

# 含对关联的三轴形变粒子转子模型对手征带的研究\*

亓斌<sup>1</sup> 张双全<sup>1</sup> 王守宇<sup>1</sup> 孟杰<sup>1,2,3;1)</sup>

1(北京大学物理学院 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** 在一粒子一空穴与三轴转子耦合的粒子转子模型基础上,用BCS理论处理对关联,建立了两准粒子与三轴转子耦合的模型,并用来研究手征带.侧重讨论价质子固定为 $h_{11/2}$ 壳上一个纯粒子的情况,系统研究了中子费米面的变化对转动带能谱,电磁性质的影响.

**关键词** 粒子转子模型 对关联 手征双重带 价核子组态

1997年Frauendorf和孟杰在理论上首次预言了三轴形变的原子核转动可以体现手征性,手征对称性的自发破缺会产生所谓的手征双重带<sup>[1]</sup>.2001年实验上对 $N=75$ 同中子素中的手征双重带的结果进行了报道<sup>[2]</sup>.从2001年至今,在质量数 $A\sim 130$ 和 $A\sim 100$ 核区,实验上已经报道了二十多例手征双重带的候选带.然而,对这些候选带的解释仍有分歧<sup>[3-5]</sup>,确认手征双重带是目前原子核结构领域的一个研究热点.

在手征带的理论研究方面,倾斜轴推转(TAC)理论被广泛地应用<sup>[1, 6, 7]</sup>,其单粒子哈密顿量用单 $j$ 壳模型,混合的Woods-Saxon势和Nilsson势的模型,以及Skyrme Hartree-Fock等理论给出.但推转理论是一个半经典的理论,总角动量不是好量子数,此外,它只能给出转动是不是非平面转动.粒子转子模型也广泛应用于手征带研究<sup>[1, 8-10]</sup>,相比而言,粒子转子模型能量量子化地处理角动量,该模型采用实验室系下的基矢,能给出手征双带的性质.

物理上实际可能形成手征带的情况远比一粒子加一空穴加三轴转子模型更复杂.而关于手征带的判据和结论多数基于一粒子一空穴加三轴转子的模型得到,很多结论值得进一步研究.因此,有必要研究其他价核子组态能否形成手征带,及形成的手征带的特点.本文在一粒子一空穴加三轴转子模型<sup>[1, 9, 10]</sup>基础上,考虑对关联,用BCS准粒子理论处理价核子,建立了两准粒子与三轴转子耦合的模型用来研究手征带.我

们通过引入对关联,来模拟价核子组态为多粒子多空穴的情况.

对于奇奇核,粒子转子模型的哈密顿量一般可写为<sup>[11]</sup>

$$H = H_{\text{coll}} + H_{\text{intr}}(n) + H_{\text{intr}}(p), \quad (1)$$

其中描述核芯部分的哈密顿量为

$$H_{\text{coll}} = \frac{1}{2\mathcal{J}_1} R_1^2 + \frac{1}{2\mathcal{J}_2} R_2^2 + \frac{1}{2\mathcal{J}_3} R_3^2, \quad (2)$$

$\mathcal{J}_i$ 和 $R_i$ ( $i=1,2,3$ )分别是转动惯量和集体角动量沿本体体系主轴方向的分量.内禀哈密顿量包含单粒子部分 $H_{\text{sp}}$ 和对力部分 $H_{\text{pair}}$ ,单粒子部分采用三轴形变的单 $j$ 壳模型,可写为<sup>[9, 12]</sup>:

$$H_{\text{sp}} = \frac{1}{2}C \left\{ \cos\gamma \left( j_3^2 - \frac{j(j+1)}{3} \right) + \frac{\sin\gamma}{2\sqrt{3}} (j_+^2 + j_-^2) \right\}. \quad (3)$$

