

# 奇 $A$ 核超形变全同带分析\*

邢正 陈星藻

(兰州大学现代物理系 兰州 730000)

1994-03-23 收稿

## 摘 要

利用三轴粒子-转子模型研究了  $A \sim 190$  区奇  $A$  核超形变全同带, 采用标准的 BCS 方法处理对关联, 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, 指出特定轨道的填充是造成全同带的重要原因。

**关键词** 原子核结构, 超形变带, 全同带。

自 1990 年<sup>[1,2]</sup>超形变 (SD) 全同带发现以来, 在偶偶核和相邻的偶偶核, 奇  $A$  核和相邻的偶偶核的正常形变转动带之间也发现了大量的全同带<sup>[3-5]</sup>, 由于全同带在理论上无任何预言, 因而它的大量出现引起了人们的广泛注意。文献[3]认为, 通常的对关联理论难以解释全同带, 因而全同带的普遍出现对平均场理论提出了挑战。而文献[6], 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理论的基础上得到解释。因而一个根本问题是: 全同带是否可以在传统的核结构理论的框架下得到解释? 我们注意到在  $A \sim 190$  区超形变全同带实验数据有如下特征: (a)  $\gamma$  跃迁能量全同的超形变带, 其质量数  $A$  相差两个单位, 如 ( $^{191}\text{Hg}(b2)$ ,  $^{193}\text{Hg}(b2)$ ), ( $^{191}\text{Hg}(b3)$ ,  $^{193}\text{Hg}(b3)$ ) 等; (b) 质量数  $A$  相差一个单位的全同带是强耦合全同带, 其跃迁能量为

$$E_{\gamma}^{\text{cor}}(R) \approx \frac{1}{2} \left[ E_{\gamma} \left( R + \frac{1}{2} \right) + E_{\gamma} \left( R - \frac{1}{2} \right) \right], \quad (1)$$

如 ( $^{192}\text{Hg}$ ,  $\frac{1}{2} (^{191}\text{Hg}(b2) + ^{191}\text{Hg}(b3))$ ), ( $^{192}\text{Hg}$ ,  $\frac{1}{2} (^{193}\text{Hg}(b2) + ^{193}\text{Hg}(b3))$ ) 等; (c) 大多数全同带与  $^{192}\text{Hg}$  有关, 最近  $^{191}\text{Au}$  发现了一条超形变带<sup>[7]</sup>, 实验数据表明  $^{191}\text{Au}$  和  $^{191}\text{Hg}(b1)$  的  $\gamma$  跃迁能量在观测的共同转动频率范围内极其接近, 因而显示了全同带的特征, 为什么比  $^{191}\text{Hg}$  少一个质子而多一个中子的  $^{191}\text{Au}$  与  $^{191}\text{Hg}$  形成全同带? 文献[7]认为由单粒子 routhian 图, [761 3/2] 中子轨道与 [651 3/2] 质子轨道的 routhian 极其相似, 若认为  $^{191}\text{Au}$  和  $^{191}\text{Hg}(b1)$  的 SD 带组态分别为  $^{192}\text{Hg} \otimes \pi [651 3/2]^{-1}$  和  $^{192}\text{Hg} \otimes \nu [761 3/2]^{-1}$ , 则表明  $\pi [651 3/2]$  空穴和  $\nu [761 3/2]$  的空穴对核心产生同样的影响, 因而这个实验的重要性在于从实验上揭示了特定轨道的填充是造成全同带的重要原

