

# 粒子 - 转子模型和推转壳模型中的能谱统计分析\*

周先荣<sup>1,2</sup> 郭璐<sup>2</sup> 孟杰<sup>1,2,3</sup> 赵恩广<sup>1,2,4</sup>

1 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

2 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

3 (北京大学技术物理系 北京 100871)

4 (清华大学物理系 北京 100084)

**摘要** 用粒子 - 转子模型和推转壳模型研究了 6 个粒子分别填充在单  $j$  壳和双  $j$  壳上的混沌行为. 分析了单  $j$  壳和双  $j$  壳情况下能谱的最近邻能级间距分布和谱刚度随自旋及推转频率的变化, 结果表明, 当组态空间大小不变时, 系统在双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 情况下比在单  $j$  壳 ( $i_{13/2}$ ) 情况下更规则, 而当组态空间从单  $j$  壳 ( $i_{13/2}$ ) 扩大到双  $j$  壳 ( $i_{13/2} + g_{9/2}$ ) 时, 系统的混沌程度变化不大. 同时比较了将 6 个粒子的两体相互作用分别取为  $\delta$  力和对力时的系统的混沌行为.

**关键词** 粒子 - 转子模型 推转壳模型 能谱统计 最近邻能级间距分布 能谱刚度

## 1 引言

按照无规矩阵 (RMT)<sup>[1]</sup> 理论, 经典系统的运动为规则的相应量子系统, 它的能谱统计 (最近邻能级间距分布  $P(s)$  和谱刚度  $\Delta_3(L)$ ) 将呈泊松 (Poisson) 分布, 而经典系统的运动为混沌的相应量子系统, 它的能谱统计应呈高斯正交系综 (GOE) 分布. 量子谱呈 Poisson 或 GOE 分布由量子系统哈密顿量的时空对称性决定, 而用原子核模型描述核系统时, 通常对哈密顿量取一定的近似. 这种近似的目的是简化计算, 但同时却破坏了哈密顿量的对称性, 这将对量子系统的混沌行为产生影响, 因而, 用不同的模型对同一个量子系统进行研究将变得非常有意义.

推转壳模型 (CSM) 和粒子 - 转子模型 (PRM) 是最适合用来研究单粒子自由度与集体运动通过科氏力耦合的模型. 目前已经有许多工作研究这两种模型之间的区别<sup>[2-5]</sup>.

2001 - 11 - 26 收稿

\* 国家自然科学基金 (19835010, 10047001), 国家重点基础研究发展规划项目 (G2000077407) 及中国科学院知识创新工程重要方向性项目 (KJ951-A1-02) 资助

文献[5]对 CSM 和 PRM 从能谱统计的角度进行了比较,但这种比较是在单  $j$  壳的组态空间中进行的,然而,实际的情形下原子核中的核子应处在多  $j$  壳的组态空间,因而在这篇文章中我们将从更实际的角度去研究核的混沌行为.作为初步的改进,我们将单  $j$  壳的组态空间扩展到双  $j$  壳.为了便于与文献[5]中单  $j$  壳( $i_{13/2}$ )的结论进行比较,我们将双  $j$  壳分别取为( $g_{7/2} + d_{5/2}$ )和( $i_{13/2} + g_{9/2}$ ).首先保持组态空间的大小不变,用双  $j$  壳( $g_{7/2} + d_{5/2}$ )替代单  $j$  壳( $i_{13/2}$ ),然后将单  $j$  壳( $i_{13/2}$ )的组态空间扩大到双  $j$  壳( $i_{13/2} + g_{9/2}$ ).

## 2 粒子-转子模型及推转壳模型

考虑一轴对称转子与核心外一定数目价核子耦合的偶偶核体系,其哈密顿量为

$$H_{\text{PRM}} = H_{\text{intr}} + H_{\text{coll}},$$

其中

$$H_{\text{intr}} = \sum_{j'm'jm} \langle j'm' | H_{\text{sp}} | jm \rangle a_{j'm'}^+ a_{jm} + \frac{1}{4} \sum_{j'_1 m'_1 j'_2 m'_2 j_1 m_1 j_2 m_2} V_{j'_1 m'_1 j'_2 m'_2 j_1 m_1 j_2 m_2}^{(2)} a_{j'_1 m'_1}^+ a_{j'_2 m'_2}^+ a_{j_2 m_2} a_{j_1 m_1} \quad (2)$$

