

# 超形变核全同带的研究\*

陈永静 徐辅新

(安徽大学物理系 合肥 230039)

**摘要** 简述了超形变原子核全同带的研究进展情况,并以 Bohr-Mottelson 的  $I(I+1)$  展开转动谱公式对部分典型的超形变带进行了分析.发现所谓全同带的确只是两个带的  $J^{(2)}$  比较接近,它们的  $J^{(1)}$  和  $J_0$  并不相等,而且 signature 对偶带更接近全同.

**关键词** 超形变带 全同带 两类转动惯量

## 1 引言

超形变原子核的研究是近年来核结构领域比较热门的前沿课题之一.1990年,T. Byrski, F. Stephens<sup>[1,2]</sup> 在研究超形变核的过程中,分别在  $A \sim 150, 190$  区发现了全同带现象,即一些相邻核的超形变带(SD)的带首 E2 跃迁产生的  $\gamma$  射线能量  $E_\gamma$  在一定频率范围内几乎相等,且相等的程度为  $\delta E_\gamma/E_\gamma \sim 10^{-3}$ ,所以人们称之为“全同带”.在偶偶核和相邻的偶偶核,奇 A 核和相邻的偶偶核正常形变转动带之间也发现了大量的全同带.由于全同带在理论上没有任何预言,因而它的出现引起了人们的普遍关注.人们尝试着解释全同带的成因,提出了各种各样的解释方案,但这些方案不尽相同,大体可分为三类.

第一类是从传统对关联理论出发,尝试解释全同带现象.文献[3]指出用通常的对关联理论难以解释正常形变核中低自旋奇 A 核带与相邻偶偶核基态带全同,因而全同带的普遍出现对平均场理论提出了挑战.而文献[4]利用传统的对关联理论,计算了大量稀土区奇 A 核和相邻偶偶核大量组态的动力学转动惯量,得到了与实验数据同样多的全同带,因此全同带可以在通常对关联的基础之上得到解释.

第二类解释方案是引进赝自旋对称性(pseudospin)来解释全同带.最先发现全同带现象的 Stephens 等人认为,相邻核中出现的超形变全同带的特征是它们具有几乎相等的转动惯量,但顺排角动量不同,彼此相差  $\hbar/2$  的整数倍,即顺排角动量量子化.他们认为这些不同带的转动惯量几乎相等表明这儿可能存在某些不为人知的对称性,所以他们建议用赝自旋对称性来说明此离奇的现象. Nazarewicz<sup>[2]</sup> 等人集中研究了150质量区一个

2001-01-19 收稿

\* 安徽省自然科学基金和省教委基金(9722006)资助

$\Omega = \frac{1}{2}$  带的性质, 即  $[301] \frac{1}{2}$  带, 他指出当脱耦合参数正好是  $\pm 1$  的时候, 这个带能级与核心的能级一致, 并且认为  $^{152}\text{Dy}$  ( $N = 86, Z = 66$ ) 的双满壳使得超形变核心足够稳定以致于增加或减少一个粒子对核心性质影响很小. 他们指出赝自旋对称将导致脱耦合参数接近  $\pm 1$ . Ragnarsson<sup>[2]</sup> 采用建立在纯谐振子模型上的一种直接的计算方法, 他发现在这样一个模型中的这些轨道 (包括上面提到的  $\Omega = \frac{1}{2}$  轨道) 上, 增加或减少一个粒子, 对跃迁能量的影响是微乎其微的, 正如实验所观察到的一样. 他们认为增加或减少核子后, 转动性质缺少任何其它变化可能是由于形变和顺排效应的补偿. 这与 Nazarewicz 的解释是很一致的.

但是, 赝自旋对称这个观点立刻引起了很多争论, 争论的主要原因是: 目前还不能从实验上测出大多数 SD 带的角动量, 因而无法提取 SD 的运动学转动惯量, “全同”SD 带是否真的具有真正相同的运动学转动惯量  $J^{(1)}$ , 动力学转动惯量  $J^{(2)}$ , 它们的带首转动惯量  $J_0$  是否真的相等?

