

# 基于非对称粒子空穴组态的手征双重带\*

张双全<sup>1</sup> 彭婧<sup>1</sup> 孟杰<sup>1,2,3;1)</sup>

1 (北京大学物理学院技术物理系 北京 100871)

2 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

3 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

**摘要** 利用三轴形变的粒子转子模型对基于非对称粒子空穴组态  $\pi g_{9/2}^{-1} \otimes \nu h_{11/2}$  和  $\pi h_{11/2}^{-1} \otimes \nu i_{13/2}$  等的手征双重带进行了研究. 详细分析了转动能谱、角动量随转动频率的变化关系、以及约化跃迁几率  $B(E2)$  和  $B(M1)$  等性质. 发现基于非对称组态的三轴形变原子核也有类似对称组态的手征双重带现象. 但它们所对应的最佳三轴形变值从  $\gamma = 30^\circ$  变为  $\gamma \sim 27^\circ$ . 随着组态中价核子角动量的增加, 出现手征双重带的自旋随之增加, 简并区间也相应增大.

**关键词** 手征双重带 单粒子组态 能谱 约化跃迁几率

## 1 引言

手征双重带<sup>[1]</sup>是原子核转动研究中继回弯现象<sup>[2]</sup>、超形变转动带<sup>[3]</sup>、磁转动<sup>[4]</sup>后的又一新转动模式. 它对应着原子核手征对称性的破缺<sup>[1]</sup>. 众所周知, 手征性在自然界中普遍存在, 如宏观世界中的海螺壳、分子生物学的氨基酸和 DNA 分子、粒子物理中的中微子等皆有手征性. 原子核的手征双重带是 1997 年 Frauendorf 和孟杰从理论上预言<sup>[1]</sup>, 现在实验上已经发现多例.

对于价核子和三轴形变核芯组成的系统, 其总角动量由价核子和核芯的角动量叠加而成. 由于三轴形变核芯能在相应于粒子轨道的两个不同方向旋转, 因此核芯的角动量和价核子的角动量之间可以进行左手征或右手征的耦合, 手征变换是时间反演和  $180^\circ$  转动两个变换的组合, 相应的手征算符为  $\mathcal{R} = \mathcal{RB}(\pi)$ . 手征双重带就起源于原子核的手征对称性破缺. 这样, 原子核的转动可以用半经典图像概括如下: 通常的电四极转动带 ( $\Delta I = 2$ ) 对应轴对称形变原子核绕其非对称主轴转动; 磁偶极转动带 ( $\Delta I = 1$ ) 对应转动轴离开惯性主轴但位于任一惯性

主轴平面; 而手征双重带, 即两条近简并的  $\Delta I = 1$  的转动带, 则对应三轴形变原子核在转动轴偏离原子核的任一主轴平面的情况.

实验上已经在很多三轴形变原子核中发现了手征双重带. Petrache 等人发现的奇奇核  $^{134}\text{Pr}$  中组态为  $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}^{-1}$  的两条正宇称半退耦合带<sup>[5]</sup>最先被建议为候选的手征双重带<sup>[1]</sup>. 随后在邻近  $^{134}\text{Pr}$  的  $A \sim 130$  区, 相继报道了相同组态下可能的手征双重带. 包括  $N = 75$  同中子素:  $^{130}\text{Cs}$ ,  $^{132}\text{La}$ ,  $^{134}\text{Pr}$ ,  $^{136}\text{Pm}$ ,  $^{138}\text{Eu}$ <sup>[6-8]</sup>;  $N = 73$  同中子素:  $^{128}\text{Cs}$ ,  $^{130}\text{La}$ ,  $^{132}\text{Pr}$ <sup>[8,9]</sup>; 以及  $N = 77$  核素  $^{132}\text{Cs}$ ,  $^{134}\text{La}$ <sup>[8,10]</sup> 和  $N = 71$  核素  $^{126}\text{Cs}$ <sup>[11]</sup>. 最近, 在  $^{136}\text{Nd}$  中又发现了第一例偶偶核中的手征双重带<sup>[12]</sup>. 而在如  $A \sim 100$  和  $A \sim 190$  等其他核区, 实验物理学家也正进行着相关的努力<sup>[13,14]</sup>.