描述内禀价核子的运动,  $H_{\text{sp}}$  是位于轴对称谐振子势阱中的单粒子哈密顿量.为了讨论不同的两体相互作用对系统混沌行为的影响,我们将两体相互作用  $V^{(2)}$  分别取为  $\delta - G\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$  和对力.在  $\delta$  力情况下,

$$H_{\text{intr}} = \sum_{j'm'jm} \langle j'm' | H_{\text{sp}} | jm \rangle a_{j'm'}^+ a_{jm} - \frac{G}{4} \sum_{j'_1 m'_1 j'_2 m'_2 j_1 m_1 j_2 m_2} \langle j'_1 m'_1 j'_2 m'_2 | \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) | j_1 m_1 j_2 m_2 \rangle a_{j'_1 m'_1}^+ a_{j'_2 m'_2}^+ a_{j_2 m_2} a_{j_1 m_1}. \quad (3)$$

对力情况下,

$$H_{\text{intr}} = \sum_{j'm'jm} \langle j'm' | H_{\text{sp}} | jm \rangle a_{j'm'}^+ a_{jm} - G \sum_{j'm'jm} a_{j'm'}^+ a_{j'm'} a_{j\bar{m}} a_{jm}, \quad (4)$$

其中  $G$  为作用强度.在我们的计算中,单  $j$  情况下,粒子只占据单  $j$  轨道(如  $i_{13/2}$ ),而在双  $j$  情况下,粒子可占据双  $j$  轨道(如  $g_{7/2} + d_{5/2}$ ,  $i_{13/2} + g_{9/2}$  等).本文中单  $j$  均指  $j = i_{13/2}$  轨道.

单  $j$  近似下<sup>[6]</sup>

$$\sum_{j'm'jm} \langle j'm' | H_{\text{sp}} | jm \rangle a_{j'm'}^+ a_{jm} = \sum_m \kappa \frac{3m^2 - j(j+1)}{j(j+1)} a_{jm}^+ a_{jm}, \quad (5)$$

其中  $\kappa$  在不同的单  $j$  壳中取不同的值.双  $j$  情况下,式(5)中将有非对角元出现,而文献[7]中没有考虑这些非对角元.在这篇文章中我们将看到这些非对角元对系统的混沌程度有很大的影响.

转子部分的哈密顿量为

$$H_{\text{coll}} = \sum_{i=1}^3 \frac{R_i^2}{2\mathcal{I}_i} = \frac{I^2 - I_3^2}{2\mathcal{I}} + \frac{J_1^2 + J_2^2}{2\mathcal{I}} - \frac{I_1 J_1 + I_2 J_2}{\mathcal{I}} = H_{\text{rot}} + H_{\text{rec}} + H_{\text{cur}},$$

其中  $H_{\text{rot}} = \frac{I^2 - I_3^2}{2\mathcal{J}}$  描述核心的集体转动,  $H_{\text{rec}} = \frac{j_1^2 + j_2^2}{2\mathcal{J}}$  称为反冲项,它是转子的反冲能.

$H_{\text{cor}} = -\frac{I_1 j_1 + I_2 j_2}{\mathcal{J}}$  为科里奥利力的哈密顿量.

粒子-转子模型哈密顿量的本征态为

$$\varphi_{IM}^{\alpha} = \sum_K C_K^{\alpha} \psi_{IMK}^{\alpha}, \quad (7)$$

其中,取  $\psi_{IMK}^{\alpha}$  的旋称(Signature)为正:

$$\psi_{IMK}^{\alpha} = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2(1+\delta_{K0})}} \{ D_{MK}^{I\alpha}(\Omega) \phi_{K\alpha}^{(12\dots N)} + (-)^{I+K} D_{M-K}^{I\alpha}(\Omega) \phi_{K\alpha}^{(12\dots N)} \}. \quad (8)$$

$D_{MK}^{I\alpha}(\Omega)$  是转动波函数,  $\alpha$  为其他量子数,  $\phi_{K\alpha}^{(12\dots N)}$  是价核子反对称化的多体波函数.

按照文献[5]中的方法,我们在推转壳模型中只简单地考虑体系在转动坐标系中的能量,其哈密顿量为

$$H_{\text{cr}} = H_{\text{int}} - \omega \sum_{j'm'jm} \langle j'm' | j_1 | jm \rangle a_{j'm'}^{\dagger} a_{jm}, \quad (9)$$

其中  $H_{\text{int}}$  的形式与(2)式相同,  $\omega$  为推转频率,  $j_1$  是所有价核子在体坐标系中的角动量的第一分量.

