

# 用三参数旋转体模型描述的大形变核内 核子的单粒子能级\*

王尚武 沈永平 王同权 邢静如

(国防科技大学应用物理系 长沙 410073)

**摘要** 用  $\{c, h, \alpha\}$  三参数旋转体模型描述可以大幅度变化的原子核形状, 通过合理选取与三参数有关的核子单粒子势, 用基矢展开法求解单粒子运动 Schrödinger 方程, 用矩阵对角化方法求出了与核形状有关的核子单粒子能级。分析表明, 本文计算出的单粒子能级是合理可信的, 可用于计算大形变核之形变位能的壳修正和对修正。此工作在裂变动力学模拟计算中是不可缺少的。

**关键词** 大形变核; 单粒子能级

**分类号** O571. 21

核裂变过程是一种非平衡的多体核反应过程, 属于核形状大幅度变化的集体运动。将这种集体运动看作准布朗粒子的运动, 采用布朗粒子运动方程 (Langevin 方程或 Fokker-Planck 方程) 可以对核裂变过程作动力学描述和模拟计算<sup>[1~7]</sup>。在动力学模拟计算中, 大都采用  $\{c, h, \alpha\}$  三参数旋转体模型来描述将大幅度变化的核形状<sup>[8,9]</sup>。 $\{c, h, \alpha\}$  既是核的集体形变坐标, 又是准布朗粒子的三个自由度, 它们满足动力学方程

$$M\dot{X} = -ZX - \nabla U + Gf(t)$$

式中  $X = \{c, h, \alpha\}$ ,  $M, Z, U, G$  均是与  $\{c, h, \alpha\}$  有关的动力学系数<sup>[9]</sup>。 $\nabla U$  是核的形变位能  $U$  在形变坐标  $\{c, h, \alpha\}$  空间的梯度。在液滴模型下, 形变位能  $U$  的正确计算应包括宏观形变能  $E_{LDM}$  及其微观修正项  $\Delta E$  (壳修正和对修正), 即

$$U = E_{LDM} + \Delta E$$

若在  $U$  中未计及  $\Delta E$ , 就难以解释诸如裂变双峰位垒、非对称裂变等实验现象。 $M, Z$  和  $E_{LDM}$  的计算本文作者曾作过<sup>[9]</sup>。而  $\Delta E$  的计算要涉及大变形核内核子的单粒子能级。因此, 用  $\{c, h, \alpha\}$  三参数旋转体模型描述的大变形核内核子单粒子能级的计算, 是对裂变过程作动力学模拟计算不可缺少的工作。

## 1 原子核形状的二参数描述

按照宏观液滴模型理论, 核的形状可用其表面方程描述。在柱坐标系  $(\rho, \phi, z)$  下,  $z$  轴旋转对称的原子核形状可由含有三参数  $\{c, h, \alpha\}$  的表面方程描述, 即

\* 国家自然科学基金资助课题  
1993年1月13日收稿

$$\rho^2(z) = \begin{cases} \left(1 - \frac{z^2}{c^2}\right) (Ac^2 + Bz^2 + acz) & (B \geq 0) & (1.1a) \\ \left(1 - \frac{z^2}{c^2}\right) (Ac^2 + acz) \exp(Bcz^2) & (B < 0) & (1.1b) \end{cases}$$

式中  $B=2h+(c-1)/2$ ,  $A=c^3-B/5$ ,  $z \in [-c, c]$ ,  $c$  表示  $z$  轴方向核长度之半, 无量纲, 以球形核半径  $R_0$  为单位;  $h$  为核的颈部参数,  $h < 0$  表示颈部膨胀,  $h > 0$  表示颈部压缩, 当  $c$  不变时, 改变  $h$  会引起颈部粗细变化;  $a$  为反映裂变对称性的量,  $a=0$  属对称裂变,  $a \neq 0$  属非对称裂变.  $\rho(z)$  为对称轴上坐标  $z$  处与对称轴垂直的核的横截面之半径, 无量纲, 以  $R_0$  为单位.

## 2 大形变核内核子运动单粒子势

在变形核势场下, 核子运动所感受到的单粒子势为

$$V(\vec{r}) = V_1(\vec{r}) + V_{s_0}(\vec{r}) + \frac{1}{2}(1 + \tau)V_c(\vec{r}) \quad (2.1)$$

式中  $\tau=1$  (对质子);  $\tau=-1$  (对 neutron), 而

$$V_1(\vec{r}) = -\frac{V_0}{4\pi a^3} \int \frac{\exp(-|\vec{r}-\vec{r}'|/a)}{|\vec{r}-\vec{r}'|/a} d\vec{r}' \quad (2.2)$$

为与自旋无关的折叠 Yukawa 核势, 它在核裂变的整个过程中都是合理的,  $V_0$  为势阱深度,  $a$  为 Yukawa 函数的作用范围, 积分在变形核体积内进行, 形变时核的体积不变.

$$V_{s_0}(\vec{r}) = -\lambda(\hbar/2mc)^2 \vec{\sigma} [\nabla V_1(\vec{r}) \times \vec{p}/\hbar] \quad (2.3)$$

为核子的自旋轨道耦合势,  $\lambda$  为自旋轨道相互作用强度,  $\vec{\sigma}$  为泡利算符,  $\vec{p}$  为核子动量.

$$V_c(\vec{r}) = \rho_0 e \int \frac{d\vec{r}'}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \quad (2.4)$$

为质子的库仑势. 计算时假定核内电荷分布均匀, 电荷密度  $\rho_0 = Ze/\frac{4}{3}\pi R_0^3$  是常数,  $R_0$  为核半径. 积分亦在变形核体积内进行.