在理论方面, 手征带由粒子-转子模型 (PRM) 和基于平均场近似的倾斜轴推转 (TAC) 模型, 在三轴形变情况下所预言<sup>[1]</sup>. 对三维转动原子核的研究早在上世纪 80 年代就已开始<sup>[15]</sup>. 但其磁转动特征, 却是在 90 年代才由 TAC 模型得以认识<sup>[4]</sup>. TAC 模型的有效性在文献[16]已经利用 PRM 模型进行了讨论和检验. 有关 TAC 模型的细节可见文献[17].

2003-06-02 收稿, 2003-08-01 收修改稿

\* 国家重点基础研究发展规划项目 (G200007407), 国家自然科学基金 (10025522, 10047001, 10221003 19935030) 资助

1) E-mail: mengj@pku.edu.cn

在文献[18]中,运用混合的 Woods-Saxon 势和 Nilsson 模型取代三轴 TAC 模型中的单粒子势场,并结合壳修正的方法,也证实了在  $^{134}\text{Pr}$  和  $^{188}\text{Ir}$  中存在手征带. 平均场近似的优点在于它可以被容易地推广到多准粒子体系. 尽管更微观的相对论平均场(RMF)理论和 Skyrme Hartree-Fock (SHF)方法已经被用来研究磁转动<sup>[19,20]</sup>,但是由于数值计算较为复杂,现阶段还难以应用到手征带的研究.

目前实验上所发现的手征双重带基本都集中在  $A \sim 130$  核区,组态为  $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}^{-1}$ . 而理论预言在  $A \sim 100$  核区,会形成具有  $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}^{-1}$  或  $\pi g_{9/2}^{-1} \otimes \nu h_{11/2}$  组态的手征带<sup>[21,22]</sup>. 对于更重的核区,比如  $A \sim 170, 190$ , 同样可能存在三轴形变核,而且价核子组态也可以同时具有粒子和空穴性质,如  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ ,  $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}^{-1}$  组态等. 因此,可以期待在更广泛的区域中找到具有不同粒子空穴组态的手征双重带. 在所提到的组态中,  $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}^{-1}$  与  $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}^{-1}$  等的粒子和空穴具有相同的轨道量子数,称之为对称组态;而  $\pi g_{9/2}^{-1} \otimes \nu h_{11/2}$  与  $\pi h_{11/2}^{-1} \otimes \nu i_{13/2}$  等的粒子和空穴分别处于不同的轨道,称为非对称组态. 本文将利用 PRM 模型对建立在非对称组态之上的手征带进行研究,从转动能谱、自旋随转动频率的变化关系以及电磁跃迁几率等方面研究它们与基于对称组态的手征带之间的异同.

## 2 理论框架

粒子-转子模型的基本思想是:在绝热近似下,可以将原子核分成两部分来处理,在原子核所提供的势场中运动的费米面附近的价核子和被看作转子的核芯. 这样,原子核的哈密顿量也被分成两部分,描述价核子的内禀哈密顿量  $H_{\text{intr}}$  和描述转子的唯象哈密顿量  $H_{\text{coll}}$ :

$$H = H_{\text{intr}} + H_{\text{coll}}. \quad (1)$$

对于奇奇核,内禀部分包含两个奇核子. 相应地,内禀哈密顿量可写为

$$H_{\text{intr}} = h_p + h_n. \quad (2)$$

上式中忽略了价核子之间的剩余相互作用,并容易推广到多个价核子的情形. 采用三轴形变的单  $j$  模型,内禀质子(或中子)的哈密顿量为

$$h_{p(n)} = \pm \frac{1}{2} C \left\{ \left( j_3^2 - \frac{j(j+1)}{3} \right) \cos \gamma + \frac{1}{2\sqrt{3}} [j_+^2 + j_-^2] \sin \gamma \right\}, \quad (3)$$

其中,正号代表粒子,负号代表空穴. 三轴形变为  $\gamma$ , 而参数  $C$  对应着原子核的四极形变  $\beta$ , 与形变能的能级劈裂相对应. 例如,  $C = 0.25\text{MeV}$  对应的原子核形变  $\beta$  约为 0.15. 有关 PRM 模型的细节参考文献[16].

