

# 形变双奇核 $^{178}\text{Ir}$ 转动带能级的旋称反转\*

张玉虎<sup>1</sup> T. Hayakawa<sup>2</sup> M. Oshima<sup>2</sup> Y. Toh<sup>2</sup> J. Katakura<sup>2</sup>  
Y. Hatsukawa<sup>2</sup> M. Matsuda<sup>2</sup> N. Shinohara<sup>2</sup> T. Ishii<sup>2</sup>  
H. Kusakari<sup>3</sup> M. Sugawara<sup>4</sup> T. Komatsubara<sup>5</sup>

1 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2 (Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai, Ibaraki 319-1195, Japan)

3 (Chiba University, Inage-ku, Chiba 263-8512, Japan)

4 (Chiba Institute of Technology, Narashino Chiba 275-0023, Japan)

5 (Institute of Physics and Tandem Accelerator Center, University of Tsukuba, Ibaraki 305-0006, Japan)

**摘要** 利用 $^{152}\text{Sm}(^{31}\text{P}, 5n\gamma)^{178}\text{Ir}$ 反应产生并研究了双奇核 $^{178}\text{Ir}$ 的高自旋态. 实验中进行了 $^{178}\text{Ir}$ 核的在束 $\gamma$ 测量, 包括 $\gamma$ 射线的激发函数测量、 $X-\gamma$ 和 $\gamma-\gamma$ 符合测量. 首次建立了双奇核 $^{178}\text{Ir}$ 基于 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 和 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 准粒子组态上的转动带能级纲图. 发现在低自旋区, 两个转动带能级均出现旋称反转. 对此核区半退耦带的旋称反转作了简要的分析和讨论.

**关键词** 在束 $\gamma$ 谱学 形变双奇核 转动带 旋称反转

## 1 引言

对一个形变核转动带, 常用宇称 $\pi$ 和旋称 $\alpha$  (signature<sup>[1]</sup>) 两个量子数来表征. 这里旋称 $\alpha$ 表示当原子核绕垂直于对称轴的某一轴线旋转 $180^\circ$ 时, 原子核哈密顿量具有不变性的一个量子数. 对于奇质量数核, 基于某个准粒子组态上的转动带, 其能级表现为两个自旋相差 $2\hbar$ 的转动系列. 由于克力奥利力和离心力的作用, 这两个 $\Delta I=2$ 的转动能级系列会发生劈裂, 其中能量较低的能带称为优先带 (favored band), 并用 $\alpha_f = 1/2(-1)^{j-1/2}$ 来标识, 而能量较高的能带称为非优先带 (unfavored band), 用 $\alpha_{uf} = 1/2(-1)^{j+1/2}$ 来标识. 这里 $j$ 表示最后一个粒子所处的 Nilsson 轨道的角动量量子数. 根据推转壳模型理论<sup>[1]</sup>, 基于多准粒子组态上的转动带其旋称量子数是单准粒子态旋称量子数之和. 这样, 对于双奇核中的二准粒子激发带, 其优先带的旋称量子数应为 $\alpha_f = \alpha_f(\text{质子}) + \alpha_f(\text{中子})$ , 而非优