接下来, 有人尝试从微观模型出发, 阐述全同带成因. 1993 年, 曾谨言, 雷奕安<sup>[5]</sup> 用  $abc$  公式分析了  $A \sim 190$  区全同超形变核 SD 带的转动谱

$$E(I) = a[\sqrt{1 + bI(I+1)} - 1] + cI(I+1), \quad (1)$$

与之相应的转动惯量公式为

$$\hbar^2/J^{(1)} = ab[1 + bI(I+1)]^{-1/2} + 2c, \quad (2)$$

$$\hbar^2/J^{(2)} = ab[1 + bI(I+1)]^{-3/2} + 2c, \quad (3)$$

而带首转动惯量为

$$J_0 = \hbar^2/(ab + 2c). \quad (4)$$

他们用(1)–(3)式对  $A \sim 190$  区全同超形变核带  $^{194}\text{Hg}(2,3)$  与  $^{192}\text{Hg}$  以及  $\text{Hg}$  核各 SD 带进行了唯象的分析 (包括带首转动惯量  $J_0$ ,  $J^{(1)}$  和  $J^{(2)}$  随  $\omega$  的变化, signature 分裂的大小, 顺排角动量的变化等). 他们的计算结果表明在  $A \sim 190$  区, 全同 SD 带的  $E_\gamma$  “几乎相等”只是在  $0.2\text{--}0.4\text{MeV}$  范围被证实, (在此频率范围内, 两个全同 SD 带的  $J^{(2)}$  是几乎相等的), 但这并不意味着全同 SD 带的带首转动惯量  $J_0$ , 运动学转动惯量  $J^{(1)}$  一定相等, 也不意味着在此频率范围之外  $J^{(2)}$  也几乎相等. 他们认为 signature 对偶 (partner) 带的带首转动惯量  $J_0$  非常接近, 可以真正视为全同, 因为 signature 对偶带在 ( $\omega = 0$ ) 时具有相同的内禀 (组态) 结构. 对为何  $^{194}\text{Hg}(2,3)$  与  $^{192}\text{Hg}$  的  $J_0$  相差很大这个问题, 在这篇文章中曾谨言引用了如下解释,  $^{192}\text{Hg}$  与  $^{194}\text{Hg}(1)$  SD 带的中子系和质子系 (当  $\omega = 0$  时) 都处于准粒子真空态, 高  $N$  组态都是  $\pi 6^4 \nu 7^4$ , 因此, 它们的  $J_0$  很接近. 激发 SD 带  $^{194}\text{Hg}(2,3)$  有一对中子被拆散 (成为两准粒子态), 两中子处于  $[6249/2] \otimes [5125/2]$  轨道上, 它们与转动核心 “ $^{192}\text{Hg}_{\text{核心}}$ ” 强耦合, 即其组态指定为 “ $^{192}\text{Hg}_{\text{核心}}$ ”  $\otimes [6249/2] \otimes [5125/2]$ , 两个未配对的强耦合中子对转动惯量有不小的贡献 (堵塞效应), 因此, 它的  $J_0$  比  $^{192}\text{Hg}$  SD 带大一些. 最后他们得出结论: 所谓 “全同” 带, 实际并不全同, 它们的带首转动惯量  $J_0$  一般相差很大, 它们的  $J^{(1)}$  也不相同, 但由于  $J^{(2)}$  随  $\omega$  的变化比  $J^{(1)}$  随  $\omega$  的变化快, 而且两个 “全同” SD 带的  $J^{(2)}$  随  $\omega$  的变化

快慢也不相同,这就可能造成在一定的角频率(角动量)范围中两个“全同”带的  $J^{(2)}$  (因而  $E_\gamma$ ) 非常接近,且顺排角动量之差近似是量子化的,但在此  $\omega$  范围之外则否。

1994 年,曾谨言,金太浩<sup>[6]</sup>从微观上给出了带首转动惯量  $J_0$ 。相差很大的是由于对力及堵塞效应造成  $J_0$  的减小。

1995 年,邢正,陈星冀<sup>[7]</sup>利用三轴转子模型研究了  $A \sim 190$  区奇  $A$  核超形变全同带,他们采用标准的 BCS 方法处理了对关联,分析了 ( $^{191}\text{Au}$ ,  $^{191}\text{Hg}(b1)$ ), ( $^{191}\text{Hg}(b2)$ ,  $^{193}\text{Hg}(b2)$ ) 和 ( $^{191}\text{Hg}(b3)$ ,  $^{193}\text{Hg}(b3)$ ) 三对全同带。最后他们得出结论:特定轨道的填充是造成全同带的重要原因。