核芯的角动量  $\mathbf{R}$  和价核子的角动量  $\mathbf{j}$  ( $\mathbf{j} = \mathbf{j}_p + \mathbf{j}_n$ ) 组成总角动量  $\mathbf{I}$ :

$$\mathbf{I} = \mathbf{R} + \mathbf{j}. \quad (4)$$

对于三轴转动的情形,采用无旋流体的转动惯量:

$$\mathcal{I}_\nu = \mathcal{I} \sin^2 \left( \gamma - \frac{2\pi\nu}{3} \right), \quad (\nu = 1, 2, 3), \quad (5)$$

核芯的哈密顿量可表示为

$$H_{\text{coll}} = \sum_{\nu=1}^3 \frac{(\hat{I}_\nu - \hat{j}_\nu)^2}{2\mathcal{I}_\nu}. \quad (6)$$

PRM 哈密顿量的本征矢可写为

$$|IM\alpha\rangle = \sqrt{\frac{1}{2(1+\delta_{K0})}} \left\{ \sum_{K, k_p, k_n} C_{k_p k_n}^{IK\alpha} [ |IMK k_p k_n \alpha\rangle + (-1)^{I-j_p-j_n} |IM-K-k_p-k_n \alpha\rangle \right\}, \quad (7)$$

其中,  $|IMK\rangle$  是 Wigner  $D$  函数,  $|k_p k_n\rangle$  对应质子和中子组态  $|jk\rangle$ ,  $C_{k_p k_n}^{IK\alpha}$  是展开系数<sup>[23]</sup>. 求和限制为  $|K| \leq I$ ,  $|k_i| \leq j_i$ , ( $i = n, p$ ),  $(K - k_p - k_n)$  为偶数,  $k_p + k_n \geq 0$ , 且当  $k_p + k_n = 0$  时,  $k_p \geq 0$ . 总角动量  $I$  在内禀系 3 轴和实验室系  $z$  轴上的投影分别用  $K$  和  $M$  表示,  $\alpha$  表示其他量子数.

约化跃迁几率定义如下

$$B(\sigma\lambda, I'\alpha' \rightarrow I\alpha) = \sum_{M'M} |\langle f, IM\alpha | \hat{T}_{\lambda\mu} | i, I'M'\alpha' \rangle|^2, \quad (8)$$

其中  $\sigma$  为 E 或 M, 分别表示电跃迁或磁跃迁.  $\lambda$  是从初态  $i$  到末态  $f$  跃迁算符的级次. 计算中,内禀坐标系和实验室系下的四极矩由下式转换:

$$\hat{Q}_{2\mu} = \mathcal{D}_{\mu 0}^{2*} \hat{Q}'_{20} + (\mathcal{D}_{\mu 2}^{2*} + \mathcal{D}_{\mu -2}^{2*}) \hat{Q}'_{22}, \quad (9)$$

其中  $\hat{Q}_{2\mu}$  与  $\hat{Q}'_{2\mu}$  分别是实验室系和内禀系中核芯的四极矩算符. 对于 E2 跃迁:

$$B(E2, I\alpha \rightarrow I'\alpha') = \frac{5}{16\pi} \left| \sum_{K, K'} C_{k_p k_n}^{IK\alpha} C_{k_p k_n}^{I'K'\alpha'} \left[ \cos \gamma \langle IK20 | I'K' \rangle - \frac{\sin \gamma}{\sqrt{2}} (\langle IK22 | I'K' \rangle + \langle IK2-2 | I'K' \rangle) \right] \right|^2. \quad (10)$$

相应地, M1 跃迁几率为

$$B(M1, I\alpha \rightarrow I'\alpha') =$$

$$\frac{3}{16\pi} \left| \sum_{\mu, k_p, k_n, k'_p, k'_n} \frac{1}{(1 + \delta_{K'0})} \frac{1}{(1 + \delta_{K0})} C_{k_p k_n}^{IK\alpha} C_{k'_p k'_n}^{I'K'\alpha'} \cdot \right. \\ \left. [\langle IK1\mu | I'K' \rangle \langle k'_p k'_n | (g_p - g_R) j_{p\mu} + \right. \\ (g_n - g_R) j_{n\mu} | k_p k_n \rangle + (-1)^{I-j_p-j_n} \langle I - K1\mu | I'K' \rangle \cdot \\ \left. \langle k'_p k'_n | (g_p - g_R) j_{p\mu} + (g_n - g_R) j_{n\mu} | - \right. \\ \left. k_p - k_n \rangle] + \text{sign.} \right|^2, \quad (11)$$