### 3 能谱统计

在讨论能谱统计特征之前,为了消除能级密度的局部涨落对能级间距分布的影响,需要对能谱进行展平,即通过变换  $X_i = N(E_i)$  将能谱  $\{E_i\}$  变成  $\{X_i\}$ ,  $\{X_i\}$  为展平后的能级. 能谱的展平将按文献[8]中的方法进行:任取一系列能级  $E_i, \dots, E_{i+n}$  (例如  $n=7$ ), 计算它们的平均间距  $d_i = \sum_{k=1}^n \frac{E_{i+k} - E_{i+k-1}}{n} = \frac{E_{i+n} - E_i}{n}$ , 则展平后的能级为  $X_i =$

$\frac{E_i}{d_i}$ , 重复上面的做法直到取遍所有的能级. 展平后的能级间距定义为

$$S_i = X_{i+1} - X_i. \quad (10)$$

我们所讨论的第一个能谱统计特征量是最近邻能级间距分布函数(NND)  $P(s)$ . 从能谱上任取一对相邻能级  $X_{i+1}$  和  $X_i$ , 设能级间距  $X_{i+1} - X_i$  的值落在区间  $(S, S+dS)$  的几率是  $P(S)dS$ , 则  $P(S)$  就是能级间距分布函数. 它反映能级之间的短程关联. 我们所讨论的 NND 处在间隔  $S \in (0, 2)$ .

对完全有序或完全混沌的系统,能谱统计将呈 Poisson 或 GOE 分布. 对混合系统来说,可将 NND 参数化成下面的形式,即 Berry-Robnik 分布<sup>[9]</sup>:

$$P_{\text{BR}}(q, S) = q^2 \exp(-\bar{q}S) \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{2}\sqrt{\pi}qS\right) + \left(2qq + \frac{1}{2}\pi q^3 S\right) \exp\left(-\bar{q}S - \frac{1}{4}\pi q^2 S^2\right), \quad (11)$$

其中  $q$  是标志混沌程度的参数 ( $0 \leq q \leq 1$ ),  $\bar{q} = 1 - q$ . 对完全混沌或有序的系统,有  $q = 1$  或  $q = 0$ . 同样,也可采用 Brody 分布<sup>[10]</sup>:

$$P_B(b, S) = (1 + b)AS^b \exp(-AS^{1+b}),$$

其中

$$A = \left\{ \Gamma\left(\frac{2+b}{1+b}\right) \right\}^{1+b} \quad (13)$$

$\Gamma$  是伽玛函数. 对完全混沌或有序的系统, 有  $b = 1$  或  $b = 0$ .

谱刚度  $\Delta_3(L)$  反应能谱之间的长程关联. 它是阶梯函数  $N(X_i)$  与它的最佳拟合直线之间的最小偏差:

$$\Delta_3(\alpha, L) = \frac{1}{L} \text{Min} \int_{\alpha}^{\alpha+L} [N(X) - (AX + B)]^2 dX, \quad (14)$$

其中,  $A$  和  $B$  是最佳似合参数,  $\alpha$  和  $\alpha + L$  是展平能谱的能级序数. 由于  $\Delta_3(\alpha, L)$  与所取的能级序列有关, 我们将按文献[11]的方法获得  $\Delta_3(L)$ , 即任取一系列能级, 计算下列间隔内的  $\Delta_3(\alpha, L)$ :  $[\alpha, \alpha + L]$ ,  $[\alpha + \frac{L}{2}, \alpha + \frac{3L}{2}]$ ,  $[\alpha + L, \alpha + 2L]$ ,  $[\alpha + \frac{3L}{2}, \alpha + \frac{5L}{2}] \dots$ , 直至覆盖区间  $[a, b]$ , 然后对  $\alpha$  取平均,

$$\Delta_3(L) = \frac{1}{N'} \sum_i \Delta_3\left(\alpha + \frac{i-1}{2}L, L\right), \quad (15)$$

其中  $N'$  为在区间  $[a, b]$  内计算  $\Delta_3(\alpha, L)$  的次数.

#### 4 计算结果及讨论

在计算中, 单  $j$  情况下, 6 个粒子分别填充在单  $j$  ( $j = 13/2$ ) 轨道, 双  $j$  壳时, 6 个粒子占据双  $j$  轨道 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$  或  $i_{13/2} + g_{9/2}$ ). 在粒子-转子模型中, 对给定自旋和 signature 的能谱进行统计分析. 推转壳模型中, 我们分析的能谱具有固定的角频率和 signature 量子数. 参考文献[5]参数值的取法, 计算中采用下面的参数:  $G = 0.45 \text{ MeV}$ ,  $\mathcal{I} = 24 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$ ; 对应于轨道  $i_{13/2}$ ,  $g_{9/2}$ ,  $g_{7/2}$  和  $d_{5/2}$ ,  $\kappa$  分别取为 2.5, 2.4, 2.2 和 2.0 MeV.