1995 年, P. Fallon<sup>[8]</sup> 等人对超形变核  $^{192}\text{Hg}$  的准粒子激发带进行了分析,他们指出由于在  $A \sim 190$  核区,对关联起着重要作用,所以靠近费米面附近的不配对的核子有可能减少(堵塞)对力强度,且因此提高了转动惯量。在  $A \sim 190$  区  $J^{(2)}$  的光滑增长主要由于在对力存在的条件下  $N=7$  壳的中子和  $N=6$  壳的质子的一系列顺序。而且,作为一个结果,人们希望顺排过程结束后,  $J^{(2)}$  会下降。这种  $J^{(2)}$  下降在  $^{194}\text{Hg}$  中被第一次观察到。以前的工作和目前的数据都表明  $^{192}\text{Hg}$  带 1 的  $J^{(2)}$  在  $\hbar\omega \approx 0.4\text{MeV}$  处变平进一步支持上述解释。 $^{192}\text{Hg}$  带 2 中的带交叉为  $A \sim 190$  区对关联的重要性提供了证据。

1998 年,张新明<sup>[9]</sup>等用量子群  $U_{sp}(u2)$  模型理论对全同超形变核转动带进行了分析,他们得出与文献[5]相同的结论。

由于人们对全同带的判断仍然是定性的,故目前还没有统一的标准来规定满足什么样条件的带是全同带,但大家判断全同带的方法大多是两带跃迁能量对应近似相等或两条带对应的动力学转动惯量  $J^{(2)}$  在较大自旋范围内相差很小。

1999 年,陈永寿,沈彩万<sup>[10]</sup>在粒子-转子模型的基础上提出用能量关系因子(即将能量判据与  $J^{(2)}$  判据统一起来)来判断超形变核全同带,并分析角动量顺排量子化。他们认为解释全同带成因较成功的模型是粒子-转子模型,因为对具有全同带的两个原子核,在一定的形变下,可将其中一个视为转子(参核),而另一个核可认为是在这个转子外增加了一个或数个粒子。他们还指出全同带的标准  $\delta$ (两个  $E_\gamma$  之差)越小,则全同带对应的粒子-转子模型的脱耦合参数越趋于 3 个极限值(0, +1, -1),这反映了全同带与原子核微观结构之间的关系。他们得出结论:选择全同带的标准越严格,则全同带的增量顺排越趋于几个特定的量子化值(0,  $\pm 0.5$ ,  $\pm 1.0$ )。但在正常形变带中,不管选择标准取的如何,增量顺排都不趋于量子化,这至少部分反映了超形变核比正常形变核存在着更好的赝自旋对称性。

1999 年,曾谨言,刘树新<sup>[11]</sup>用粒子数守恒法(PNC)对  $A \sim 190$  区的全同带超形变带进行了计算。根据他们的计算结果,他们认为全同带的产生并不是由于某种特殊对称性的存在,而是单粒子能级分布的壳效应(包括形变变化),对相互作用和堵塞效应,Coriolis 力反配对作用综合作用的结果。

## 2 用 $I(I+1)$ 展开分析全同带

下面我们把 Bohr-Mottelson 的  $I(I+1)$  展开四参数转动谱公式应用于  $A \sim 150, 190$ <sup>[12]</sup>

区部分典型的超形变带转动谱

$$E(I) = AI(I+1) + BI^2(I+1)^2 + CI^3(I+1)^3 + DI^4(I+1)^4, \quad (5)$$

与之相应的转动惯量  $J_0, J^{(1)}$  和  $J^{(2)}$  理论表达式分别为

$$J_0 = \frac{\hbar^2}{2A}, J^{(1)} = \frac{\hbar^2}{2A + 4BI(I+1) + 6CI^2(I+1)^2 + 8DI^3(I+1)^3}, \quad (6)$$

$$J^{(2)} = \frac{\hbar^2}{2(A+B) + 6(2B+C)I(I+1) + 6(5C+2D)I^2(I+1)^2 + 56DI^3(I+1)^3}, \quad (7)$$