其中 sign. 表示旋称对称态的贡献,  $j_\mu$  为一阶球张量,

$$j_\mu = \left( j_0 = j_3, j_{\pm 1} = \frac{\mp (j_1 \pm ij_2)}{\sqrt{2}} \right). \quad (12)$$

### 3 结果讨论

遵循文献[1,21]的具体数值计算过程,下面将研究对称和非对称粒子空穴组态下的手征双重带. 假定原子核的三轴形变为  $\gamma = 30^\circ$ , 原子核沿3个主轴的半径满足  $R_1 < R_2 < R_3$ , 因此可以分别标记内禀系主轴1,2,3为短(s),中(i),长(l)轴<sup>[23]</sup>. 沿3条转动轴的转动惯量之间的关系为:  $\mathcal{J}_x = \mathcal{J}_y = \frac{1}{4} \mathcal{J}_z$ , 因此,集体转动角动量  $R$  倾向于沿  $i$  轴顺排,以使转动能最小<sup>[23]</sup>. 而转子外的价核子的顺排方式为:具有粒子和空穴特征的价核子分别倾向于沿  $s$  轴和  $l$  轴顺排<sup>[16]</sup>. 这样沿3个相互垂直方向的取向将使三轴势场与粒子密度的重迭最大化,而使相互作用能最小化<sup>[1]</sup>. 而且合成的总角动量不在任一主轴平面上,具有手征性. 另外,参数  $C$  取为0.2(对应形变  $\beta_2 = 0.12$ ),转动惯量  $\mathcal{J}$  分别取30和40 MeV<sup>-1</sup>. 在计算  $B(M1)$ 和 $B(E2)$ 时,内禀系中的四极矩  $Q'_{21}$ 与 $Q'_{2-1}$ 为0. 由于我们只关心  $B(M1)$ 和 $B(E2)$ 的变化趋势,因此  $g$  因子  $g_{p(n)} - g_R$  对质子和中子分别取为1和-1,内禀四极矩取为  $Q'_{20} = \cos\gamma$ ,  $Q'_{22} = Q'_{2-2} = -\sin\gamma/\sqrt{2}$ .

首先来比较对于不同的粒子空穴组态所得到的转动能谱. 对于前面所提到的4种组态,PRM模型计算的最低两条转动带能谱如图1所示. 图1(a)对应转动惯量取40 MeV<sup>-1</sup>的情形. 标记I, II, III, IV分别对应组态  $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}^{-1}$ ,  $\pi g_{9/2}^{-1} \otimes \nu h_{11/2}$ ,  $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}^{-1}$ 以及  $\pi h_{11/2}^{-1} \otimes \nu i_{13/2}$ , 实线、虚线分别表示偶自旋序列与奇自旋序列. 为观察方便, I, II, III, IV组态能谱上的最低能量分别设为0.0, 1.0, 2.0, 3.0 MeV. 从图中可以看到,对于任一组态,转动能谱都呈现出

手征双重带特征. 即在特定的自旋区间,两条  $\Delta I = 1$  的转动带发生简并. 对应4种组态,最佳简并点(对应两转动带的能级差别最小)的自旋分别是:  $12\hbar, 14\hbar, 15\hbar, 16\hbar$ . 若把两条转动带能级差小于100 keV 视为简并,则对于4种组态,它们的简并区间分别是:  $11 < I_I < 15\hbar$ ,  $12 < I_{II} < 16\hbar$ ,  $12 < I_{III} < 20\hbar$ ,  $13 < I_{IV} < 22\hbar$ . 可以看到,最佳简并点随组态的改变而延迟. 同时组态  $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}^{-1}$ 与  $\pi h_{11/2}^{-1} \otimes \nu i_{13/2}$ 对应的简并区间要比组态  $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}^{-1}$ 与  $\pi g_{9/2}^{-1} \otimes \nu h_{11/2}$ 对应的要大. 这样在组态 III 和 IV 下,可以在更大范围内观察到双带简并现象.