文献[5]研究了 PRM 和 CSM 中具有  $\delta$  相互作用的 6 个粒子处在单  $j$  壳 ( $j = 13/2$ ) 上的混沌行为. 我们现在不改变组态空间的大小, 而用双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 替换单  $j$  壳来做同样的研究. PRM 中当角动量较大时, 单  $j$  壳情况下基矢维数为 1519 (signature 为 +); 而当角动量  $I < 24$  时, 基矢维数将变小, 如  $I = 20$  时, 基矢维数为 1512;  $I = 0$  时, 只有 93 维. 双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 情况下, 当  $I < 12$  基矢维数变小, 如  $I = 10$  时, 基矢维数为 1513;  $I = 0$  时, 只有 165 维. CSM 中, 基矢维数与  $\omega$  的大小无关, 单  $j$  壳和双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 情况下, 基矢维数都是 1519. 我们做能谱统计分析时, 所有的基矢都考虑在内.

用公式(11)和(12)拟合计算出的单  $j$  壳和双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 下的能谱的 NND 分布. 图 1 给出了两体相互作用为  $\delta$  力时最佳拟合的 Berry-Robnik 参数和 Brody 参数分别随自旋及推转频率的变化. 文献[5]曾指出用这两种参数表示系统的混沌程度数值上有一定的区别, 但其定性的行为是一样的, 从图 1(a) 和 (b) 中也可看出这一点. 在这篇文章的其余部分, 将只给出 Brody 参数值. 从图 1 中不难看出 Berry-Robnik 参数和 Brody 参数在单  $j$  壳情况下比在双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 情况下数值大, 这说明系统在双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 时变得更

规则. 这是由于单  $j$  壳时, 系统的混沌程度由科里奥利力、 $\delta$  相互作用和两体反冲项决定, 而只有当两个态的量子数  $j$  相同时, 这些引起混沌的非对角元才不为 0. 所以当组态空间从单  $j$  壳变到双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 时, 尽管方程 (5) 中的非对角元会出现, 但总的非对角元数目与单  $j$  壳情况相比减少了, 而基矢大小没变, 因而系统的混沌程度降低了. 双  $j$  壳时, 另外一个引起混沌的因素是方程 (5) 中的非对角元. 图 1 也给出了单  $j$  壳和双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 情况下不考虑这些非对角元时系统的混沌程度参数. 可以看出这时系统变得更规则. 当我们把单  $j$  壳扩大到双  $j$  壳 ( $i_{13/2} + g_{9/2}$ ) 组态空间时, 从这节最后的图 7 中也可同样看到这种现象.

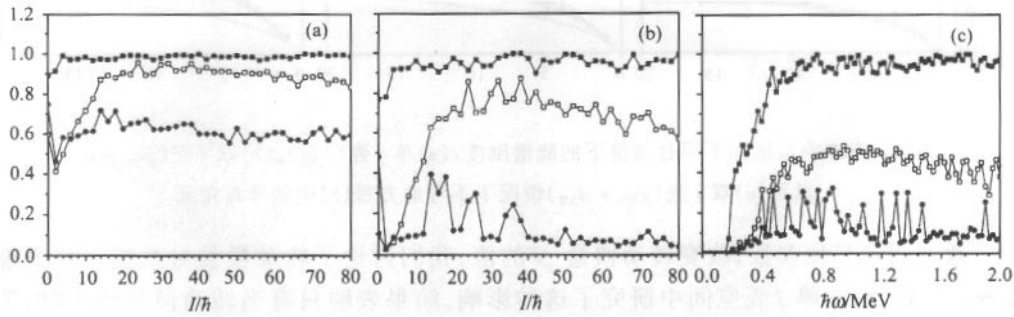


图 1 当两体相互作用取  $\delta$  力时, (a) 粒子 - 转子模型中的 Berry-Robnik 参数和 (b) Brody 参数随自旋的变化, (c) 推转壳模型中的 Brody 参数随推转频率的变化

■ 表示单  $j$  壳的结果; □、● 分别表示双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 情况下考虑和不考虑方程 (5) 中的非对角元的结果.