由于时间反演对称性存在, $H_{\text{sp}}$ 的本征态可表示为

$$\begin{aligned} \chi_\nu &= \sum C_\Omega^\nu \psi_\Omega^j, \\ \tilde{\chi}_\nu &= \sum_\Omega (-1)^{j+\Omega} C_\Omega^\nu \psi_{-\Omega}^j. \end{aligned} \quad (4)$$

上式中, $\psi_\Omega^j$ 是 $(\hat{j}^2, \hat{j}_3)$ 的共同本征态, $C_\Omega^\nu$ 是展开系数,相应本征能量记为 $e_\nu$ , $\Omega$ 的取值限制为 $\dots -7/2, -3/2, +1/2, +5/2, \dots$ .

体系具有绕本体体系三个主轴转 $\pi$ 角度的不变性,即 $D2$ 对称性<sup>[11, 13]</sup>,在忽略对关联效应时满足 $D2$ 对

\*国家自然科学基金(10435010,10221003,10505002)和教育部博士点基金资助

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

称性的PRM的基矢为

$$|IMK\nu_1\nu_2\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} [D_{M,K}^I a_{\nu_1}^\dagger(p) a_{\nu_2}^\dagger(n) |0\rangle + (-1)^{I+K} D_{M,-K}^I a_{\nu_1}^\dagger(p) a_{\nu_2}^\dagger(n) |0\rangle]$$

$$K \text{ 取值限制为 } \pm 1, \pm 3, \pm 5 \dots,$$

$$|IMK\nu_1\bar{\nu}_2\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} [D_{M,K}^I a_{\nu_1}^\dagger(p) a_{\bar{\nu}_2}^\dagger(n) |0\rangle + (-1)^{I+K} D_{M,-K}^I a_{\nu_1}^\dagger(p) a_{\bar{\nu}_2}^\dagger(n) |0\rangle]$$

$$K \text{ 取值限制为 } 0, \pm 2, \pm 4, \dots,$$

其中  $a_\nu^\dagger$  是核子的产生算符, 基矢空间是上面两个空间的直和, 维数  $(1/4)(2I+1)(2j_p+1)(2j_n+1)$ . 在这组基矢上,  $H_{sp}$  是对角化的,  $H_{intr}$  并不是对角化的.

采用文献[14]的处理方法, 对关联通过BCS准粒子理论处理, 需要引入准粒子算符,

$$\begin{pmatrix} \alpha_\nu^\dagger \\ \alpha_{\bar{\nu}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_\nu & -V_\nu \\ V_\nu & U_\nu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_\nu^\dagger \\ a_{\bar{\nu}} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

其中  $\alpha_\nu^\dagger$  是准粒子产生算符. 考虑对关联后, 用准粒子态  $\alpha_\nu^\dagger|\tilde{0}\rangle$  替换(5)中的单粒子态  $a^\dagger|0\rangle$ , 得到我们模型采用的基矢. 用准粒子能量

$$E_{\nu i} = \sqrt{(e_{\nu i} - \lambda_i)^2 + \Delta_i^2}, \quad i = n, p$$

来代替单粒子能量, 而计算单粒子矩阵元时需乘以一个对因子  $u_\mu u_\nu + v_\mu v_\nu$  [13, 14].

利用对角化哈密顿量后得到的转动体系的波函数, 可以计算电磁跃迁几率和角动量期待值, 具体公式参见文献[14].

我们选择  $h_{11/2}$  壳上的价质子和价中子进行讨论, 计算中选取  $C=0.3\text{MeV}$  (相应于  $\beta \approx 0.28$ ),  $\gamma = 30^\circ$ , 转动惯量  $\mathcal{J}=30\text{MeV}^{-1}$ . 此时单粒子哈密顿量(3)的本征能量从低到高依次记为  $e_\nu, \nu = 1, 2, \dots, 6$ . 计算中将质子固定为纯粒子性的, 即取  $\Delta(p) = 0$ ,  $\lambda(p) = e_1$ , 然后系统改变中子的费米面  $\lambda(n)$ , 并固定  $\Delta(h)=1\text{MeV}$ .  $\lambda(n)$  取为  $e_1$ , 对应价核子为一纯粒子性的质子和一个近似纯粒子性的中子; 当  $\lambda(n)$  取为  $e_6$ , 对应价核子为一纯粒子性的质子和一个近似纯空穴性的中子,  $\lambda(n)$  取为  $e_5$  时, 可以模拟组态为一个粒子性的质子和3个空穴性的中子形成的转动带的情况.