\* 国家自然科学基金资助。

因。本文的目的是利用三轴粒子-转子模型, 采用标准的 BCS 方法处理对关联, 研究超形变全同带, 指出特殊轨道的填充是造成全同带的重要原因。

假定  $^{191}\text{Au}$ ,  $^{191}\text{Hg}(b1)$ ,  $^{191}\text{Hg}(b2, b3)$  和  $^{193}\text{Hg}(b2, b3)$  组态分别为  $^{192}\text{Hg} \otimes \pi[651\ 3/2]^{-1}$ ,  $^{192}\text{Hg} \otimes \nu[761\ 3/2]^{-1}$ ,  $^{192}\text{Hg} \otimes \nu[642\ 3/2]^{-1}$  和  $^{192}\text{Hg} \otimes \nu[512\ 5/2]$  (或  $^{192}\text{Hg} \otimes \nu[624\ 9/2]$ )。为了与实验进行比较, 按文献 [8, 9] 指定超形变带的退激自旋  $I_0$ , 对  $^{191}\text{Au}$ ,  $^{191}\text{Hg}(b1)$ ,  $^{191}\text{Hg}(b2)$ ,  $^{191}\text{Hg}(b3)$ ,  $^{193}\text{Hg}(b2)$  和  $^{193}\text{Hg}(b3)$  分别为 9.5, 15.5, 12.5, 13.5, 10.5 和 9.5, 相应的  $\gamma$  跃迁能量  $E_\gamma(I_0 + 2 \rightarrow I_0) = 228.8\text{keV}, 350.6\text{keV}, 292.0\text{keV}, 311.8\text{keV}, 254.3\text{keV}$  和  $233.7\text{keV}$ 。系统哈密顿量为

$$H = H_{\text{rot}} + H_{\text{intr}}, \quad (2)$$

其中转动哈密顿量为

$$H_{\text{rot}} = \sum_{k=1}^3 \frac{\hbar^2}{2J_k} (I - j)_k^2, \quad (3)$$

这里  $J_k$  是绕  $k$  轴转动的惯量参数, 采用流体力学形式:

$$J_k = \frac{4}{3} J_0(I) \sin^2 \left( \gamma + k \frac{2\pi}{3} \right), \quad k = 1, 2, 3 \quad (4)$$

$J_0(I)$  是角动量  $I$  的光滑函数, 取<sup>[10]</sup>

$$J_0(I) = J_{00} \frac{1 + \sqrt{1 + bI(I+1)}}{2}, \quad (5)$$

$J_{00}$  和  $b$  是惯量参数。内禀哈密顿量为

$$H_{\text{intr}} = \sum_{\nu} (\epsilon_{\nu} - \lambda) a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} + \frac{\Delta}{2} \sum_{\mu\nu} \delta(\bar{\mu}, \nu) (a_{\mu}^{\dagger} a_{\nu}^{\dagger} + a_{\nu} a_{\mu}), \quad (6)$$

$\epsilon_{\nu}$  是单粒子能量, 由三轴形变四极势求得,  $\lambda$  为费米能, 对特定超形变带可由 Nilsson 能级图来估计,  $\Delta$  为能隙参数。计算方法及有关参数的选取细节见文献 [10, 11]。

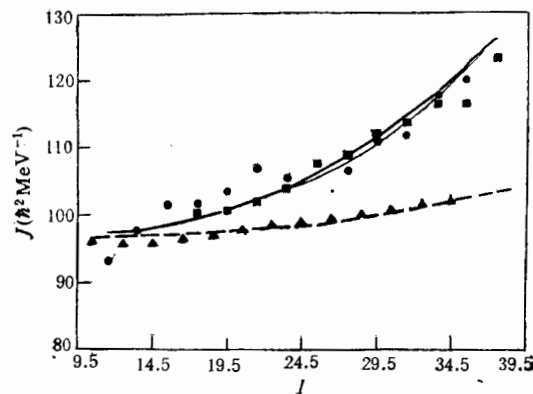


图 1  $^{191}\text{Au}$  和  $^{191}\text{Hg}(b1)$  运动学和动力学转动惯量  $J^{(1)}$  和  $J^{(2)}$  理论值与实验值的比较

粗实线和细实线分别为  $^{191}\text{Au}$  和  $^{191}\text{Hg}(b1)$  的动力学转动惯量  $J^{(2)}$  的理论值, 粗虚线和细虚线分别是它们的运动学转动惯量  $J^{(1)}$  的理论值,  $\bullet$  为  $^{191}\text{Au}$   $J^{(2)}$  实验值;  $\blacksquare$  为  $^{191}\text{Hg}(b1)$   $J^{(2)}$  实验值;  $\blacktriangle$  为  $^{191}\text{Au}$   $J^{(1)}$  实验值。