1999-12-02 收稿

\* 国家自然科学基金(19605008), 国家重点基础研究发展规划(G2000077400)和日本 STA 科学家交流项目(1998-21)支持

1) 有些作者将 signature 翻译为符号因子

先带的旋称量子数应为  $\alpha_{\text{d}} = \alpha_{\text{f}}(\text{质子}) + \alpha_{\text{d}}(\text{中子})$  或  $\alpha_{\text{d}} = \alpha_{\text{d}}(\text{质子}) + \alpha_{\text{f}}(\text{中子})$ . 但是, 实验研究却发现稀土区双奇核中, 基于  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  组态上的转动带, 在第一回弯频率之前的低频下, 能级发生旋称反转(signature Inversion)<sup>[2]</sup>, 即优先带的激发能高于非优先带的激发能. 这一反常现象引起了众多的实验和理论核物理学家的兴趣, 并对这一问题进行了深入研究(参考文献[3]中的讨论及文中的引文). 近几年来, 人们在核谱学研究中利用大型  $\gamma$  探测器阵列, 建立了一些双奇核较完整的高自旋能级纲图, 确定了能级的自旋和宇称值. 由此, 人们惊奇地发现,  $^{162,164}\text{Tm}$  和  $^{174}\text{Ta}$  核中的半退耦带(准粒子组态为  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ ) 也出现了低自旋区旋称反转<sup>[4]</sup>. 这一发现不但迫使人们对众多半退耦带的自旋值进行重新审定<sup>[5,6]</sup>, 而且对解释此核区著名的带交叉频率的反常推迟提供了定量的背景知识材料<sup>[7]</sup>.

鉴于上述讨论的问题, 我们研究了形变双奇核 $^{178,180}\text{Ir}$  的高自旋态能级结构.  $^{180}\text{Ir}$  核的初步研究结果已在文献[8]中作了报道. 在此研究工作之前, 通过 $^{178}\text{Ir}$  和 $^{182}\text{Au}$  的衰变研究, 确定了 $^{178}\text{Ir}$  的基态寿命为 12s, 发现了 $^{178}\text{Ir}$  两个低位能级<sup>[9]</sup>, 但其它核谱学知识还均未曾见到过报道.

## 2 实验和结果

实验是在日本原子力研究所(JAERI)串列静电加速器实验室完成的. 用加速器提供的 $^{31}\text{P}$  束流轰击 $^{152}\text{Sm}$  同位素靶, 产生处于高自旋态的 $^{178}\text{Ir}$  核. 靶的质量厚度约为  $1\text{mg}/\text{cm}^2$ , 丰度为 98%, 并衬有约  $5\text{mg}/\text{cm}^2$  的 Au. 由 11 个带有 BGO 反康普顿抑制的高纯锗探测器阵列进行了在束  $\gamma$  测量. 用 $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{133}\text{Ba}$  和 $^{60}\text{Co}$  标准放射源对高纯锗探测器做了能量和效率刻度, 对 $^{60}\text{Co}$  源 1332keV 的  $\gamma$  谱线, 探测器的能量分辨在 2.0—2.4keV 之间. 探测器放置在与束流成  $32^\circ$ ,  $58^\circ$  和  $90^\circ$  的角度上, 以便从  $\gamma$ - $\gamma$  符合数据中提取  $\gamma$  射线的方向角关联系数. 由于在本工作之前, 还没有关于 $^{178}\text{Ir}$  核高自旋态的实验研究报告, 我们在束流能量为 150, 155, 160, 165 和 170MeV 的条件下进行了  $\gamma$  射线激发函数测量. 结合符合测量中  $\gamma$  射线与 KX 射线的符合关系, 可以辨认出那些来源于 $^{178}\text{Ir}$  核退激的  $\gamma$  射线.  $\gamma$ - $\gamma$  符合测量是在 160MeV 的束流能量下进行的, 在此能量下产生 $^{178}\text{Ir}(5n)$  反应道的反应截面最大. 本实验中  $\gamma$  射线的沾污主要来自于 $^{177}\text{Ir}(6n)$  反应道<sup>[10]</sup>、 $^{179}\text{Ir}(4n)$  反应道<sup>[11]</sup>、 $^{178}\text{Os}(p4n)$  反应道<sup>[12]</sup> 和 $^{175}\text{Ta}(\alpha 3n)$  反应道<sup>[13]</sup> 核的退激发. 对这些反应产物的高自旋态已经做了较充分的研究, 可以作为鉴别 $^{178}\text{Ir}$  核新转动带的参考. 以诸事件的方式通过计算机在磁带上记录了大约  $3 \times 10^8$   $\gamma$ - $\gamma$  符合事件. 在离线数据处理时, 对每个高纯锗探测器作了能量刻度, 建立了大小为  $4096 \times 4096$  的  $\gamma$ - $\gamma$  符合矩阵, 再对  $\gamma$  射线做开门符合谱, 由此建立  $\gamma$  射线间的符合关系. 图 1 给出了由几个典型的  $\gamma$  射线开门得到的  $\gamma$ - $\gamma$  符合谱. 通过对  $\gamma$  射线符合关系的仔细分析, 图 2 给出了本工作建立的 $^{178}\text{Ir}$  核转动带的能级纲图.  $^{178}\text{Ir}$  基态和两个低位能级的自旋和宇称还未指定. 本实验采用的反应对低自旋能级的布居率很低, 所以探测系统测不到从这些能级退激下来的  $\gamma$  射线. 另外, 对于 $^{178}\text{Ir}$  这样的双奇核, 低位能级密度较高, 而且从带头能级向基态和低位激发态的跃迁很复杂, 可能会伴随一些低能的  $\gamma$  射线不易被探测到, 所以图 2 给出的能级纲图没能将带头能级与基态联系起来.

