	$\frac{3}{2}_3^-$	0.45651
					$\frac{3}{2}_4^-$	0.863	$\frac{3}{2}_4^-$	1.179886
Np	235	$\frac{5}{2}^+$	-1782.984863	-1782.34	$\frac{5}{2}_2^+$	0.834	$\frac{5}{2}_2^+$	0.474463
					$\frac{5}{2}_3^+$	1.26	$\frac{5}{2}_3^+$	0.827277
					$\frac{5}{2}_4^+$	1.818	$\frac{5}{2}_4^+$	1.97339
Np	237	$\frac{5}{2}^+$	-1795.297974	-1795	$\frac{5}{2}_2^+$	0.36859	$\frac{5}{2}_2^+$	0.322237
					$\frac{5}{2}_3^+$	0.6662	$\frac{5}{2}_3^+$	0.419197
Am	239	$\frac{5}{2}^-$	-1805.357178	-1807.07	$\frac{5}{2}_2^-$	0.586	$\frac{5}{2}_2^-$	0.651827

$^{229}\text{Ac} - ^{230}\text{Th} - ^{231}\text{Pa} - ^{232}\text{U}, ^{232}\text{Th} - ^{233}\text{Pa} - ^{234}\text{U} - ^{235}\text{Np} - ^{236}\text{Pu}, ^{236}\text{U} - ^{237}\text{Np} - ^{238}\text{Pu} - ^{239}\text{Am}$  的结合能和激发能的理论值与实验值. 图 1 给出了所拟合核奇偶能差的理论值与实验值, 奇偶能差的公式定义为

$$P(A) = E(A) + E(A - 2) - 2E(A - 1), \quad (12)$$

其中  $E(A)$  为相应核的结合能. 拟合结果表明, 对力参数  $A^\nu, B^\nu, A^\pi, B^\pi$  可表为

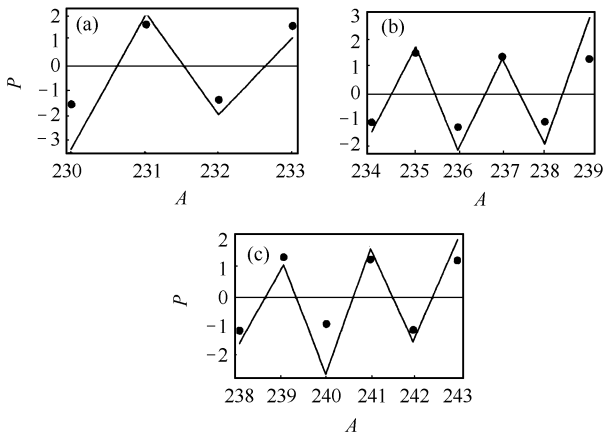


图 1 从左至右分别为  $^{230-233}\text{Th}, ^{234-239}\text{U}, ^{238-243}\text{Pu}$  奇偶能差的理论与实验值  
● 实验值, 折线端点为理论值.  $P$  为奇偶能差, 单位均为 MeV.

$$A^\nu = -5.0729 - 0.1584k^\nu - 0.1699n_f^\nu,$$

$$B^\nu = 0.6462 + 0.1133k^\nu - 1.0785n_f^\nu,$$

$$A^\pi = -4.9871 - 0.0393k^\pi - 0.8569n_f^\pi,$$

$$B^\pi = 1.7431 + 0.2235k^\pi - 1.0561n_f^\pi, \quad (13)$$

其中  $k^\pi, k^\nu$  分别为价质子和价中子对的数目. 偶偶核取  $n_f^\pi = 0, n_f^\nu = 0$ ; 奇质子核取  $n_f^\pi = 1, n_f^\nu = 0$ ; 奇中子核取  $n_f^\pi = 0, n_f^\nu = 1$ , 奇奇核取  $n_f^\pi = 1, n_f^\nu = 1$ . 所有的实验数据均取自文献[15]. 对上述所有核的结合能  $B$  拟合的总均方差为  $\sigma = 1.97616\text{MeV}$ .