图1给出了 $^{191}\text{Au}$ 和 $^{191}\text{Hg}(b1)$ 运动学和动力学转动惯量 $J^{(1)}$ 和 $J^{(2)}$ 的理论值与实验值的比较,对 $^{191}\text{Au}$ 和 $^{191}\text{Hg}(b1)$ 使用参数分别为 $\gamma = 0^\circ, 0^\circ; \lambda = -0.69\kappa, -0.72\kappa; \Delta = 0.05\kappa, 0.045\kappa; J_{00} = 620/\kappa, 620/\kappa; b = 2.3 \times 10^{-4}, 3.5 \times 10^{-4}$ . 计算的 $\gamma$ 跃迁能量的方均根偏差 $\sigma$ 分别为2.0 keV和0.8 keV. 由图我们看到:

(a) 动力学转动惯量 $J^{(2)}$ 的理论值与实验值符合很好,在所研究的范围内,计算的 $^{191}\text{Au}$ 和 $^{191}\text{Hg}(b1)$ 动力学转动惯量相对差

$$\left| 1 - \frac{J^{(2)}(^{191}\text{Hg}(b1))}{J^{(2)}(^{191}\text{Au})} \right| \lesssim 0.7\% \quad (7)$$

平均值为0.4%.

(b) 计算的 $^{191}\text{Au}$ 和 $^{191}\text{Hg}(b1)$ 两条运动学转动惯量 $J^{(1)}$ 曲线基本重合,图中已无法看出它们的区别. $^{191}\text{Au}$ 实验值(假定退激自旋为9.5,相应 $E_\gamma(I_0 + 2 \rightarrow I_0) = 228.8\text{keV}$ )也在图上标出. 考虑到最低两条 $\gamma$ 跃迁能量并不精确<sup>[7]</sup>,理论值与实验值符合很好.

图2给出了 $^{191}\text{Au}$ 和 $^{191}\text{Hg}(b1)$  $\gamma$ 跃迁能量差理论值与实验值的比较,在所研究的角动量范围内,计算的两带 $\gamma$ 跃迁能量差

$$|E_\gamma(^{191}\text{Au}) - E_\gamma(^{191}\text{Hg}(b1))| \lesssim 1\text{keV}. \quad (8)$$

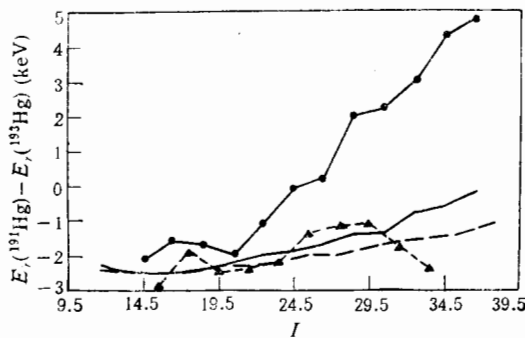


图3  $^{191}\text{Hg}$ 和 $^{193}\text{Hg}$  $\gamma$ 跃迁能量差理论值与实验值的比较

粗实线为计算的 $E_\gamma(^{191}\text{Hg}(b2)) - E_\gamma(^{193}\text{Hg}(b2))$ ,相应的实验值由●表示,而粗虚线为计算的 $E_\gamma(^{191}\text{Hg}(b3)) - E_\gamma(^{193}\text{Hg}(b3))$ ,相应的实验值由▲表示.

$^{193}\text{Hg}(b2, b3)$ 选用 $^{192}\text{Hg} \otimes \nu[642 9/2]$ 组态可以给出同样精度的 $\gamma$ 跃迁能量<sup>[11]</sup>. 计算

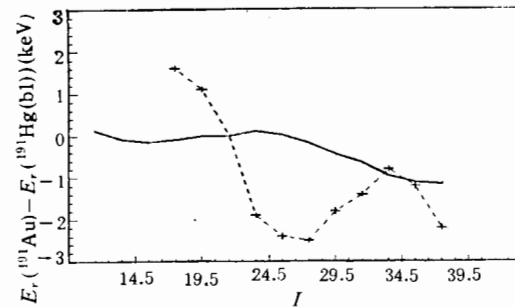


图2  $^{191}\text{Au}$ 和 $^{191}\text{Hg}(b1)$  $\gamma$ 跃迁能量差理论值与实验值的比较

实线为理论值, +为实验值. 使用参数同图1.