同时,转动惯量  $J^{(1)}$  和  $J^{(2)}$ ,转动频率  $\omega$  的实验值分别用下面几式提取:

$$\omega = \frac{E_r(I)}{2}, \quad (8)$$

$$J^{(1)}(I-1) = \frac{(2I-1)\hbar^2}{E_r(I)}, J^{(2)}(I) = \frac{4\hbar^2}{E_r(I+2) - E_r(I)}. \quad (9)$$

### 3 结果与分析

把上述几公式应用于  $A \sim 150, 190$  区全同超形变带得出的数据作出图形,如图 1—4.

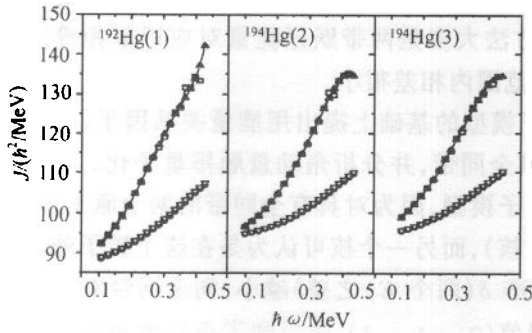


图 1  $^{192}\text{Hg}$  和  $^{194}\text{Hg}$  的 SD 带的转动惯量的比较  
 $\square J^{(2)}, \triangle J^{(2)}, \bullet J^{(1)}, \circ J^{(1)}$ .

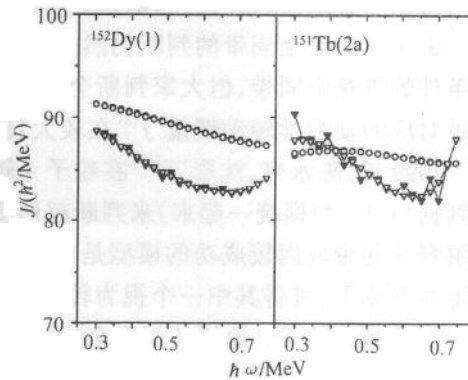


图 2  $^{152}\text{Dy}(1)$  和  $^{151}\text{Tb}(2a)$  的 SD 带的转动惯量的比较  
 $\square J^{(2)}, \triangle J^{(2)}, \bullet J^{(1)}, \circ J^{(1)}$ .

图 1 给出  $^{192}\text{Hg}$  和  $^{194}\text{Hg}$  的 SD 带的转动惯量的比较. 其中各带带首转动惯量为  $J_0(^{192}\text{Hg}) = 87.396\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ ,  $J_0(^{194}\text{Hg}(2)) = 93.824\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ ,  $J_0(^{194}\text{Hg}(3)) = 94.017\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ . 从图 1 可以看出,在所观测到的全部频率范围中,  $J^{(1)}(^{192}\text{Hg}) < J^{(1)}(^{194}\text{Hg}(2,3))$ ,  $J_0(^{192}\text{Hg}) < J_0(^{194}\text{Hg}(2,3))$ . 但由于  $J^{(2)}$  随  $\omega$  增大比  $J^{(1)}$  快得多,而且在  $\hbar\omega < 0.4\text{MeV}$  范围内  $^{192}\text{Hg}$  的转动惯量增大比  $^{194}\text{Hg}(2,3)$  快,这就造成在  $\hbar\omega \sim 0.2\text{—}0.4\text{MeV}$  范围中  $J^{(2)}(^{192}\text{Hg}) \approx J^{(2)}(^{194}\text{Hg}(2,3))$ ,但在  $\hbar\omega < 0.2\text{MeV}$  和  $\hbar\omega > 0.4\text{MeV}$  时,  $J^{(2)}(^{192}\text{Hg}) < J^{(2)}(^{194}\text{Hg}(2,3))$ . 这与文献 [5] 得出的结论基本一致,只是带首转动惯量比文献 [5] 的约大一些 (约  $0.2\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ ). 我们还可以看出 signature 对偶带的带首转动惯量非常接近,两个带更接近全

同,并且与文献[8]的观察一致,顺排之后, $J^{(2)}$ 又有下降的趋势.