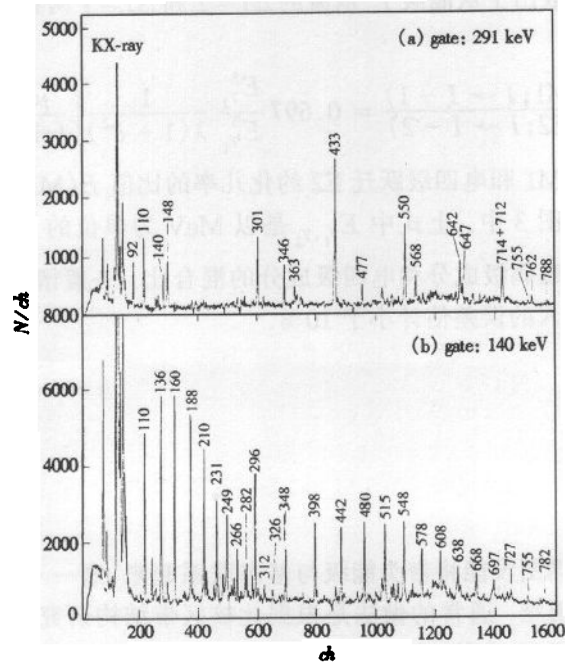


图 1  $\gamma$  射线开门的符合谱

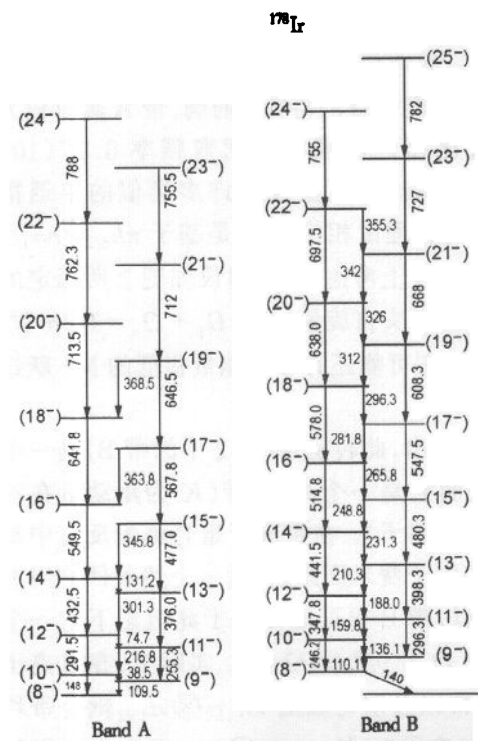


图 2 本工作建立的<sup>178</sup>Ir 转动带的能级纲图

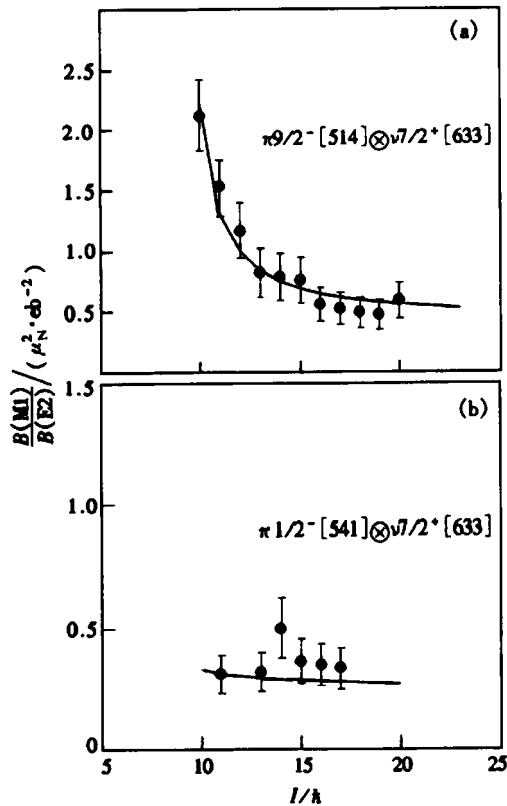


图 3 实验测到的带内 M1 和 E2 跃迁约化几率的比值  
实线是强耦合模型<sup>[15]</sup>理论计算结果.

从实验数据中提取出了从能级  $I^*$  退激的  $\Delta I=2$  和  $\Delta I=1$  两条  $\gamma$  射线的强度比  $\lambda$ , 再根据公式

$$\frac{B(M1; I \rightarrow I-1)}{B(E2; I \rightarrow I-2)} = 0.697 \frac{E_{\gamma_2}^5}{E_{\gamma_1}^3} \frac{1}{\lambda(1+\delta^2)} \left[ \frac{\mu_N^2}{(\text{eb})^2} \right]. \quad (1)$$

计算带内磁偶级跃迁 M1 和电四级跃迁 E2 约化几率的比值  $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ , 其结果展示在图 3 中. 上式中  $E_{\gamma_1, \gamma_2}$  是以 MeV 为单位的  $\Delta I=1, 2\gamma$  跃迁能量,  $\delta$  是  $\Delta I=1$  的  $\gamma$  跃迁中磁偶级成分和电四级成分的混合比. 一般情况下混合比较小, 计算时假定  $\delta^2=0$ , 由此引入的误差估计小于 10%.