而平均值为0.36 keV,具有典型全同带的特征.另一方面,在我们选定的参数下, $^{191}\text{Au}$ 和 $^{191}\text{Hg}(b1)$ 相应的两条 Signature 伙伴带其 $\gamma$ 跃迁能量之差,随角动量的增加迅速增加,不构成全同带.

图3给出了( $^{191}\text{Hg}(b2), ^{193}\text{Hg}(b2)$ ), ( $^{191}\text{Hg}(b3), ^{193}\text{Hg}(b3)$ )两对全同带 $\gamma$ 跃迁能量之差的理论值与实验值的比较,对 $^{191}\text{Hg}(b2, b3)$ 和 $^{193}\text{Hg}(b2, b3)$ 假定组态分别为 $^{192}\text{Hg} \otimes \nu[642 3/2]^{-1}$ 和 $^{192}\text{Hg} \otimes \nu[512 5/2]$ . 使用参数分别为 $\gamma = 5^\circ, 0^\circ; \Delta = 0.045\kappa, 0.045\kappa; \lambda = -0.35\kappa, 0.12\kappa; J_{00} = 500/\kappa, 500/\kappa; b = 1.1 \times 10^{-4}, 1.8 \times 10^{-4}$ <sup>[11]</sup>. (对

的  $\gamma$  跃迁能量的方均根偏差分别为 1.2 keV 和 2.3 keV. 在我们选定的参数下, 计算的  $\gamma$  跃迁能量差对带 2 和带 3 有

$$|E_{\gamma}(^{191}\text{Hg}(b_i)) - E_{\gamma}(^{193}\text{Hg}(b_i))| \lesssim 2.5 \text{ keV}, \quad i = 2, 3 \quad (9)$$

具有全同带的特征.

由图 1—3 我们可以看到:

(a) 假定  $^{191}\text{Au}$ ,  $^{191}\text{Hg}(b_1)$ ,  $^{191}\text{Hg}(b_2, b_3)$  和  $^{193}\text{Hg}(b_2, b_3)$  组态分别为  $^{192}\text{Hg} \otimes \pi[651 \ 3/2]^{-1}$ ,  $^{192}\text{Hg} \otimes \nu[761 \ 3/2]^{-1}$ ,  $^{192}\text{Hg} \otimes \nu[642 \ 3/2]^{-1}$  和  $^{192}\text{Hg} \otimes \nu[512 \ 5/2]$ , 利用标准的 BCS 方法处理对关联, 三轴粒子-转子模型的计算给出了 ( $^{191}\text{Au}$ ,  $^{191}\text{Hg}(b_1)$ ), ( $^{191}\text{Hg}(b_2)$ ,  $^{193}\text{Hg}(b_2)$ ), ( $^{191}\text{Hg}(b_3)$ ,  $^{193}\text{Hg}(b_3)$ ) 三对全同带, 这些超形变核是由一个超形变核心  $^{192}\text{Hg}$  与一个粒子(或空穴)相耦合的系统. 由于核心相同, 其性质主要决定于奇粒子(或空穴)填充轨道及其和核心的相互作用. 对粒子(或空穴)填充高  $i$  侵入轨道  $\pi[651 \ 3/2]$ ,  $\nu[761 \ 3/2]$ , 核心转动惯量随角动量的增加有较大的增加, 而填充两条正常宇称轨道  $\nu[642 \ 3/2]$ ,  $\nu[512 \ 5/2]$  转动惯量随角动量的增加变化较小, 因此参数  $b$  对上述不同的组态明显不同, 表明高  $i$  侵入轨道对超形变核态的性质起着关键作用.