图 2 是最先发现的  $A \sim 150$  区的两条全同带 $^{152}\text{Dy}$  和 $^{151}\text{Tb}(2a)$ 的转动惯量图.从图中我们发现它们的 $J^{(2)}$ 很接近,这与文献[1]的结论是一致的,但它们的 $J^{(1)}$ 相差很大, $J_0$ 相差也很大,其中 $J_0(^{152}\text{Dy}) = 92.624 \text{ k}^2 \text{ MeV}^{-1}$ , $J_0(^{151}\text{Tb}(2a)) = 85.51 \text{ k}^2 \text{ MeV}^{-1}$ .这也说明了全同带并不一定有完全相同的转动惯量.

图 3 是实验上发现的另一组全同带,同样可以发现这几个带的 $J^{(2)}$ 很接近,但 $^{152}\text{Dy}(1)$ 带和 $^{153}\text{Dy}(2a, 2b)$ 带的 $J^{(1)}$ 相差很大, $J_0$ 也不相同,其中 $J_0(^{152}\text{Dy}(1)) = 92.624 \text{ k}^2 \text{ MeV}^{-1}$ , $J_0(^{153}\text{Dy}(2a)) = 84.75 \text{ k}^2 \text{ MeV}^{-1}$ , $J_0(^{153}\text{Dy}(2b)) = 84.773 \text{ k}^2 \text{ MeV}^{-1}$ .可以看出 signature 对偶带 $^{153}\text{Dy}(2a, 2b)$ 的带首转动惯量非常接近,且 $J^{(1)}$ , $J^{(2)}$ 的趋势都一致,所以这两个带更接近全同,因为它们们在 $\omega = 0$ 时具有相同的内禀(组态)结构.

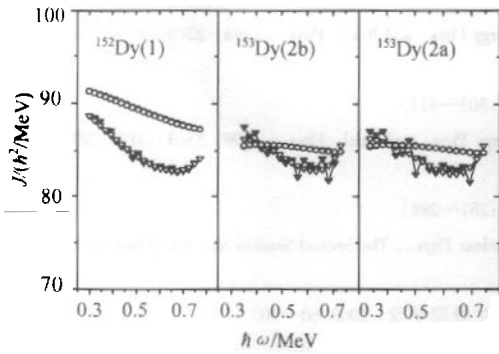


图 3  $^{152}\text{Dy}$  和 $^{153}\text{Dy}(2a, 2b)$ SD 带的转动惯量比较

$$\nabla J_{\text{exp}}^{(2)}, \nabla J_{\text{cal}}^{(2)}, \bullet J_{\text{exp}}^{(1)}, \bullet J_{\text{cal}}^{(1)}$$

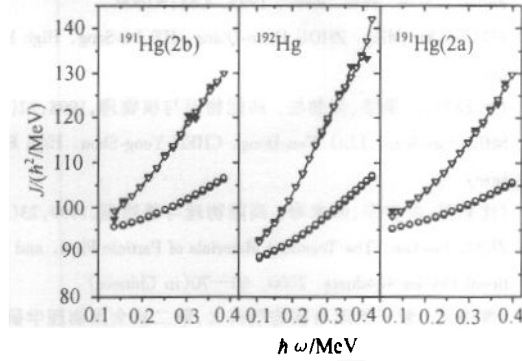


图 4  $^{192}\text{Hg}$  和 $^{191}\text{Hg}(2a, 2b)$ 的 SD 带的转动惯量比较

$$\nabla J_{\text{exp}}^{(2)}, \nabla J_{\text{cal}}^{(2)}, \bullet J_{\text{exp}}^{(1)}, \bullet J_{\text{cal}}^{(1)}$$

从图 4 可以看出它们实际并不全同,但 $^{191}\text{Hg}(2a, 2b)$ 这两条带的带首转动惯量非常接近 $J_0(^{191}\text{Hg}(2a)) = 94.09 \text{ k}^2 \text{ MeV}^{-1}$ , $J_0(^{191}\text{Hg}(2b)) = 93.91 \text{ k}^2 \text{ MeV}^{-1}$ ,且 $J^{(1)}$ , $J^{(2)}$ 的趋势都一致,所以这两个带可视为全同,因为它们们在 $(\omega = 0)$ 时具有相同的内禀(组态)结构.