图1展示了转动带的能级如何随  $\lambda(n)$  变化. 当  $\lambda(n)$  取为  $e_6$  时, 此时两条转动带的能级简并性较好, 在  $13 < I < 17$  自旋范围内, 两个带的能量差小于  $100\text{keV}$ . 当  $\lambda(n)$  取为  $e_5$  时, 在一个较大自旋范围内, 给出一个恒定的能量差, 这种趋势与实验上的许多手征候选带(如Cs同位素链<sup>[8, 15]</sup>)的能谱特征相符. 随着

$\lambda(n)$  取值变小, 两个带的能级劈裂逐渐增大. 对角动量期待值的分析可以得到  $\lambda(n)$  取为  $e_6, e_5$  时, 对应较明显的非平面解, 可能形成手征带,  $\lambda(n)$  取为  $e_2, e_1$  时对应明显的平面解.

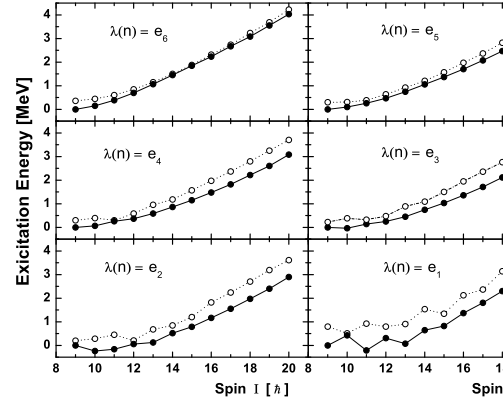


图1 一纯粒子性的质子和一个准粒子性的中子形成的转动带的转动能级  
实心圆点和空心圆圈分别标记能量最低的两条带. 中子  $\Delta(n) = 1\text{MeV}$ ,  $\lambda(n)$  依次取为  $e_6, e_5, e_4, e_3, e_2, e_1$ .

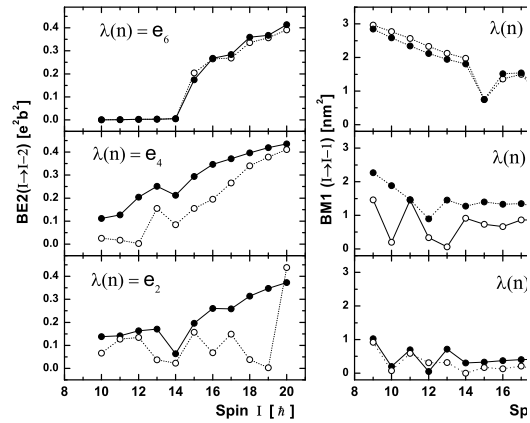


图2 一个纯粒子性的质子和一个准粒子性的中子形成的转动带的  $B(E2)$  和  $B(M1)$  随自旋的变化趋势  
参数同上图. 实心圆点和空心圆圈分别标记能量最低的两条带.  $\lambda(n)$  依次取为  $e_6, e_4, e_2$ .