为了比较不同的两体相互作用对系统混沌行为的影响, 我们分析了 6 个粒子的两体相互作用分别取为对力和  $\delta$  力时系统的混沌行为. 鉴于文章篇幅的原因, 这里只在图 2 中给出 PRM 中双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 情况下两体相互作用为对相互作用的结果, 下面所给出的所有结果都是两体相互作用取为  $\delta$  力的结果. 将图 2 与图 1(b) 比较后不难发现, 在单  $j$  壳情况下, 这两种相互作用给出的系统的混沌程度相差不大, 但在双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 情况下, 当角动量较小时, 存在很大的区别, 角动量较大时, 两种结果较接近, 而在双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 情况下不考虑方程 (5) 中的非对角元时, 这两种相互作用给出的系统的混沌程度相差更大. 但尽管它们在数值上存在一定的差别, 图 2 与图 1(b) 给出的系统的混沌行为从单  $j$  到双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 变化的定性特征是一致的, 即当系统的组态空间从单  $j$  壳变到双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 时, 系统变得更规则, 而在双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 情况下不考虑方程 (5) 中的非对角元时, 系统的混沌程度变得更低.

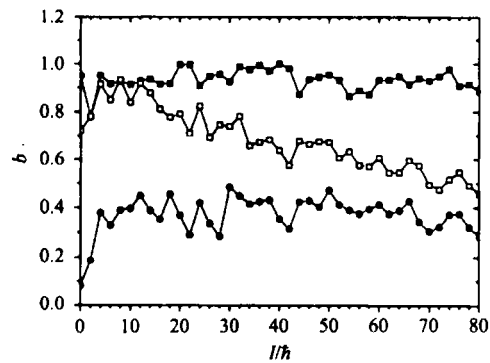


图 2 粒子 - 转子模型中两体相互作用为对力时系统的 Brody 参数随自旋的变化

图中符号说明同图 1.

图 3 中给出了 PRM 中单  $j$  壳和双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 情况下能谱的谱刚度随自旋的变化. 从中也可同样得出系统在双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 比在单  $j$  壳时规则, 且方程 (5) 中非对角元的出现降低了系统的混沌程度.

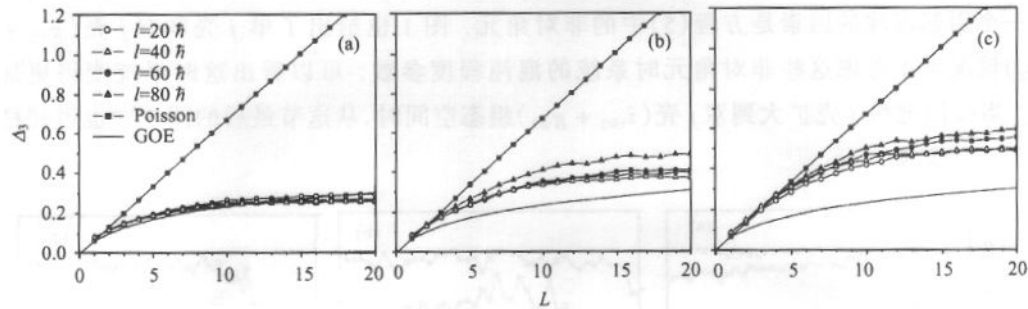


图 3 PRM 中系统在不同自旋值下的能谱刚度: (a) 单  $j$  壳 ( $i_{13/2}$ ), (b) 双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 以及 (c) 双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 情况下不考虑方程 (5) 中的非对角元

通过固定其他参数, 改变转动惯量  $\mathcal{J}$  的值, 我们讨论了转动惯量对系统混沌程度的影响. 文献 [5] 在单  $j$  壳空间中研究了这种影响, 结果表明只有当转动惯量较小时, 随自旋值增大, 系统的混沌程度降低, 而当转动惯量较大时, 这结论则不一定成立, 甚至会出现相反的趋势. 在双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 情况下, 我们也分析了转动惯量对系统混沌程度的影响, 结果在图 4(a) 中给出. 从中可以看出, 当转动惯量  $\mathcal{J} = 8$  和  $24 \text{ h}^2 \text{ MeV}^{-1}$ , 角动量较大时, 系统的混沌程度随自旋值的增大而降低, 而当转动惯量  $\mathcal{J} = 72$  和  $216 \text{ h}^2 \text{ MeV}^{-1}$  时, 却出现相反的趋势. 当把单  $j$  壳扩大到双  $j$  壳 ( $i_{13/2} + g_{9/2}$ ) 时, 从图 4(b) 中也可看出, 只有当转动惯量  $\mathcal{J} = 8 \text{ h}^2 \text{ MeV}^{-1}$ , 系统的混沌程度随自旋值的增大而降低; 当转动惯量  $\mathcal{J} = 24 \text{ h}^2 \text{ MeV}^{-1}$  时, 系统的混沌程度随自旋变化不明显; 而当转动惯量  $\mathcal{J} = 72, 216$  和  $648 \text{ h}^2 \text{ MeV}^{-1}$  时系统的混沌程度却随自旋值的增大而增大.