## 4 总结

在本模型中, 考虑了质子和中子的平均场和质子-质子, 中子-中子间的邻近轨道相互作用对力. 忽略了四极-四极相互作用. 在误差允许的范围内, 这些核的结合能, 对激发能和奇偶能差的理论值能够拟合实验结果. 从而说明本模型能够较好的反应超铀区核的结合能, 对激发能和奇偶能差的情况. 本文的结果为大形变核其他物理量的系统计算提供了准备. 利用本文的结果对大形变核的转动惯量, 电四极矩, 磁矩等的计算将另文讨论. 利用相对论平均场方法<sup>[16-18]</sup>所计算出的单粒子能级来代替本文所用的 Nilsson 能级进行计算并和本文的结果以及文献[19]的方法进行比较是有意义的研究方向. 相关的研究结果将另文发表.

## 参考文献 (References)

- Elliott J P, Lane A M. Handbuch der Physik XXXIX. Berlin: Springer Verlag, 1957
- ZENG J Y, CHENG C S. Nucl. Phys., 1983, **A405**:1
- Richardson R W. Phys. Lett., 1963, **5**:82
- Richardson R W. J. Math. Phys., 1965, **6**:1034
- Richardson R W, Sherman N. Nucl. Phys., 1964, **52**:221
- PAN F, Draayer J P. Phys. Lett., 1998, **B442**:7
- PAN F, Draayer J P. Ann. Phys. (NY), 1999, **271**:120
- PAN F, Draayer J P, Guo L. J. Phys., 2000, **A33**:1597
- PAN F, DAI Lian-Rong. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2001, **25**:134(in Chinese)  
(潘峰, 戴连荣. 高能物理和核物理, 2001, **25**:134)
- CHEN Yu-Yan, PAN F. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2002, **26**:1142(in Chinese)  
(陈玉艳, 潘峰. 高能物理和核物理, 2002, **26**:1142)
- Molique H, Dudek J. Phys. Rev., 1997, **C56**:1795
- Nilsson S G, Prior O. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1961, **32**:1
- Nilsson S G. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1955, **29**:1
- ZENG Jin-Yan, SUN Hong-Zhou. Theory of Nuclear Structure. Shanghai: Shanghai Science and Technology Press, 1987(in Chinese)  
(曾谨言, 孙洪洲. 原子核结构理论. 上海: 上海科学技术出版社, 1987)
- Mler P, Nix J R, Myers W D et al. Atomic Data Nucl. Data Tables, 1995, **59**:185-381
- MENG J, Ring P. Phys. Rev. Lett., 1996, **77**:3963
- MENG J, Ring P. Phys. Rev. Lett., 1998, **80**:460
- MENG J. Nucl. Phys., 1998, **A635**:3
- PAN F, Gueorguiev V G, Draayer J P. Phys. Rev. Lett., 2004, **92**:112503

## Mean-Field Plus Nearest-Orbit Proton-Proton and Neutron-Neutron Pairing Interaction Model and the Unified Description of Actinide Nuclei \*

CHEN Yue-E LU Xiao-Hua PAN Feng

(Department of Physics, Liaoning Normal University, Dalian 116029, China)

**Abstract** An exactly solvable mean-field plus nearest-orbit proton-proton and neutron-neutron pairing interaction model for the unified description of well-deformed nuclei in actinide region is proposed. Binding energies, pairing excitation energies, and even-odd mass differences of  $^{227-233}\text{Th}$ ,  $^{232-239}\text{U}$ ,  $^{236-243}\text{Pu}$  isotopes and  $^{228}\text{Ra} - ^{229}\text{Ac} - ^{230}\text{Th} - ^{231}\text{Pa} - ^{232}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th} - ^{233}\text{Pa} - ^{234}\text{U} - ^{235}\text{Np} - ^{236}\text{Pu}$ , and  $^{236}\text{U} - ^{237}\text{Np} - ^{238}\text{Pu} - ^{239}\text{Am}$  isotones are calculated and compared with the corresponding experimental values.

**Key words** mean-field, nearest-orbit pairing interaction, binding energy, pairing excitation, even-odd mass difference