利用高斯散度定理, 体积分可化为面积分, 故有

$$V_c(\vec{r}) = -\frac{1}{2} \rho_0 e \int_s [ds'(\vec{r}-\vec{r}')]/|\vec{r}-\vec{r}'| \quad (2.5)$$

$$V_1(\vec{r}) = \frac{V_0}{4\pi} \int_s [ds'(\vec{r}-\vec{r}')]/|\vec{r}-\vec{r}'|^3 \cdot [1 - (1 + |\vec{r}-\vec{r}'|/a)e^{-|\vec{r}-\vec{r}'|/a}] \quad (2.6)$$

这里  $ds' = ds' \vec{n}$ ,  $ds'$  是核表面上  $\vec{r}'$  处的面积元,  $\vec{n}$  是核表面上  $\vec{r}'$  点处的外法线方向的单位矢量. 根据核的表面方程, 可将面积分化为二重积分, 用高斯求积法或高斯一切贝雪夫求积法可对它们进行数值积分. 由于表面方程决定于形变参数  $\{c, h, a\}$ , 故单粒子势  $V(\vec{r})$  亦是这三参数的函数.  $V_0, R_0, a, \lambda$  的取值见文献 [10].

## 3 变形核势场下单粒子能级的计算

在变形核势场下解薛定谔方程

$$\hat{H}\Psi = \epsilon\Psi \quad (3.1)$$

求出本征值  $\epsilon_i$ ，就得到了单粒子能级，其中哈密顿算符为

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\vec{r}) \quad (3.2)$$

$V(\vec{r})$  为变形核势场下核子运动感受到的单粒子势。解薛定谔方程可采用基矢展开法或有限差分法。在计算精度相当时，基矢展开法比有限差分法快得多<sup>[11]</sup>，故我们采用基矢展开法。鉴于核在形变时总保持轴对称性，我们选三维轴对称谐振子的波函数来构造基矢。在柱坐标  $(\rho, \phi, z)$  下，该谐振子的哈密顿量为

$$\hat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + \frac{1}{2}m(\omega_\perp^2 \rho^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (3.3)$$

$\omega_\perp, \omega_z$  分别为垂直于  $z$  轴方向和  $z$  轴方向的谐振子频率，为自由参数，它们可通过变形谐振子势与单粒子中心势的逼近而得到。对于任意轴对称的核形状，我们总可以用一个长短半轴分别为  $a$  和  $b$  的旋转椭球去逼近它，使得某一由参数  $\{c, h, a\}$  决定的核形状与该椭球的非重叠部分体积取极小值，这样便可以求出比值  $q = a/b$ 。按以下方程组<sup>[12]</sup>

$$\begin{cases} q = \omega_\perp / \omega_z \\ \omega_0 = (\omega_\perp^2 \omega_z)^{1/3} \\ \hbar\omega_0 = 41/A^{1/3}(\text{MeV}) \end{cases} \quad (3.4)$$

可决定一组  $\{\omega_\perp, \omega_z\}$ 。核形状不同，该组参数就不同。

哈密顿量  $\hat{H}_0$  的本征函数乘以自旋波函数  $\chi(\Sigma)$  便得基矢波函数

$$|n_r, n_z, \Lambda, \Sigma\rangle = \Psi_{n_r}^\Lambda(\rho)\Psi_{n_z}(z)\Psi_\Lambda(\phi)\chi(\Sigma) \quad (3.5)$$

这里， $\Lambda, \Sigma$  分别为轨道角动量和自旋角动量在  $z$  轴上的投影量子数， $\Sigma = \pm 1/2$ ，而

$$\begin{cases} \Psi_{n_r}^\Lambda(\rho) = N_{n_r}^\Lambda (2m\omega_\perp / \hbar)^{1/2} \eta^{\Lambda/2} e^{-\eta/2} L_{n_r}^\Lambda(\eta) \\ \Psi_{n_z}(z) = N_{n_z} (m\omega_z / \hbar)^{1/4} \exp(-\xi^2/2) H_{n_z}(\xi) \\ \Psi_\Lambda(\phi) = (2\pi)^{-1/2} \exp(i\Lambda\phi) \end{cases} \quad (3.6)$$