### 3 讨论

#### 3.1 转动带的组态

图 2 给出的能级纲图没能将带头能级与基态联系起来, 这一不足给转动带能级自旋的实验测定带来很大困难. 通常的做法是根据此核区带结构研究中所获得的知识, 对双奇核转动带的准粒子组态、自旋、宇称进行讨论和指定.

首先考查转动带 A, 这是一个典型的半退耦带结构<sup>[14]</sup>, 其准粒子组态为  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ . 准质子主要占据  $\pi h_{9/2} - 1/2^-$  [541] 轨道, 具有很强的退耦合效应. 准中子处在  $\nu i_{13/2}$  子壳上(主要成分为  $\nu i_{13/2} - 7/2^-$  [633]), 由于克力奥利力的作用, 其转动带呈混合带的特征, 能级具有较大的奇偶摆动(或称为旋称劈裂)和第一回弯频率推迟(源于堵塞效应). 处于这两个轨道上的准粒子构成的二准粒子带, 主要呈现混合带的特征. 的确, 带 A 具有较大的旋称劈裂(见图 2), 回弯频率大于 0.35MeV, 比邻近偶偶核的回弯频率 0.27(10) MeV<sup>[12]</sup> 约高 80KeV. 在此核区从 Tm 到 Ir 的双奇核中, 已发现了许多类似的半退耦带, <sup>180</sup>Ir 的半退耦带与 <sup>178</sup>Ir 的带 A 极为相似. 所以, 有理由相信带 A 是基于  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$  组态上的半退耦带, 宇称为正. 从  $\gamma$  跃迁能量的系统性上考虑, 我们建议如图 2 所标定的能级自旋. 此带最低能级的自旋 ( $I_0 = (8)$ ) 比期望的带头自旋值 ( $K = \Omega_p + \Omega_n = 1/2 + 7/2 = 4$ ) 大 4 个自旋单位, 这是由于从  $(8^-)$  态到带头  $4^-$  态可能还有 4 个能量很低的 M1 跃迁没有被观测到.