更具体地,可以从图1来观察手征双重带的形成和演化. 4个组态的能谱中能量最低点所对应的自旋分别为:  $6\hbar, 7\hbar, 8\hbar, 8\hbar$ . 由于形成更低的自旋需要粒子和空穴的角动量反平行,因此PRM模型计算能谱在低自旋时具有较高的能量. 从最低能量左起,体系存在两个平面解,分别包含两个相反旋称的转动带,即两条  $\Delta I = 1$  的转动带<sup>[1]</sup>. 随着自旋的增加,粒子和空穴不能再提供更高的角动量,沿  $i$  轴顺排的转子角动量开始对总角动量起作用,总角动量不再位于  $s, l$  轴形成的平面上,两个平面解分裂成4个非平面解. 相应地,两条  $\Delta I = 1$  的转动带渐渐地靠近发生简并. 随着自旋继续增加,转子角动量的贡献越来越大,使得总角动量与  $i$  主轴的夹角越来越小,手征带简并解除,并且出现旋称劈裂. 由于 III, IV 组态的价核子可以提供比组态 I, II 更高的顺排角动量,造成前两者的手征双重带最佳简并点大大延迟,简并区间增加,在更高自旋下,能级劈裂也较小. 值得注意的是,最佳简并点自旋约为基态自旋的2倍. 这可以由角动量耦合的半经典图像来解释. 在最低能量点,粒子和空穴的角动量相互垂直. 随着角动量的增加,两者趋向于相互靠拢,所提供的内禀角动量增加,这对应着磁转动中的剪刀机制. 随着集体转动贡献增大,当转子角动量与内禀角动量相仿时,两者耦合的总角动量  $I$  与基态自旋约相差两个  $\sqrt{2}$  因子,即为它的2倍. 由此推知,最佳简并点对应原子核的转动轴与长短主轴平面呈  $45^\circ$  夹角的情形.

转动惯量  $\mathcal{J}$  取30 MeV<sup>-1</sup>时的计算结果如图1(b)所示. 与(a)  $\mathcal{J}$  取40 MeV<sup>-1</sup>相比,相应组态的转动能谱类似,只是简并区间变小. 如对于组态  $\pi h_{11/2}^{-1} \otimes \nu i_{13/2}$ , 简并区间由  $13 < I_{IV} < 22\hbar$  变为  $13 < I_{IV} < 19\hbar$ , 但是最佳简并点( $16\hbar$ )保持不变. 这说明上面

角动量耦合的半经典解释是正确的. 由于转动惯量  $\mathcal{J}$  取  $40\text{MeV}^{-1}$  时, 两条手征带简并性更显著, 因此下面对自旋随转动频率的变化关系和约化跃迁几率的讨论中, 仅选取  $\mathcal{J}=40\text{MeV}^{-1}$  的情形加以说明.

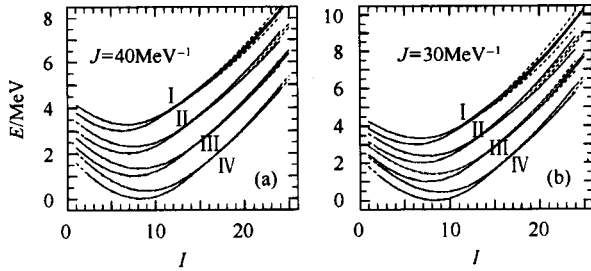


图 1 不同组态 (I.  $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}^{-1}$ , II.  $\pi g_{9/2}^{-1} \otimes \nu h_{11/2}$ , III.  $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}^{-1}$  和 IV.  $\pi h_{11/2}^{-1} \otimes \nu i_{13/2}$ ) 下, 三轴 PRM 模型计算的晕带和第一激发带能谱  
(a)  $\mathcal{J}$  取  $40\text{MeV}^{-1}$ ; (b)  $\mathcal{J}$  取  $30\text{MeV}^{-1}$ .