$(\rho, z)$  与  $(\eta, \xi)$  的关系是  $\eta^{1/2} = (m\omega_\perp / \hbar)^{1/2} \rho$ ， $\xi = (m\omega_z / \hbar)^{1/2} z$

归一化常数为  $N_{n_z} = (\sqrt{\pi} 2^{n_z} n_z!)^{-1/2}$ ， $N_{n_r}^\Lambda = \left( \frac{n_r!}{(n_r + \Lambda)!} \right)^{1/2}$

$\hat{H}_0$  的本征值为

$$E_{n_r, n_z, \Lambda} = (n_\perp + 1)\hbar\omega_\perp + (n_z + 1/2)\hbar\omega_z \quad (3.7)$$

式中  $n_\perp = 2n_r + |\Lambda|$ ， $n_r, n_z$  的取值均为  $n_r, n_z = 0, 1, 2, 3, \dots$

故  $|\Lambda| = n_\perp, n_\perp - 2, \dots, 1$  (或 0)

$$\text{即 } \Lambda = \begin{cases} \pm n_\perp, \pm(n_\perp - 2), \dots, \pm 1 & (n_\perp = \text{奇数}) \\ \pm n_\perp, \pm(n_\perp - 2), \dots, \pm 2, 0 & (n_\perp = \text{偶数}) \end{cases} \quad (3.8)$$

用基矢展开法解薛定谔方程(3.1)，首先将变形核势场下单粒子运动波函数  $\Psi$  用正交归一完备的基矢

$$|n\rangle \equiv |n_r, n_z, \Lambda, \Sigma\rangle$$

展开，即

$$\Psi = \sum_n a_n |n\rangle$$

将此展开式代入(3.1)，利用基矢间的正交归一性，可得

$$\sum_n (H_{n'n} - \epsilon \delta_{n'n}) a_n = 0$$

此方程有非零解  $\{a_n\}$  的必要条件是,行列式

$$\det |H_{n'n} - \epsilon \delta_{n'n}| = 0 \quad (3.9)$$

用将矩阵  $\{H_{n'n}\}$  对角化的办法解此方程,可求出  $\epsilon$  的一组分立值  $\epsilon_i (i=1,2,3,\dots)$ 。它们便是  $\hat{H}$  的本征值,按由小至大排列的一组  $\{\epsilon_i\}$ ,便是我们欲求的大形变核势场下核内核子的单粒子能级。显然,  $\{\epsilon_i\}$  这组值随  $\{c, h, \alpha\}$  变化而变化。

要解方程 (3.9),首先要计算矩阵元

$$\begin{aligned} H_{n'n} &= \langle n' | \hat{H} | n \rangle \\ &= T_{n'n} + (V_1 + V_c)_{n'n} + (V_{s_0})_{n'n} \end{aligned}$$

式中

$$\begin{aligned} T_{n'n} &= \langle n'_r, n'_z, \Lambda', \Sigma' | -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 | n_r, n_z, \Lambda, \Sigma \rangle \\ (V_1 + V_c)_{n'n} &= \langle n'_r, n'_z, \Lambda', \Sigma' | V_1(\vec{r}) + \frac{1}{2}(1 + \tau)V_c(\vec{r}) | n_r, n_z, \Lambda, \Sigma \rangle \\ (V_{s_0})_{n'n} &= \langle n'_r, n'_z, \Lambda', \Sigma' | V_{s_0}(\vec{r}) | n_r, n_z, \Lambda, \Sigma \rangle \end{aligned}$$

限于篇幅,这里没有列出各矩阵元的具体计算公式,详细计算公式参见文献[15]。

用矩阵元  $H_{n'n}$  构造矩阵时,要考虑守恒定律。由于  $\hat{H}_0$  的本征态亦是  $\hat{J}_z$  的本征态,相应于  $\hat{J}_z$  的量子数  $\Omega = \Lambda + \Sigma$  是好量子数。另外,当  $\alpha = 0$  时,宇称量子数  $\pi = (-1)^N (N = 2n_r + n_z + |\Lambda|)$  亦是好量子数,此时  $(\Omega, \pi)$  均守恒,这样,可将大矩阵中所有  $\Omega$  均相同的矩阵元挑出来,构成多个子矩阵;仅有  $\Omega$  守恒而  $\pi$  不守恒 ( $\alpha \neq 0$ ) 时,则将大矩阵中所有  $\Omega$  相同的矩阵元挑出来构成多个子矩阵。将各个子矩阵分别对角化,可以求出各个子矩阵对应的单粒子能级,其中属于同一子矩阵的各条能级均有相同的  $\Omega^r (\alpha = 0)$  或  $\Omega (\alpha \neq 0)$ 。将各条能级按能量值大小排列,并用  $\Omega^r$  或  $\Omega$  作好标记,就求得了单粒子能级。