从图 1(b)140keV  $\gamma$  射线开窗的符合谱中可以看出, 此转动带(图 2 中的带 B)是一个强耦合带. 它具有较强的带内 M1(E2) 跃迁, 这表明它是一个高 K 带(K 为角动量在对称轴上的投影), 并且能级具有较大的回旋磁比率( $g$  因子). 在重离子熔合蒸发反应中易于布居基于高  $j$  轨道的转动带, 在 <sup>178</sup>Ir 核的质子和中子费米面附近, 满足上述条件的组态应是  $\pi h_{11/2} - 9/2^-$  [514] 和  $\nu i_{13/2} - 7/2^+$  [633]. 所以, 带 B 很可能是基于此组态下的一个强耦合带, 宇称为负, 带头的自旋建议为  $I_0 = \Omega_p + \Omega_n = 9/2 + 7/2 = 8$ . 实际上, 在重离子熔合蒸发反应中, 邻近奇 A 核的  $\pi h_{11/2}$  带和  $\nu i_{13/2}$  带以及双奇核的  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  耦合带均有较强的布居. <sup>178</sup>Ir 的带 B 与 <sup>180</sup>Ir(数据尚未发表)和 <sup>176</sup>Re 的  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带<sup>[6]</sup> 在能级结构上非常相似, 相信它们具有相同的组态. 另外, 利用强耦合模型<sup>[15]</sup> 可以计算带内跃迁

的  $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$  比值:

$$\frac{B(M1; I \rightarrow I-1)}{B(E2; I \rightarrow I-2)} = \frac{8}{5} \frac{G_{KK}^2}{Q_0^2} \frac{(2I-1)(I-1)}{(I-1+K)(I-1-K)} \left[ \frac{\mu_N^2}{(eb)^2} \right], \quad (2)$$

$$G_{KK} = K(g_K - g_R) = \Omega_p(g_{\Omega_p} - g_R) + \Omega_n(g_{\Omega_n} - g_R), \quad (3)$$

上式中的  $G_{KK}$  由壳模型理论计算给出<sup>[5]</sup>,  $g_R$  为集体运动  $g$  因子, 内禀电四极距  $Q_0$  分别取 6b(带 A) 和 6.5b(带 B). 图 3 给出了实验值以及用强耦合模型<sup>[15]</sup> 所作的理论计算结果. 由图 3 可见, 理论和实验的一致是令人满意的. 这一结果也支持了上面对带 B 组态、自旋、宇称的指定.

从上面的分析和讨论可见, 构成这两个转动带的准粒子组态共有 3 个:  $\pi h_{11/2}-9/2^-$  [514],  $\pi h_{9/2}-1/2^-$  [541] 和  $\nu i_{13/2}-7/2^+$  [633]. 基于这 3 个组态上的单粒子带的旋称劈裂有很大的不同:  $\pi h_{11/2}-9/2^-$  [514] 强耦合带的旋称劈裂很小,  $\nu i_{13/2}-7/2^+$  [633] 带的旋称劈裂很大, 但仍然保持  $E(I) < E(I+1)$ ,  $\pi h_{9/2}-1/2^-$  [541] 退耦合带的旋称劈裂最大, 并且  $E_u(I) > E_l(I+1)$ . 在推转壳模型理论框架中, 二准粒子态的 Routhians(准粒子在主体坐标系中的激发能)是相应的两个单准粒子态 Routhians 之和. 所以在半退耦合带(带 A) 中, 优先带的旋称为  $\alpha_f = \alpha_f(\text{质子}) + \alpha_f(\text{中子}) = 1/2 + 1/2 = 1$  (奇自旋能级), 非优先带的旋称为  $\alpha_f = \alpha_f(\text{质子}) + \alpha_u(\text{中子}) = 1/2 - 1/2 = 0$  (偶自旋能级). 同理, 在强耦合带(带 B) 中, 优先带的旋称为  $\alpha_f = \alpha_f(\text{质子}) + \alpha_f(\text{中子}) = -1/2 + 1/2 = 0$  (偶自旋能级), 非优先带的旋称为  $\alpha_f - \alpha_u(\text{质子}) + \alpha_f(\text{中子}) = 1/2 + 1/2 = 1$  (奇自旋能级). 下面, 我们就从旋称量子数出发, 分析和讨论二转动带的旋称反转.