(b) 由于高  $i$  侵入轨道对核心有较大的极化效应, 通常高  $i$  侵入轨道填充越多, 形变越大<sup>[12]</sup>, 另一方面, 转动微扰对核的性质影响也较大, 而正常宇称轨道, 极化效应和转动微扰都不大. 因此对相同核心, 奇粒子(或空穴)填充高  $i$  侵入轨道和正常宇称轨道, 不同的奇  $A$  核性质将会不同, 奇  $A$  核的全同带通常只可能出现在奇粒子(或空穴)都填充高  $i$  侵入轨道之间(如 ( $^{191}\text{Au}$ ,  $^{191}\text{Hg}(b_1)$ ))或都填充正常宇称轨道之间(如( $^{191}\text{Hg}(b_2)$ ,  $^{193}\text{Hg}(b_2)$ )), ( $^{191}\text{Hg}(b_3)$ ,  $^{193}\text{Hg}(b_3)$ )).

(c) 对全同带 ( $^{191}\text{Au}$ ,  $^{191}\text{Hg}(b_1)$ ), 质量数  $A$  相同, 奇核子的阻塞效应对转动惯量的影响相同, 表明只有奇核子(或空穴)对核心的影响相同才会造成全同带. 由于中子和质子 Woods-Saxon routhian 图,  $\pi[651 \ 3/2]$  和  $\nu[761 \ 3/2]$  行为类似<sup>[7]</sup>, 因此  $\pi[651 \ 3/2]$  空穴对核心的影响与  $\nu[761 \ 3/2]$  对核心的影响相同, 从而在所研究的范围内,  $^{191}\text{Au}$  和  $^{191}\text{Hg}(b_1)$  具有几乎全同的能量, 构成一对全同带.

(d) 全同带 ( $^{191}\text{Hg}(b_2)$ ,  $^{193}\text{Hg}(b_2)$ ) 和 ( $^{191}\text{Hg}(b_3)$ ,  $^{193}\text{Hg}(b_3)$ ) 可用强耦合图象来理解<sup>[13]</sup>, 通过检查数值结果,  $u$  带和  $f$  带 Signature 分离消失(精确到 1 keV), 即

$$\Delta E_{\gamma}^{uf} = \frac{1}{2} [E_{\gamma}^{\nu}(I+1) + E_{\gamma}^{\nu}(I-1)] - E_{\gamma}^{\pi}(I) \approx 0. \quad (10)$$

在我们假定的自旋下, 对  $^{191}\text{Hg}$ 、 $^{193}\text{Hg}$  超形变带, 带 2 为  $f$  带, 带 3 为  $u$  带,  $^{191}\text{Hg}$  和  $^{193}\text{Hg}$  与核心  $^{192}\text{Hg}$  的  $\gamma$  跃迁能量差近似有

$$\Delta E_{\gamma}^* = \frac{1}{2} \left[ E_{\gamma}^{\pi} \left( R + \frac{1}{2} \right) + E_{\gamma}^{\nu} \left( R - \frac{1}{2} \right) \right] - E_{\gamma}^{\text{core}}(R) \approx 0, \quad (11)$$

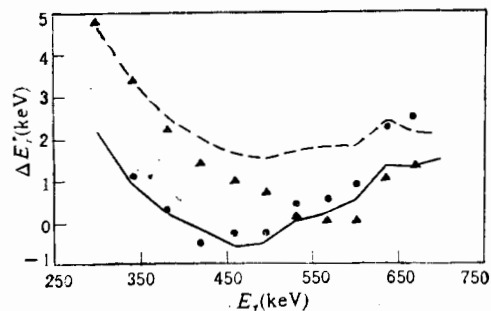


图 4  $^{191}\text{Hg}$ 、 $^{193}\text{Hg}$  和  $^{192}\text{Hg}$  的  $\gamma$  跃迁能量差  $\Delta E_{\gamma}^*$  与  $E_{\gamma}$  的关系

实线和虚线分别是  $^{191}\text{Hg}$ 、 $^{193}\text{Hg}$  的计算值, ●和▲分别表示实验值, 实验值取自文献 [14].