## 4 计算结果与分析

由参数  $\{c, h, \alpha\}$  描述的原子核形状可从基态经鞍点到断点大幅度地变化,且  $\alpha \neq 0$  可以描述核的非对称形变。这种由三参数描述原子核形变的方法在裂变动力学模拟计算中常采用。本文给出的计算方法之优越性在于利用它可以求出由  $\{c, h, \alpha\}$  描述的任何形变(包括非对称形变)状态下任意核内核子的单粒子能级。这是本文的显著特点。

为了检验本文计算方法的合理性、可靠性,我们在某些形变状态下计算了  $^{240}\text{Pu}$  核内核子的单粒子能级,并与文献 [11] 的计算结果作了对比。

文献 [11] 的作者利用对称形变坐标  $y$  描述核形状,计算了  $^{240}\text{Pu}$  核内核子单粒子能级随  $y$  的变化,其中费米面附近的能级分布如图 1、图 2 所示。为使本文计算结果能与文献 [11] 的计算结果进行对比,必须要求所计算的原子核形状相同。可以证明<sup>[13,14]</sup>,如果轴对称的原子核偏离球形较小,当  $y \ll 1$  时,若  $\{c, h, \alpha\}$  与  $y$  之间有如下对应关系

$$c = 1 + \frac{7}{3}y, h = -\frac{7}{12}y, \alpha = 0$$

则由它们各自描述的原子核形状基本相同。根据上述参数之间的对应关系,在  $y \ll 1$  的条件下取  $y = 0, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08, 0.10$  六个值,计算了与  $y$  相对应的  $\{c, h, \alpha\}$  所描述

的 $^{240}\text{Pu}$ 核形状下质子和中子的单粒子能级,并将费米面附近的单粒子能级随形变参数的变化绘成了图3、图4。另外,表1、表2还列出了 $\{c, h, a\} = \{1, 0, 0\}$ 时 $^{240}\text{Pu}$ 核内核子的单粒子能级(均只列出124条)。下面我们从几个方面对计算结果作些分析。

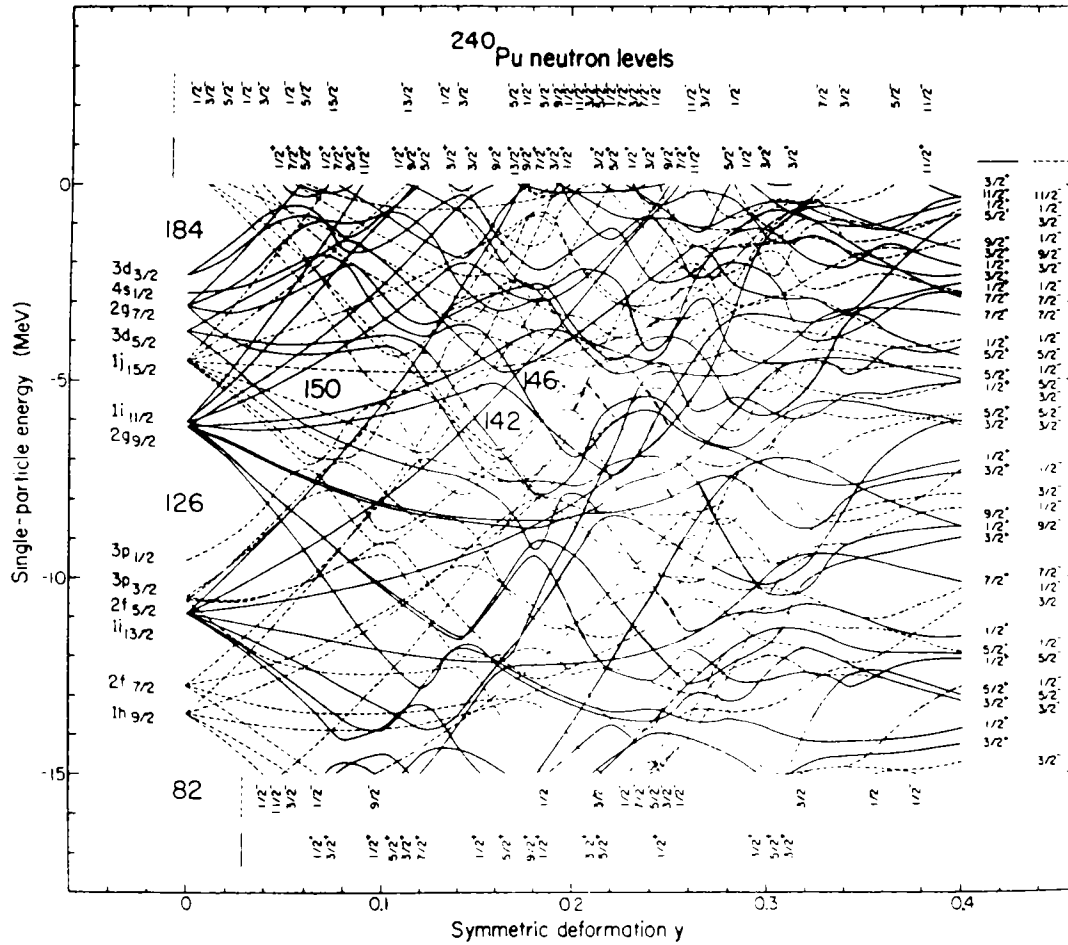


图1  $^{240}\text{Pu}$ 核费米面附近中子单粒子能级随对称形变坐标 $\gamma$ 的变化,取自文献[11]