### 3.2 半退耦带能级的旋称反转

在  $A = 160-180$  核区, 实验上已经观测到许多基于  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$  组态下的半退耦带<sup>[14]</sup>. 早期的实验数据由于未能建立转动带与基态或已知  $I^\pi$  值的低位能态之间的联系, 不能通过核谱学方法直接测量能级的  $I^\pi$  值, 因此对能级  $I^\pi$  值的指定受到理论期望值的影响(或误导), 很自然地将能量较低的  $\Delta I = 2$  转动系列指定为奇数自旋. 最近在对<sup>162, 164</sup>Tm 和<sup>174</sup>Ta 核<sup>[4]</sup>的高自旋态研究中, 不但将转动带推到很高的自旋态, 而且还建立了带间跃迁和带头与基态或已知  $I^\pi$  值能态之间的联系, 从而准确地测定了能级的  $I^\pi$  值. 人们发现奇数自旋能级( $\alpha = \alpha_f = 1$ ) 在低自旋区的激发能反而要比偶数自旋能级( $\alpha = \alpha_u = 0$ ) 的激发能高.

对于旋称劈裂较大的半退耦带, 常用参量  $\Delta E(I) = E(I) - E(I-1)$  随自旋值  $I$  的变化关系来展示转动带的旋称劈裂. 这里  $E(I)$  表示能级  $I^\pi$  的激发能. 图 4 给出了<sup>178</sup>Ir 核邻近的 12 个双奇核半退耦带能级旋称劈裂  $\Delta E(I)$  随能级自旋  $I$  的变化情况. 此图采用了文献[5, 6] 建议的各半退耦带能级的  $I^\pi$  值, 图中黑点表示优先带( $\alpha = 1$ ), 圆圈代表非优先带( $\alpha = 0$ ). 正常的旋称劈裂应该是黑点的连线在圆点连线的下面. 从图 4 可以清楚地看到, <sup>178</sup>Ir 能级的奇偶摆动与其它 11 个核的情况一样, 在较低自旋区, 旋称劈裂是反转的. 在某一较高自旋值处, 两个转动能级系列发生交叉, 旋称劈裂才由反常变为正常.

由于双奇核低位能级的复杂性, 很难对转动带能级的自旋进行直接的实验测定. 其

它对能级自旋的指定方法(比如利用准粒子顺排角动量相加性规则、 $\gamma$ 跃迁能量的系统性),可能会引入  $1-2\hbar$  的不确定性. 因此,在较高自旋处观测到的交叉现象(如图4中,本工作对 $^{178}\text{Ir}$ 核在  $I=21\hbar$  处观测到的交叉现象),可以作为低自旋发生旋称反转的有力证据. 考查图4可以看出,尽管在有些双奇核中还没有直接观测到交叉点,但在较高自旋处均具有明显的交叉趋势. 如果将发生交叉的自旋值称为旋称交叉自旋  $I_c$ ,参考  $I_c$  在 Ta 同位素和 $^{178}\text{Ir}$  同中子素中的变化趋势,可以得出下面的结论: $I_c$  随质子数(中子数)的增加而减小(增大),增加或减少两个核子而导致  $I_c$  的变化范围大约为  $2-3\hbar$ . 值得一提的是,在组态为  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  的强耦合带中,同样存在着  $I_c$  随核子数的变化关系,但是变化趋势与半退耦带相反. 考虑到两个组态的差别仅表现为质子所占据的轨道不同(占据  $h_{9/2}$  和  $h_{11/2}$  子壳的质子自旋取向相反),相应的 Nilsson 轨道具有不同的形变驱动作用.  $I_c$  随核子数变化所呈现的相反变化趋势是否与此有关,值得在理论上作进一步的深入研究.