因此  $\left( {}^{192}\text{Hg}, \frac{1}{2}({}^{191}\text{Hg}(b2) + {}^{191}\text{Hg}(b3)) \right)$ ,  $\left( {}^{192}\text{Hg}, \frac{1}{2}({}^{193}\text{Hg}(b2) + {}^{193}\text{Hg}(b3)) \right)$  为全同带。假定  $E_{\gamma}^{\text{core}}$  取  ${}^{192}\text{Hg}$  超形变带的实验值, 图4给出了  ${}^{191}\text{Hg}$ 、 ${}^{193}\text{Hg}$  分别与  ${}^{192}\text{Hg}$  的  $\gamma$  跃迁能量差  $\Delta E_{\gamma}^*$ , 并与实验值进行了比较, 在一个相当大的转动频率范围内  $|\Delta E_{\gamma}^*| \leq 2\text{keV}$ , (11) 式近似成立。

简短小结: 利用标准的 BCS 方法处理对关联, 假定  ${}^{191}\text{Au}$ ,  ${}^{191}\text{Hg}(b1)$ ,  ${}^{191}\text{Hg}(b2, b3)$  和  ${}^{193}\text{Hg}(b2, b3)$  组态分别为  ${}^{192}\text{Hg} \otimes \pi[651\ 3/2]^{-1}$ ,  ${}^{192}\text{Hg} \otimes \nu[761\ 3/2]^{-1}$ ,  ${}^{192}\text{Hg} \otimes \nu[642\ 3/2]^{-1}$  和  ${}^{192}\text{Hg} \otimes \nu[512\ 5/2]$ , 三轴粒子-转子模型给出了  $({}^{191}\text{Au}, {}^{191}\text{Hg}(b1))$ ,  $({}^{191}\text{Hg}(b2), {}^{193}\text{Hg}(b2))$  和  $({}^{191}\text{Hg}(b3), {}^{193}\text{Hg}(b3))$  三对全同带, 由于核心相同, 超形变带的性质主要决定于奇粒子(或空穴)填充轨道及其和核心的相互作用, 因此特殊轨道的填充是造成全同带的重要原因。

### 参 考 文 献

- [1] T. Byrski et al., *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990) 1650.
- [2] F. S. Stephens et al., *Phys. Rev. Lett.*, **65** (1990) 301.
- [3] C. Baktash et al., *Nucl. Phys.*, **A557** (1993) 145c.
- [4] R. F. Casten et al., *Phys. Rev.*, **C45** (1992) R1413.
- [5] I. Ahmand et al., *Phys. Rev.*, **C44** (1991) 1204.
- [6] I. Hamamoto, S. Mizutori, preprint, Lund-Mph-94/01.
- [7] M. A. Deleplanque et al., *Nucl. Phys.*, **A557** (1993) 39c.
- [8] Chen, X. Q., Xing, Z., *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, **15** (1991) 411.
- [9] Wu, C. S. et al., *Phys. Rev.*, **C45** (1992) 216.
- [10] Chen, X. Q., Xing, Z., *J. Phys.*, **G19** (1993) 1869.
- [11] 陈星槩、邢正, *中国科学*, **A24**(1994)1182.
- [12] S. Åberg, *Nucl. Phys.*, **A520** (1990) 35c.
- [13] W. Satula et al., *Nucl. Phys.*, **A529** (1991) 289.
- [14] X. L. Han, C. L. Wu, *At. Data. Nucl. Data Tables*, **52** (1992) 43.

## Analysis of Identical Bands for Odd-*A* Superdeformed Nuclei in *A*~190 Mass Region

Xing Zheng    Chen Xingqu

(Department of Modern Physics, Lanzhou University, Lanzhou 730000)

Received 23 March 1994

### Abstract

Identical bands of odd-*A* superdeformed nuclei in the *A*~190 mass region have been investigated using triaxial-particle-rotor model within the framework of the BCS pairing correlation. Three pairs of identical bands ( ${}^{191}\text{Au}$ ,  ${}^{191}\text{Hg}(b1)$ ), ( ${}^{191}\text{Hg}(b2)$ ,  ${}^{193}\text{Hg}(b2)$ ), and ( ${}^{191}\text{Hg}(b3)$ ,  ${}^{193}\text{Hg}(b3)$ ) are analyzed. It is pointed out that the identity in the  $\gamma$ -transition energies in these bands may be the result of the occupation of some special orbitals.

**Key words** nuclear structure, superdeformed bands, identical bands.