(1) 球形核下单粒子负能级条数

如表1、表2所示,当 $\{c, h, a\} = \{1, 0, 0\}$ 时, $^{240}\text{Pu}$ 核内中子、质子单粒子负能级条数分别为92条(可容纳184个中子)和62条(可容纳124个质子),这个结论与文献[11]的结果一致(见图1、图2)。

(2) 球形核下核子的壳层结构

由表1、表2和图3、图4可知,在中子能级中,第41条与第42条之间,第63条与第64条之间以及第92条与第93条之间能级间距均大于3MeV,形成明显的中子壳层结构,因而出现中子幻数82, 126, 184;在质子能级中,第25条与第26条之间,第41条与第42条之间,第57条与第58条之间能级间距均在3MeV左右,形成明显的质子壳



形变的增大,单粒子能级分布趋向均匀。从图 3、图 4 还可知,单粒子能级分布随形变状态的变化非常敏感,即使核的形状变化很小,单粒子能级分布差别也很大,单粒子能级的这种形状敏感性最终导致形变位能的微观修正项随形变状态敏感地变化,影响裂变进程。

综上所述,我们认为:本文给出的计算由  $\{c, h, a\}$  三参数描述的任意核形变状态下的单粒子能级的方法是正确的,计算结果是合理的,可信的,可用来作大形变核之形变位能的壳修正和对修正计算。这种求解由  $\{c, h, a\}$  三参数描述的任意大形变(包括非对称形变)状态下任意核内单粒子能级的方法为我们深入研究形变核的许多性质提供了必不可少的基础。利用这些单粒子能级计算对、壳修正的工作正在进行之中。

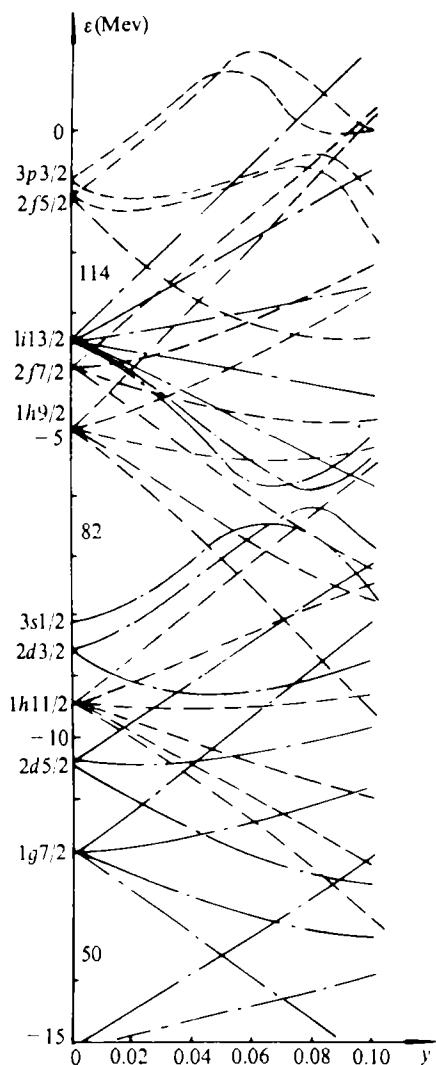


图 3 费米面附近<sup>240</sup>Pu 核内质子单粒子能级随对称形变坐标  $y$  的变化,系本文计算结果。 $\{c, h, a\}$  与  $y$  的关系为  $c=1+\frac{7}{3}y, h=-\frac{7}{12}y, a=0$  ( $y \ll 1$  时)