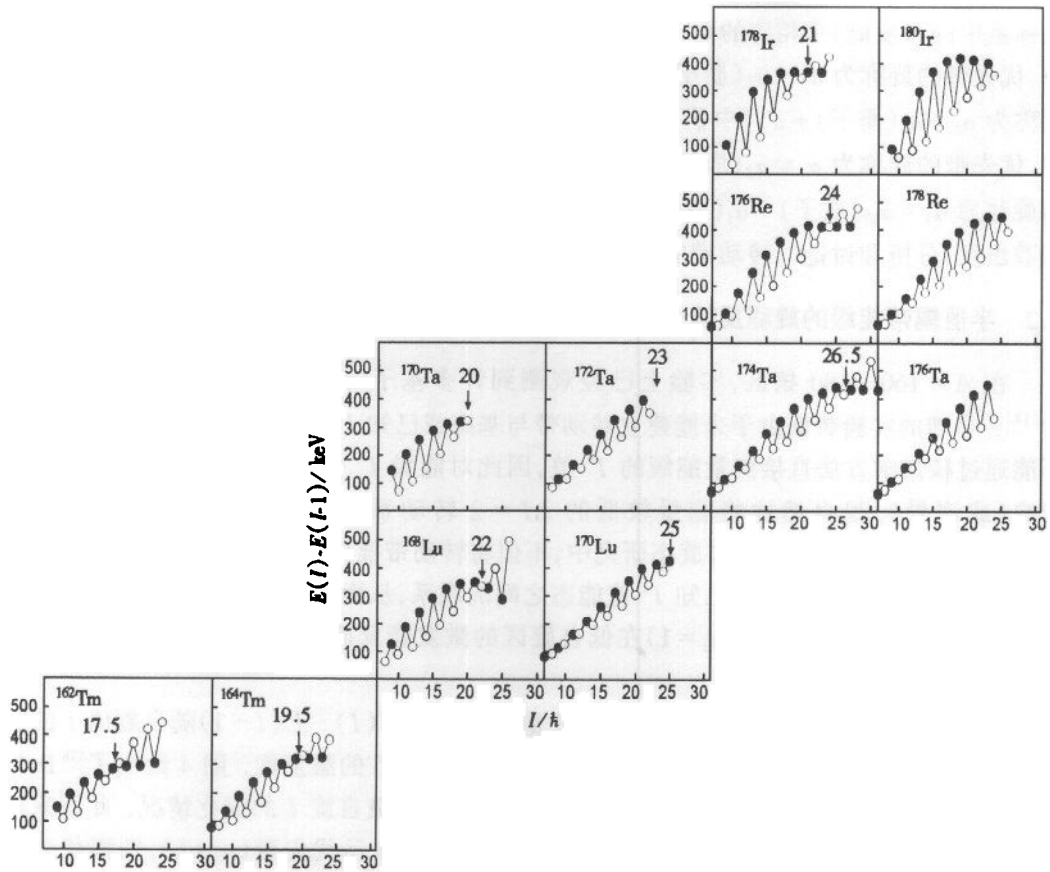


图4  $^{178}\text{Ir}$  和  $A=160-180$  核区双奇核半退耦带能级的旋称劈裂

●优先带( $\alpha=1$ ), ○非优先带( $\alpha=0$ ).