从 PRM 模型计算的能谱可以提取转动频率  $\hbar\omega(I) = (E(I+1) - E(I-1))/2$ <sup>[16]</sup>. 图 2 给出了能谱自旋  $I$  随转动频率  $\hbar\omega$  的变化关系. 可以看到, 在自旋较低的部分 (分别对应 4 种组态  $I < 8\hbar$ ,  $I < 9\hbar$ ,  $I < 10\hbar$ ,  $I < 10\hbar$ ), 转动频率为负值. 这是因为带首附近的总角动量主要是由粒子和空穴的角动量夹角的改变来提供. 而随着自旋 (转动频率) 的增加, 直到接近最佳简并点  $I \sim 12 - 16\hbar$  ( $\hbar\omega \sim 0.3\text{MeV}$ ), 总角动量将由两个价核子和核芯的转动角动量一起提供. 这时, 转动轴不在任一个主轴平面上, 对应于倾斜转动的非平面解. 角动量更高时, 核芯的转动占主导地位, 总角动量将倾向于沿  $i$  轴排列, 从而导致了第二类转动惯量  $\mathcal{J}^{(2)} = dI(\omega)/d\omega$  的增加, 即图 2 中  $I(\omega)$  曲线的斜率改变. 此后, 总角动量主要由转子角动量提供, 旋称劈裂也随之产生了.

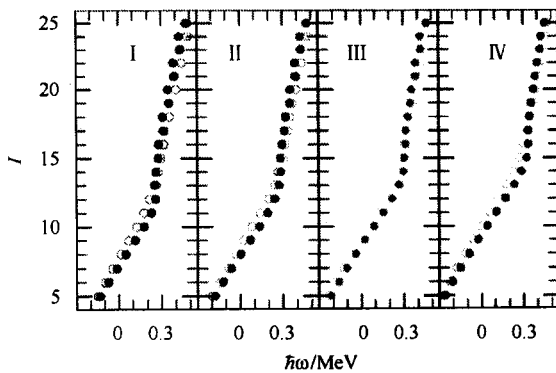


图 2 三轴 PRM 模型计算的 4 种组态 I, II, III, IV (见图 1) 下, 晕带能谱自旋随转动频率的变化关系  
其中  $C=0.2\text{MeV}$ ,  $\gamma=30^\circ$ ,  $\mathcal{J}=40\text{MeV}^{-1}$ ,  
●, ○ 分别对应能谱中的晕带和第一激发带.

对于 4 种组态下的手征带, PRM 计算的约化跃迁几率  $B(E2)$  和  $B(M1)$  的变化趋势分别如图 3 和图 4 所示. 可以看到,  $B(E2)$  和  $B(M1)$  的变化可以分为三段, 分别是低自旋、最佳简并点附近以及简并过后的高自旋部分. 在低自旋部分, 对应着平面转动的情形, 转动能谱由两条  $\Delta I = 1$  的转动带组成. 此时带内的 E2 和 M1 跃迁占主导地位, 带间的跃迁几率非常小, 并且几乎不能从第一激发带到晕带进行 E2 或 M1 跃迁. 在最佳简并点附近, 平面转动变为非平面转动, 两条  $\Delta I = 1$  的转动带能级简并. 这时带内跃迁和两个方向的带间跃迁都有可能被观察到, 但跃迁几率的变化很不规则. 这与文献 [21] 指出的结论是一致的, 即两个带的内禀结构混合很大, 并且成分相当复杂. 带交叉过后, 转动很快地沿主轴顺排, 随着自旋和转动能的提高, 手征双重带逐渐退简并. 这时带间的  $B(E2)$  消失, 两条  $\Delta I = 2$  转动带的带内 E2 跃迁趋于常规, 两条带中相同自旋能级的  $B(E2)$  跃迁几率近乎相等, 且没有明显的奇偶效应. 对于 M1 跃迁, 可以看到带间 M1 跃迁占优势, 并且有明显的奇偶效应. 带内 M1 跃迁中, 主要是从晕带退激的 M1 跃迁, 其他成分都比较小. 从图 3 和图 4 中, 还可以注意到在非对称组态 (II, IV) 之上的手征带与基于对称组态 (I, III) 的手征带之间存在的细微差别. 比如带交叉过后, 非对称组态  $\pi g_{9/2}^{-1} \otimes \nu h_{11/2}$  和  $\pi h_{11/2}^{-1} \otimes \nu i_{13/2}$  的手征带带间的约化跃迁几率  $B(M1)$  要明显大于晕带带内的  $B(M1)$ , 而对于对称组态, 则不然.