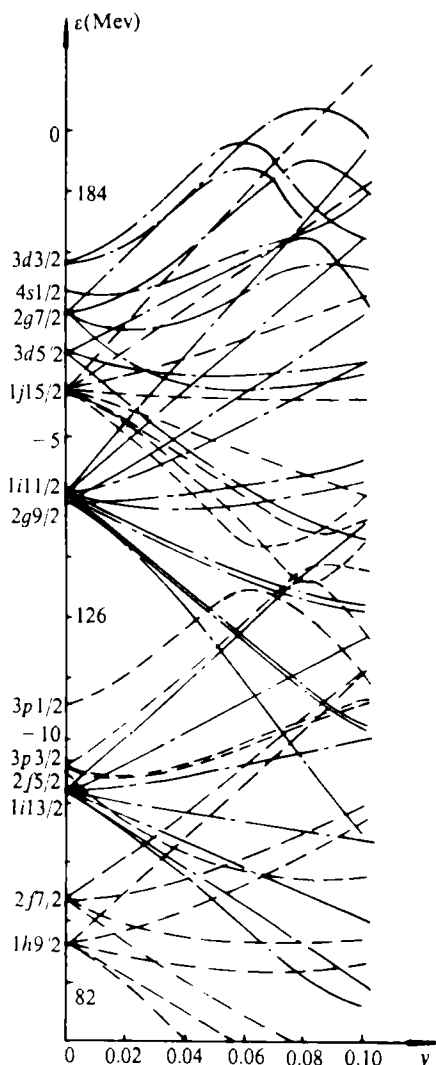


图 4 费米面附近<sup>240</sup>Pu 核内中子单粒子能级随对称形变坐标  $y$  的变化,系本文计算结果。 $\{c, h, a\}$  与  $y$  的关系为  $c=1+\frac{7}{3}y, h=-\frac{7}{12}y, a=0$  ( $y \ll 1$  时)

表1  $\{c, h, \alpha\} = \{1, 0, 0\}$  时<sup>240</sup>Pu 核内中子的单粒子能级

$k$	$\Omega^{\pi}$	$\epsilon_k/\text{MeV}$	$k$	$\Omega^{\pi}$	$\epsilon_k/\text{MeV}$
1	1/2+	-0.4092226410E+02	63	1/2-	-0.9533476830E+01
2	1/2-	-0.3719412613E+02	64	5/2+	-0.6157671452E+01
3	3/2-	-0.3719192505E+02	65	7/2+	-0.6153971195E+01
4	1/2-	-0.3684122086E+02	66	3/2+	-0.6153695107E+01
5	3/2+	-0.3286276245E+02	67	1/2+	-0.6133344650E+01
6	1/2+	-0.3286270142E+02	68	9/2+	-0.6107247829E+01
7	5/2+	-0.3285771942E+02	69	3/2+	-0.6052069664E+01
8	1/2+	-0.3203331757E+02	70	5/2+	-0.6037671089E+01
9	3/2+	-0.3202866364E+02	71	7/2+	-0.6035839558E+01
10	1/2+	-0.3105933952E+02	72	9/2+	-0.6024363518E+01
11	3/2-	-0.2801524353E+02	73	11/2+	-0.5986110687E+01
12	1/2-	-0.2801358032E+02	74	1/2+	-0.5964107037E+01
13	5/2-	-0.2801340294E+02	75	5/2-	-0.4340881824E+01
14	7/2-	-0.2800506592E+02	76	7/2-	-0.4329090118E+01
15	3/2-	-0.2649235725E+02	77	11/2-	-0.4325603485E+01
16	1/2-	-0.2649096107E+02	78	9/2-	-0.4324466705E+01
17	5/2-	-0.2648151398E+02	79	3/2-	-0.4314005852E+01
18	1/2-	-0.2528155136E+02	80	13/2-	-0.4310338020E+01
19	3/2-	-0.2527161598E+02	81	1/2-	-0.4278640747E+01
20	1/2-	-0.2461560631E+02	82	15/2-	-0.4275501251E+01
21	3/2+	-0.2271051598E+02	83	3/2+	-0.3756877661E+01
22	5/2+	-0.2270734978E+02	84	5/2+	-0.3720074654E+01
23	7/2+	-0.2270467186E+02	85	1/2+	-0.3696933985E+01
24	1/2+	-0.2270455551E+02	86	5/2+	-0.3102260814E+01
25	9/2+	-0.2269166946E+02	87	3/2+	-0.3097473621E+01
26	3/2+	-0.2027533340E+02	88	7/2+	-0.3042654753E+01
27	5/2+	-0.2027234077E+02	89	1/2+	-0.3028839588E+01
28	1/2+	-0.2026939201E+02	90	1/2+	-0.2679331541E+01
29	7/2+	-0.2025426102E+02	91	3/2+	-0.2283461524E+01
30	3/2+	-0.1914584160E+02	92	1/2+	-0.2256148577E+01
31	1/2+	-0.1913280869E+02	93	7/2-	0.7725710869E+00
32	5/2+	-0.1911932755E+02	94	5/2-	0.7804811001E+00
33	1/2+	-0.1779096985E+02	95	9/2-	0.7853373289E+00
34	3/2+	-0.1777660942E+02	96	3/2-	0.8112108707E+00
35	1/2+	-0.1743902397E+02	97	11/2-	0.8349307179E+00
36	3/2-	-0.1698353577E+02	98	1/2-	0.8814894557E+00
37	5/2-	-0.1697958946E+02	99	5/2-	0.1963219643E+01
38	7/2-	-0.1697821808E+02	100	9/2-	0.1976393819E+01
39	9/2-	-0.1697331238E+02	101	7/2-	0.1983301878E+01
40	1/2-	-0.1696760559E+02	102	3/2-	0.1990913391E+01
41	11/2-	-0.1695500183E+02	103	11/2-	0.1994682789E+01
42	3/2-	-0.1344605732E+02	104	13/2-	0.2046459198E+01
43	5/2-	-0.1343978977E+02	105	1/2-	0.2054880857E+01
44	7/2-	-0.1343639469E+02	106	7/2+	0.2378852844E+01
45	1/2-	-0.1342667198E+02	107	5/2+	0.2388168335E+01
46	9/2-	-0.1340818405E+02	108	11/2+	0.2395587444E+01
47	5/2-	-0.1271354580E+02	109	13/2+	0.2396893263E+01
48	3/2-	-0.1271261120E+02	110	9/2+	0.2398608208E+01
49	1/2-	-0.1268152905E+02	111	15/2+	0.2418319702E+01
50	7/2-	-0.1267516994E+02	112	3/2+	0.2419286728E+01
51	5/2+	-0.1092424011E+02	113	1/2+	0.2452787638E+01
52	3/2+	-0.1092387009E+02	114	17/2+	0.2457174778E+01
53	9/2+	-0.1091682529E+02	115	5/2-	0.2688889742E+01
54	7/2+	-0.1091652298E+02	116	7/2-	0.2695212364E+01
55	11/2+	-0.1090809059E+02	117	3/2-	0.2706015587E+01
56	1/2+	-0.1090031052E+02	118	1/2-	0.2728652239E+01
57	13/2+	-0.1088410568E+02	119	1/2-	0.3046749115E+01
58	3/2-	-0.1055835629E+02	120	3/2-	0.3049751282E+01
59	1/2-	-0.1053586578E+02	121	1/2-	0.3501900434E+01
60	5/2-	-0.1051119518E+02	122	5/2-	0.4184768677E+01
61	3/2-	-0.1041943169E+02	123	1/2-	0.4190553188E+01
62	1/2-	-0.1040753078E+02	124	3/2-	0.4198093414E+01