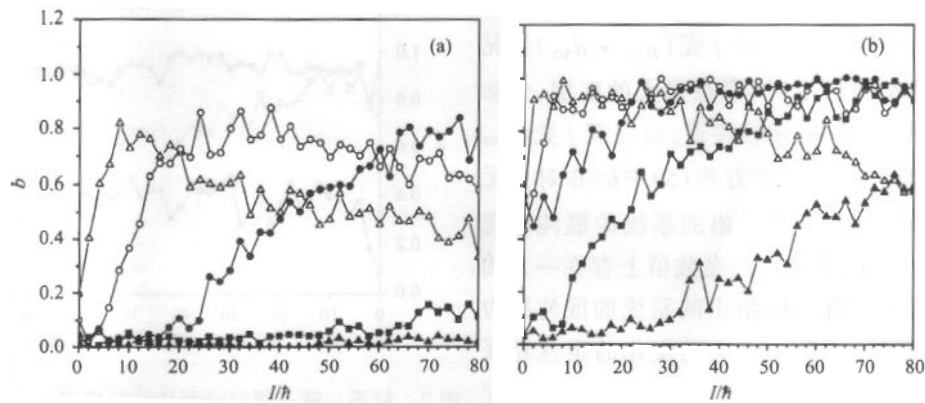


图 4 (a) 双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 和 (b) 双  $j$  壳 ( $i_{13/2} + g_{9/2}$ ) 情况下, 对应于不同的转动惯量, 系统的混沌程度随自旋的变化  
 $\Delta, \circ, \bullet, \blacksquare, \blacktriangle$  分别对应于转动惯量  $\mathcal{J} = 8, 24, 72, 216, 648 \text{ h}^2 \text{ MeV}^{-1}$ .

图 5 给出了双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 情况下, 对于不同的与形变有关的能量参数  $\kappa$ , 系统的混沌程度随自旋和推转频率的变化. 从中不难看出当  $\kappa$  增大时, 系统的混沌程度降低, 随自旋增大, 系统的混沌程度出现收敛行为. 而 PRM 中的这种收敛要比 CSM 中的快. 在双  $j$  壳 ( $i_{13/2} + g_{9/2}$ ) 情况下, 从图 6 中也可看到这一点. 与文献[5]中对应的单  $j$  壳的结果相比发现, PRM 中, 图 5(a) 与单  $j$  壳的结果在角动量较小时有很大的差别, 而图 5(b) 与单  $j$  壳的结果却较接近. 图 6(a) 与 (b) 与单  $j$  壳情况下相比, 其差别是很明显的.

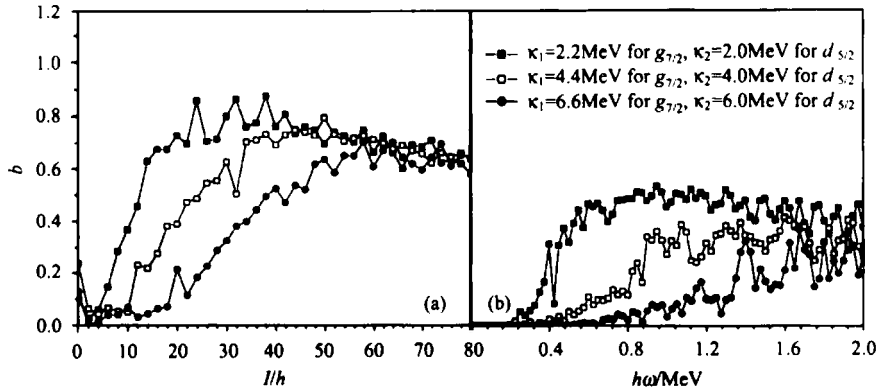


图 5 双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 情况下, 当能量参数  $\kappa$  取不同值时, (a) PRM 中系统的混沌程度随自旋的变化, (b) CSM 中系统的混沌程度随推转频率的变化