最后讨论一下基于非对称粒子空穴组态的手征

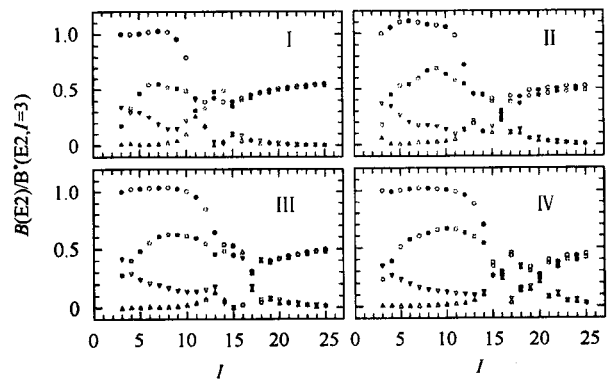


图 3 对于 4 种组态 I, II, III, IV (见图 1), 三轴 PRM 计算的手征带中约化  $B(E2)$  跃迁几率随自旋的变化  
其中, 作为单位的  $B^*(E2, I=3)$  表示晕带中  $I=3\hbar$  的带内  $B(E2)$  跃迁几率. 圆圈, 方块, 上三角和下三角符号分别表示晕带的带内跃迁, 第一激发带的带内跃迁, 晕带到第一激发带的带间跃迁以及第一激发带到晕带的带间跃迁. 实心 and 空心符号分别对应偶自旋和奇自旋.

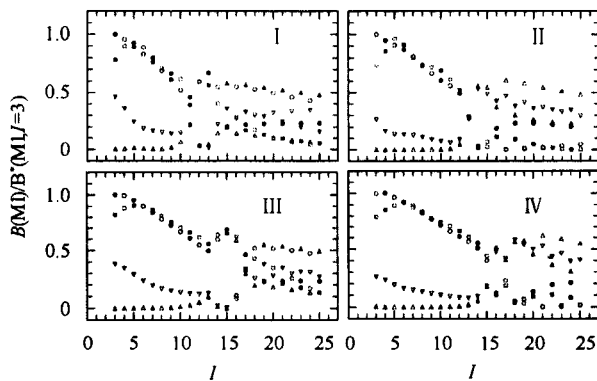


图 4 对于 4 种组态 I, II, III, IV (见图 1), 三轴 PRM 计算的手征带中约化  $B(M1)$  跃迁几率随自旋的变化

其中,  $B^*(M1, I=3)$  表示晕带中  $I=3\hbar$  的带内  $B(M1)$  跃迁几率. 其他标记同图 3.

双重带所对应的最佳三轴形变. 文献[1]利用 PRM 在不同三轴形变下对基于  $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}^{-1}$  组态的能谱进行了计算, 发现手征带出现在原子核的三轴形变在  $25^\circ < \gamma < 40^\circ$  的区域, 而且  $\gamma = 30^\circ$  最适合手征双重带的产生. 对于组态  $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}^{-1}$ , 也存在相同的结论<sup>[21]</sup>. 而对非对称粒子空穴组态  $\pi g_{9/2}^{-1} \otimes \nu h_{11/2}$  的计算表明, 基于该组态手征带出现的最佳三轴形变偏离了  $30^\circ$  变为  $25^\circ$ <sup>[22]</sup>. 类似文献[1, 21]的讨论, 对

组态  $\pi h_{11/2}^{-1} \otimes \nu i_{13/2}$  上的能谱进行了不同  $\gamma$  形变的计算, 得到的最佳三轴形变为  $\gamma \sim 27^\circ$ . 这种手征带对应的最佳三轴形变的改变是由内禀粒子空穴组态的非对称性所带来的.

## 4 总结

本文利用三轴 PRM 模型对基于对称组态  $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}^{-1}$  和  $\pi g_{9/2}^{-1} \otimes \nu h_{11/2}$  与非对称组态  $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}^{-1}$  和  $\pi h_{11/2}^{-1} \otimes \nu i_{13/2}$  之上的能谱进行了计算. 结果表明, 这些组态均有可能在三轴形变核中建立手征双重带. 依据 Nilsson 能级图, 这些组态对应的核区分别是  $A \sim 100, 130$  和  $170$  区. 随着准粒子组态中两个价核子所能提供最大自旋的增加, 其手征双重带的最佳简并点也随之延迟, 简并区间相应扩大. 此外, 基于非对称组态的手征带与基于对称组态的类似, 它们的能谱特征、约化跃迁几率  $B(E2)$ ,  $B(M1)$  的变化相仿. 目前实验上除了在  $A \sim 130$  区, 发现基于组态  $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}^{-1}$  的十几例手征带之外, 基于其他组态的手征带正在寻找之中. 根据这里的预言, 可以期望在更广泛的区域观测到手征双重带.