表 2  $\{c, h, \alpha\} = \{1, 0, 0\}$  时  $^{240}\text{Pu}$  核内质子的单粒子能级

$k$	$\Omega^\pi$	$\epsilon_k/\text{MeV}$	$k$	$\Omega^\pi$	$\epsilon_k/\text{MeV}$
1	1/2+	-0.3191542053E+02	63	1/2-	0.2660501897E+00
2	1/2-	-0.2877469254E+02	64	1/2+	0.2702598810E+01
3	3/2-	-0.2877111435E+02	65	3/2+	0.2708375692E+01
4	1/2-	-0.2825531578E+02	66	5/2+	0.2739212275E+01
5	1/2+	-0.2483781825E+02	67	7/2+	0.2742693663E+01
6	3/2+	-0.2483681297E+02	68	9/2+	0.2746681929E+01
7	5/2+	-0.2483010101E+02	69	3/2+	0.2757004738E+01
8	1/2+	-0.2368367767E+02	70	5/2+	0.2758452892E+01
9	3/2+	-0.2367698288E+02	71	7/2+	0.2762473345E+01
10	1/2+	-0.2211997986E+02	72	11/2+	0.2798778534E+01
11	3/2-	-0.2026183510E+02	73	9/2+	0.2831510544E+01
12	1/2-	-0.2026182365E+02	74	1/2+	0.2879538526E+01
13	5/2-	-0.2025893593E+02	75	5/2-	0.3190245628E+01
14	7/2-	-0.2024878311E+02	76	7/2-	0.3207462549E+01
15	1/2-	-0.1821662140E+02	77	9/2-	0.3212501526E+01
16	3/2-	-0.1821586037E+02	78	11/2-	0.3212722778E+01
17	5/2-	-0.1820287704E+02	79	3/2-	0.3213414907E+01
18	1/2-	-0.1644927979E+02	80	13/2-	0.3229236603E+01
19	3/2-	-0.1643481445E+02	81	1/2-	0.3258283138E+01
20	1/2-	-0.1560121632E+02	82	15/2-	0.3269641876E+01
21	3/2+	-0.1513757324E+02	83	3/2+	0.6183638573E+01
22	1/2+	-0.1513406181E+02	84	5/2+	0.6242753019E+01
23	5/2+	-0.1513252258E+02	85	1/2+	0.6254878521E+01
24	7/2+	-0.1512894249E+02	86	3/2+	0.6739902020E+01
25	9/2+	-0.1511389923E+02	87	5/2+	0.6741919994E+01
26	3/2+	-0.1194828606E+02	88	7/2+	0.6822361946E+01
27	1/2+	-0.1194579315E+02	89	1/2+	0.6823879242E+01
28	5/2+	-0.1194373322E+02	90	1/2+	0.7842720509E+01
29	7/2+	-0.1192334270E+02	91	3/2+	0.8216570854E+01
30	3/2+	-0.1036586761E+02	92	1/2+	0.8231232643E+01
31	1/2+	-0.1035613728E+02	93	7/2+	0.9992414474E+01
32	5/2+	-0.1033356380E+02	94	5/2+	0.9996109009E+01
33	3/2-	-0.9517528534E+01	95	11/2+	0.1001215363E+02
34	5/2-	-0.9510505676E+01	96	13/2+	0.1001614380E+02
35	7/2-	-0.9508382787E+01	97	9/2+	0.1001619339E+02
36	1/2-	-0.9503181458E+01	98	3/2+	0.1001757622E+02
37	9/2-	-0.9502460480E+01	99	15/2+	0.1003821045E+02
38	11/2-	-0.9482192993E+01	100	1/2+	0.1007980442E+02
39	1/2+	-0.8660374641E+01	101	17/2+	0.1008350754E+02
40	3/2+	-0.8637909889E+01	102	7/2-	0.1012145996E+02
41	1/2+	-0.8111441612E+01	103	5/2-	0.1012473297E+02
42	3/2-	-0.4961845398E+01	104	9/2-	0.1013556862E+02
43	5/2-	-0.4951596737E+01	105	3/2-	0.1015385342E+02
44	7/2-	-0.4947226524E+01	106	11/2-	0.1020871735E+02
45	1/2-	-0.4946682453E+01	107	1/2-	0.1025541687E+02
46	9/2-	-0.4916169167E+01	108	5/2-	0.1116611862E+02
47	3/2-	-0.3915815830E+01	109	3/2-	0.1117615414E+02
48	5/2-	-0.3914371490E+01	110	9/2-	0.1118407822E+02
49	1/2-	-0.3887591124E+01	111	7/2-	0.1119027424E+02
50	7/2-	-0.3868438721E+01	112	11/2-	0.1120392418E+02
51	3/2+	-0.3517349243E+01	113	1/2-	0.1126226044E+02
52	5/2+	-0.3410631561E+01	114	13/2-	0.1126409531E+02
53	7/2+	-0.3501235962E+01	115	5/2-	0.1345061970E+02
54	9/2+	-0.3500541687E+01	116	3/2-	0.1347627068E+02
55	1/2+	-0.3594647980E+01	117	7/2-	0.1348242378E+02
56	11/2+	-0.3490810871E+01	118	1/2-	0.1354450667E+02
57	13/2+	-0.3464801788E+01	119	3/2-	0.1454795170E+02
58	3/2-	-0.1182858586E+01	120	1/2-	0.1456045723E+02
59	1/2-	-0.1155690551E+01	121	5/2-	0.1510689926E+02
60	5/2-	-0.1125722528E+01	122	7/2-	0.1511380672E+02
61	1/2-	-0.8646125197E+00	123	3/2-	0.1513050175E+02
62	3/2-	-0.8567206860E+00	124	9/2-	0.1518568420E+02