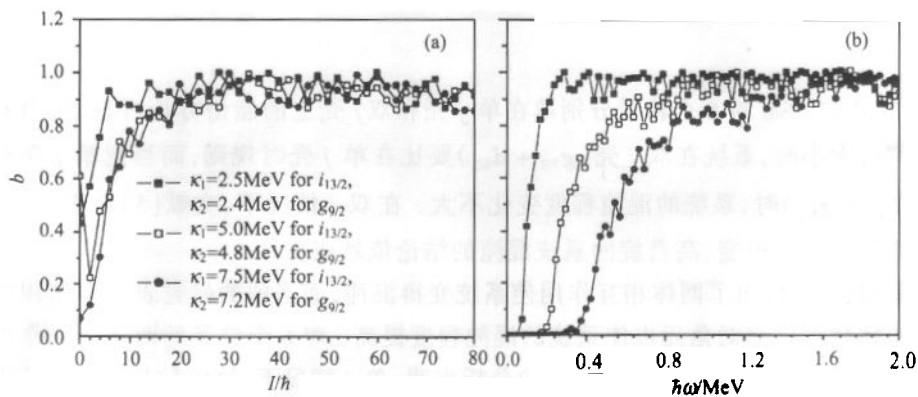


图 6 双  $j$  壳 ( $i_{13/2} + g_{9/2}$ ) 情况下, 当能量参数  $\kappa$  取不同值时, (a) PRM 中系统的混沌程度随自旋的变化, (b) CSM 中系统的混沌程度随推转频率的变化

我们现在把单  $j$  壳的组态空间扩大到双  $j$  壳 ( $i_{13/2} + g_{9/2}$ ). 在单  $j$  壳和双  $j$  壳 ( $g_{7/2} + d_{5/2}$ ) 情况下, PRM 和 CSM 的能谱是通过方程(1)中哈密顿量的精确对角化获得, 而在双  $j$  壳 ( $i_{13/2} + g_{9/2}$ ) 情况下, 对组态空间采取了能量截断. 在计算中, 对应于价核子的组态能量  $E = 18.5\text{MeV}$  和  $E = 19.0\text{MeV}$ , 当角动量较大时, 基矢维数分别为 1667 和 2047. CSM 中, 基矢维数与  $\omega$  的大小无关, 对应于两种不同的能量截断, 基矢维数保持 1667 和 2047 不变.

图 7 给出了双  $j$  壳 ( $i_{13/2} + g_{9/2}$ ) 情况下 Brody 参数随自旋和推转频率的变化. 将图 1

和图 7 比较后不难发现当把单  $j$  壳( $i_{13/2}$ )的组态空间扩大到双  $j$  壳( $i_{13/2} + g_{9/2}$ )时,系统的混沌程度变化较小. 这是由于在双  $j$  壳( $i_{13/2} + g_{9/2}$ )情况下,组态空间变大,而原来的单  $j$  壳( $i_{13/2}$ )的组态空间依然存在,同时方程(5)中的非对角元也会出现,所有这些因素使得系统从单  $j$  壳( $i_{13/2}$ )变到双  $j$  壳( $i_{13/2} + g_{9/2}$ )时混沌程度变化不大. 从图 7 中还可看出两种截断能量下的结果很接近,这表明我们的能量截断是可靠的.

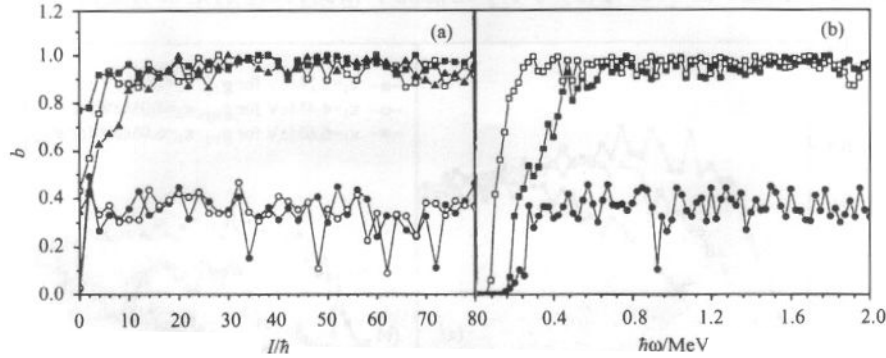


图 7 双  $j$  壳( $i_{13/2} + g_{9/2}$ )情况下 Brody 参数随(a)自旋和(b)推转频率的变化

■ 对应于单  $j$  壳情况;□,▲ 分别对应于双  $j$  壳情况下截断能量为 18.5,19.0MeV 的结果;  
○,● 分别对应于双  $j$  壳情况下截断能量为 18.5,19.0MeV 时不考虑方程(5)中的非对角元的结果.