## 4 结论

(1) 本文用 Bohr - Mottelson 的  $I(I+1)$  展开公式对  $A \sim 150, 190$  区部分较为典型的超形变全同带进行了分析.我们发现所谓全同带的确只是两个带的 $J^{(2)}$ 比较接近,而两个带的 $J^{(1)}$ 和 $J_0$ 一般并不相等.

(2) 本文的结论与文献[5]的结论基本一致.这是可以理解的.因为在计算过程中用不同的转动谱公式对自旋的指定是基本一致的.另外,文献[5]所用的能谱公式是在假设原子核有轻度非轴对称( $\sin 3\gamma \ll 1$ )的情况下利用 Bohr 哈密顿量得到的.本文的转动谱公式是 Bohr 哈密顿量的直接结果.

(3) 从计算结果可知 Bohr - Mottelson 模型仍是较成功地解释全同带成因的模型之一.当然本文所介绍的很多关于全同带的解释都是有意义的,是值得进一步研究的.

## 参考文献 (References)

- 1 Byrski T et al. Phys. Rev. Lett., 1990, **64**:1650
- 2 Stephens F S et al. Phys. Rev. Lett., 1990, **65**:301
- 3 Baktash C et al. Nucl. Phys., 1993, **A557**:145C
- 4 Hamamoto I, Mizutori S. Preprint, Lund-Mph-94/01
- 5 ZENG Jin-Yan, LEI Yi-An. Science in China, 1993, **A23**(6):596—605(in Chinese)  
(曾谨言, 雷奕安. 中国科学, 1993, **A23**(6):597—605)
- 6 JIN Tai-Hao, ZHAO Zheng-Ji, ZENG Jin-Yan. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1994, **18**(3):239—248(in Chinese)  
(金太浩, 赵正姬, 曾谨言. 高能物理与核物理, 1994, **18**:239—248)
- 7 XING Zheng, CHEN Xing-Qu. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1995, **19**(4):354—358(in Chinese)  
(邢正, 陈星渠. 高能物理与核物理, 1995, **19**(4):354—358)
- 8 Fallon P et al. Phys. Rev., 1995, **C51**:R1609
- 9 ZHANG Xin-Ming, ZHOU Huan-Qiang, HE Jin-Song. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1998, **22**(9):803—811(in Chinese)  
(张新明, 周焕强, 贺劲松. 高能物理与核物理, 1998, **22**(9):803—811)
- 10 SHEN Cai-Wan, LUO Wen-Dong, CHEN Yong-Shou. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1999, **23**(3):281—288(in Chinese)  
(沈彩万, 罗文东, 陈永寿. 高能物理与核物理, 1999, **23**(3):281—288)
- 11 ZENG Jin-Yan. The Teaching Materials of Particle Phys. and Nuclear Phys., The Second Session Summer School of Whole National Physics Graduate. 2000, 60—70(in Chinese)  
(曾谨言. 粒子物理与核物理讲义, 第二届全国物理学研究生暑期学校. 2000, 60—70)
- 12 ZHOU Xian-Rong, XU Fu-Xin. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1999, **23**(10):1015—1023(in Chinese)  
(周先荣, 徐辅新. 高能物理与核物理, 1999, **23**(10):1015—1023)

## Research on Identical Bands of Superdeformed Nuclei \*

CHEN Yong-Jing XU Fu-Xin

(Department of Physics, Anhui University, Hefei 230039, China)

**Abstract** The recent development of superdeformed identical bands are briefly reviewed. Some typical superdeformed bands are analyzed by the formula of Bohr-Mottelson's  $I(I+1)$  expansion. The results show that the dynamic moments of inertia  $J^{(2)}$  of so-called two identical bands are very similar, but kinetic moments of inertia  $J^{(1)}$  and bandhead moments of inertia  $J_0$  aren't equal. Signature partner bands are almost identical. Their  $J_0, J^{(1)}, J^{(2)}$  are almost identical respectively. Bohr-Mottelson Model is still one model which successfully explains the formation of identical bands.

**Key words** superdeformed nuclei, identical band, two kinds of moment of inertia

Received 19 January 2001

\* Supported by Natural Science Foundation of Anhui Province and Education Committee Foundation (9722006)