## 参 考 文 献

- 1 Wu X Z, et al. Commu. Theor. Phys. , 1982, (1):769
- 2 Wu X Z, et al. Chinese Phys. Lett. , 1988, (5):41
- 3 Bao J D, et al. Commu. Theor. Phys. , 1989, (11):421
- 4 Xing J R, et al. Chinese J. of Nucl. Phys. , 1990, (12):335
- 5 邢静如等. Fokker-Planck 方程的数值解. 计算物理, 1991, 18(1)
- 6 冯仁发等. 原子核物理. 1988, (10):16, 120
- 7 孙苗民等. 原子核物理. 1988, (10):307
- 8 Brack M, et al. Rev. Mod. Phys. 1972, (44):320
- 9 邢静如, 王尚武. 国防科技大学学报, 1992, (14):96
- 10 Moller P, et al. Nucl. Phys. 1981, (A361):117
- 11 Bolsterli M, et al. Phys. Rev. 1972, (C5):1050
- 12 Damgaard J, et al. Nucl. Phys. , 1969, (A135): 432
- 13 Hill D L, et al. Phys. Rev. , 1953, (89):1102
- 14 卢希庭. 原子核物理. 北京:原子能出版社, 1979, 178
- 15 王尚武等. 国防科技大学校庆四十周年论文集, 1993, 3:124

### The Single Particle Energy Levels of Nucleon in the Great-Deformed Nuclei Described by Three-parameter Rotating Body Model

Wang Shangwu                  Shen Yongping  
Wang Tongquan                Xing Jinru

(The Department of Applied Physics, NUDT, Changsha, 410073)

#### Abstract

In this paper, the three-parameter  $\{c, h, a\}$  rotating body model is used to describe the shape of nuclei which can be changed with great amplitude. By Choosing reasonably the shape-dependent single particle potential of nucleon, the Schrödinger equation of single particle motion is solved by means of basic vector expansion method. Using the method of diagonalizing the matrix, We calculated the shape-dependent single particle energy levels of nucleon. By analyzing and comparing these calculated results with those obtained by other authors under the same condition, these calculated results are confirmed to be reliable and rational, which can be used to calculate the shell correction and pair correction of deformation potential of great-deformed nuclei.

**Key words** great-deformed nuclei; single particle energy level