## 5 结论

用 PRM 和 CSM 对 6 个粒子分别填在单  $j$  壳和双  $j$  壳上的能谱分析可看出,当不改变组态空间的大小时,系统在双  $j$  壳( $g_{7/2} + d_{5/2}$ )要比在单  $j$  壳时规则,而当把单  $j$  壳扩大到双  $j$  壳( $i_{13/2} + g_{9/2}$ )时,系统的混沌程度变化不大. 在双  $j$  情况下,文献[5]中正常形变、低自旋的系统要比超形变、高自旋的系统混沌的结论依然成立.

文献[12,13]指出了两体相互作用使系统变得混沌,而当前的研究表明单体相互作用单粒子哈密顿量的非对角元也使系统的混沌程度提高. 对 6 个粒子的两体相互作用分别取为  $\delta$  力和对力时的系统的混沌行为的分析表明,单  $j$  情况下,这两种相互作用给出的系统的混沌程度相差不大,但在双  $j$  壳( $g_{7/2} + d_{5/2}$ )情况下,它们在数值上却存在一定的区别,但这两种相互作用给出的系统的混沌行为从单  $j$  到双  $j$  壳( $g_{7/2} + d_{5/2}$ )变化的定性特征是一致的.

从上面的 PRM 和 CSM 对 6 个粒子分别填在单  $j$  壳和双  $j$  壳上的系统混沌行为的比较可看出,由于单  $j$  壳和双  $j$  壳近似给出的核系统混沌特征存在一定的差别,因而在描述真实的核系统的混沌行为时,单  $j$  壳近似往往是不够的.

非常感谢 H. D. Heiss 教授、I. Hamamoto 教授、顾建中博士、李君清教授及郑仁蓉教授具有启发性的讨论.



## 参考文献 (References)

- 1 Haake F. Quantum signature of chaos. Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 1991
- 2 Klein A. Phys. Rev., 2001, **C62**:014316
- 3 Ray I, Banerjee P, Bhattacharya S et al. Nucl. Phys., 1999, **A646**:141
- 4 Frauendorf S, Meng J. Z. Phys., 1996, **A356**:263
- 5 Kruppa A T, pal K F, Rowley N. Phys. Rev., 1995, **C52**:1818
- 6 Hamamoto I. Nucl. Phys., 1976, **A271**:15; Bengtsson R, Hakansson H. Nucl. Phys., 1981, **A357**:61
- 7 GUO Lu, ZHOU Xian-Rong, MENG Jie et al. Commun. Theor. Phys., to be published
- 8 Li Jun-Qing, ZHU Jie-Ding, GU Jin-Nan. Phys. Rev., 1995, **B52**:6458
- 9 Berry M V, Robnik M. J. Phys., 1984, **A17**:2413
- 10 Brody T A, Flores J, French J B et al. Rev. Mod. Phys., 1981, **53**:385
- 11 Bohigas O, Giannoni M J, Schmit C. Phys. Rev. Lett., 1984, **52**:1
- 12 Aberg S. Phys. Rev. Lett., 1990, **64**:3119; Prog. Part. Nucl. Phys., 1992, **28**:11
- 13 Matsuo M, Dossing T, Vigezzi E et al. Phys. Rev. Lett., 1993, **70**:2694

## Spectral Statistics in Particles-Rotor Model and Cranking Model \*

ZHOU Xian-Rong<sup>1,2</sup> GUO Lu<sup>2</sup> MENG Jie<sup>1,2,3</sup> ZHAO En-Guang<sup>1,2,4</sup>

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

2 (Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica, Beijing 100080, China)

3 (Department of Technical Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

4 (Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

**Abstract** Spectral statistics for six particles in single- $j$  and two- $j$  model coupled with a deformed core are studied in the frames of particles-rotor model and cranking shell model. The nearest-neighbor-distribution of energy levels and spectral rigidity are studied as a function of the spin or cranking frequency, respectively. The results of single- $j$  shell are compared with those in two- $j$  case. The system becomes more regular when single- $j$  space ( $i_{13/2}$ ) is replaced by two- $j$  shell ( $g_{7/2} + d_{3/2}$ ), although the basis size of the configuration space is unchanged. However, the degree of chaoticity of the system changes slightly when configuration space is enlarged by extending single- $j$  shell ( $i_{13/2}$ ) to two- $j$  shell ( $i_{13/2} + g_{9/2}$ ). Nuclear chaotic behavior is studied when we take a two-body interaction as delta force and pairing interaction, respectively.

**Key words** particles-rotor model, cranking model, spectral statistics, the nearest-neighbor distribution, spectral rigidity

Received 26 November 2001

\* Supported by National Natural Science Foundation of China (19835010, 10047001), Major State Basic Research Development Program (G2000077407) and CAS Knowledge Innovation Project (KJCX2-SW-N02)