图2给出的是带1和带2的电磁约化跃迁几率  $B(E2)$  和  $B(M1)$ . 当  $\lambda(n)$  取值为  $e_6$  时, 在转动带开始时的  $B(E2)$  值接近为0, 这意味着开始时对应完全的磁转动模式, 之后才出现非平面解, 转化成手征模式. 在  $\lambda(n)$  取为  $e_4$  时, 带1和带2的电四极跃迁的值有明显的差距. 右图展示随着中子费米面取值的减小, 磁偶极跃迁的值也有减小的趋势, 当  $\lambda(n)$  取为  $e_2$  时,  $B(M1)$  的取值变得很小, 从物理图像上理解, 当两个价核子都为纯粒子性时, 质子和中子产生的磁矩近

似相差一个负号,使得 $B(M1)$ 数值很小.从图中还可以看出,随着费米面的降低, $B(M1)$ 的奇偶自旋摇摆(staggering)行为也不再明显,在研究转动带随 $\gamma$ 自由度的变化时发现,如果不是粒子空穴组态,出现显著摇摆效应时的 $\gamma$ 取值也不再是 $30^\circ$ .

综上,我们建立了两准粒子加三轴转子的粒子转子模型.当把质子固定为纯的粒子时,中子费米面

$\lambda(n)$ 位于单 $j$ 壳能谱中上部时,有非平面解,可能形成手征双重带.转动带的能谱, $B(E2)$ 和 $B(M1)$ 值随 $\lambda(n)$ 的变化有明显的改变.在给定参数下,我们模型能较好地再现实验结果.现在的工作只是近似模拟多粒子多空穴组态形成的转动带的情况,下一步我们将建立多粒子的粒子转子模型来研究手征带以及其他高自旋现象.

## 参考文献(References)

- 1 Frauendorf S, MENG J. Nucl. Phys., 1997, **A617**: 131
- 2 Starosta K, Koike T, Chiara C J et al. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**: 971
- 3 Tonev D, de Angelis G, Petkov P et al. Phys. Rev. Lett., 2006, **96**: 052501
- 4 Petrache C M, Hagemann G B, Hamamoto I et al. Phys. Rev. Lett., 2006, **96**: 112502
- 5 WANG S Y, ZHANG S Q, QI B, MENG J. submitted to Phys. Rev., C
- 6 Dimitrov V I, Frauendorf S, Dönau F. Phys. Rev. Lett., 2000, **84**: 5732
- 7 Olbratowski P, Dobazewski J, Dudek J. Phys. Rev., 2006, **C73**: 054308
- 8 Koike T, Starosta K, Chiara C J et al. Phys. Rev., 2003, **C67**: 044319
- 9 PENG J, MENG J, ZHANG S Q. Phys. Rev., 2003, **C68**: 044324
- 10 Koike T, Starosta K, Hanmamoto I. Phys. Rev. Lett., 2004, **93**: 172502
- 11 Bohr A, Mottelson B R. Nuclear Structure, Benjamin, New York, 1975, Vol. II
- 12 Meyer-ter-vehn J. Nucl. Phys., 1975, **A249**: 111
- 13 Larsson S E, Leander G, Ragnarsson I. Nucl. Phys., 1978, **A307**: 189
- 14 Ragnarsson I, Semmes P B. Hyperfine Interaction, 1988, **43**: 425
- 15 WANG S Y, LIU Y Z, Komatsubara T et al. Phys. Rev., 2006, **C74**: 017302

# Chiral Bands in Particle Rotor Model with Pairing Correlations<sup>\*</sup>

QI Bin<sup>1</sup> ZHANG Shang-Quan<sup>1</sup> WANG Shou-Yu<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 Sciences, Beijing 100080, China)

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

**Abstract** Based on a particle and a hole plus triaxial rotor model, treating the pairing correlations with BCS theory, we develop two quasiparticles plus triaxial rotor model to study the chiral bands. In this paper, fixing the proton as a pure  $h_{11/2}$  particle, we investigate the influence of the neutron fermi surface on the excitation energies and electromagnetic transition probabilities of doublet bands.

**Key words** two particles plus triaxial rotor model, pairing correlations, chiral bands, configuration

<sup>\*</sup> Supported by National Natural Science Foundation of China (10435010, 10221003, 10505002) and Doctoral Program Foundation from the Ministry of Education in China

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