## 参考文献 (References)

- Frauentorf S, MENG J. Nucl. Phys., 1997, **A617**:131
- Johnson A et al. Phys. Lett., 1971, **348**:605
- Twin P J et al. Phys. Rev. Lett., 1986, **57**:811
- Frauentorf S, MENG J, Reif J. Proceedings of the Conference on Physics from Large  $\gamma$ -Ray Detector Arrays, vol. II, 1994, p.52
- Petrache C M, Bazzacco D, Lunardi S et al. Nucl. Phys., 1996, **A597**:106
- Hecht A A, Beausang C W, Zyromski K E et al. Phys. Rev., 2001, **C63**:051302(R)
- Starosta K, Koike T, Chiara C J et al. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**:971
- Koike T, Starosta K, Chiara C J et al. Phys. Rev., 2003, **C67**:044319
- Koike T, Starosta K, Chiara C J et al. Phys. Rev., 2001, **C63**:061304(R)
- Bark R A, Baxter A M, Byrne A P et al. Nucl. Phys., 2001, **A691**:577
- LI X F, MA Y J, LIU Y Z et al. Chin. Phys. Lett., 2002, **19**:1779
- Mergel E, Petrache C M, Lo Bianco G et al. Eur. Phys. J., 2002, **A15**:417
- Koike T, Starosta K, Vaman C et al. AIP Conf. Proc., 2003, **656**(1):160
- Wheldon C, Dracoulis G D, Newman R T et al. Nucl. Phys., 2002, **A699**:415
- Frisk H, Bengtsson R. Phys. Lett., 1987, **B196**:14
- Frauentorf S, MENG J. Z. Phys., 1996, **A365**:263
- Frauentorf S. Nucl. Phys., 2000, **A677**:115
- Dimitrov V, Frauentorf S, Dönauf F. Phys. Rev. Lett., 2000, **84**:5732
- Madokoro H, MENG J, Matsuzaki M et al. Phys. Rev., 2000, **C62**:061301
- Olbratowski P, Dobaczewski J, Dudek J et al. Acta Phys. Polonica, 2002, **B33**:389
- PENG J, MENG J, ZHANG S Q. Phys. Rev., 2003, **C68**:044324
- PENG J, MENG J, ZHANG S Q. Chin. Phys. Lett., 2003, **20**:1223
- Bohr A, Mottelson B R. Nuclear Structure Benjamin, New York, 1975, Vol.2

## Chiral Doublet Bands in Nuclei with Asymmetric Particle-Hole Configuration \*

ZHANG Shuang-Quan<sup>1</sup> PENG Jing<sup>1</sup> MENG Jie<sup>1,2,3,1)</sup>

<sup>1</sup> (School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

<sup>2</sup> (Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Science, Beijing 100080, China)

<sup>3</sup> (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

**Abstract** Based on the triaxial particle-rotor model (PRM), the chiral doublet bands with symmetric particle-hole configurations  $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}^{-1}$ ,  $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}^{-1}$  and asymmetric configurations  $\pi g_{9/2}^{-1} \otimes \nu h_{11/2}$ ,  $\pi h_{11/2}^{-1} \otimes \nu i_{13/2}$  have been investigated, including their rotation spectra, the relations between spin and rotational frequency, and the reduced  $B(E2)$ ,  $B(M1)$  transition probabilities. These configurations correspond to regions  $A \sim 100$ ,  $A \sim 130$  and  $A \sim 170$  in nuclear chart respectively. It is observed that the larger angular momentum provided by the valence nucleons, the higher the spin corresponding to the appearance of the chiral doublet bands, and the broader their spin interval. The chiral bands based on asymmetric configurations exhibit quite similar properties as those on symmetric ones, and can be discovered in future in-beam  $\gamma$  experiments.

**Key words** chiral doublet bands, single particle configuration, rotation spectra, reduced transition probabilities

---

Received 2 June 2003, Revised 1 August 2003

\* Supported by Major State Basic Research Development Program(G200007407) and National Natural Science Foundation of China(10025522, 10047001, 10221003, 19935030)

1) E-mail:mengj@pku.edu.cn