### 3.3 耦合带能级的旋称反转

本工作观测到的耦合带(带 B),其旋称劈裂很小.小的旋称劈裂源于  $\pi h_{11/2}$  准质子的参与. 因此用参量

$$S(I) = E(I) - E(I-1) - \frac{1}{2}[E(I+1) - E(I) + E(I-1) - E(I-2)] \quad (4)$$

随自旋值  $I$  的变化来考查它的旋称劈裂情况. 图 5 给出了 $^{178}\text{Ir}$ ,  $^{180}\text{Ir}$  和 $^{176}\text{Re}$  3 个双奇核中相同组态的耦合带  $S(I)$  随  $I$  的变化关系. 可见 3 个核的情况极为相似: 在低自旋区优先带(偶数自旋能级)要高于非优先带(奇数自旋能级), 即低自旋出现转动带能级的旋称反转. 随着自旋的增加, 两个转动带系列发生交叉, 旋称劈裂由反常变为正常.

在从 Eu 核素到 Ta 核素的许多双奇核中发现, 基于  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  准粒子组态上的转动带在低自旋均出现旋称反转. 对此人们在不同的理论框架中进行了研究和讨论. 本文无意对此再作赘述, 有兴趣的读者可参阅文献[5,6]. 由于在 $^{178}\text{Ir}$ ,  $^{180}\text{Ir}$  和 $^{176}\text{Re}$  核中均发现了转动带低自旋旋称反转, 在此我们仅想指出, 发生旋称反转的核区可能要比理论预言<sup>[2]</sup>的核区广得多, 而对准质子所占据的 Nilsson 轨道可能不会有太严格的限制. 另外,  $^{178}\text{Ir}$  的旋称劈裂幅度要比 $^{176}\text{Re}$  的旋称劈裂幅度小, 这一现象与投影壳模型的理论预言<sup>[16]</sup>相反, 其原因值得进一步深入研究

## 4 结束语

本工作首次观测了双奇核 $^{178}\text{Ir}$  的高自旋态, 建立了两个转动带的能级纲图. 根据此核区带结构研究中所获得的系统学知识, 以及实验测量得到的带内电磁跃迁性质  $B(M1)/B(E2)$  值, 对转动带的准粒子组态、自旋和宇称进行了讨论和指定. 分析了两个转动带的旋称劈裂特征, 发现它们在低自旋区均出现旋称反转. 考查了半退耦带旋称反转的系统性, 指出旋称交叉自旋值随核子数的增加或减少有一定的规律性. 同时我们希望理论工作者能对此进行深入的讨论和研究.

### 参考文献(References)

- 1 Jain A K, Sheline R K, Sood P C et al. Rev of Mod Phys., 1990, 62: 393—509
- 2 Bengtsson R, Frisk R H, May R F et al. Nucl. Phys., 1984, A415: 189—214
- 3 ZHANG Y H, ZHAO Q Z, ZHOU X H et al. High Energy Physics and Nuclear Physics, 1997, 21: 15—23
- 4 Bark R A, Espino J M, Reviol W et al. Phys. Lett., 1997, B406: 193—199
- 5 Cardona M A, Kreiner A J, Hojman D et al. Phys. Rev., 1999, C59: 1298—1315

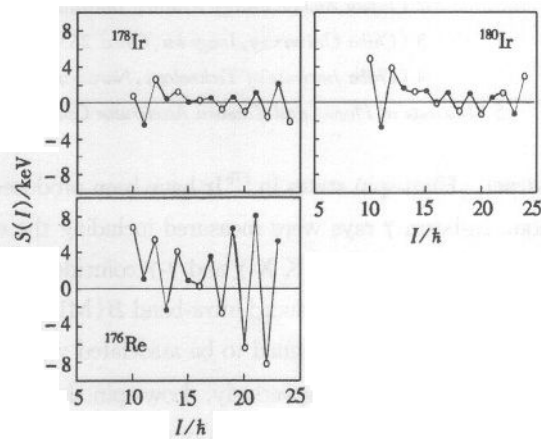


图 5  $^{178}\text{Ir}$ ,  $^{180}\text{Ir}$  和 $^{176}\text{Re}$  核素的  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  耦合带能级的旋称劈裂  
○优先带( $\alpha=0$ ), ●非优先带( $\alpha=1$ ).

- 6 ZHANG Y H, ZHANG S Q, ZHAO Q Z et al. Phys. Rev., 1999, C60:044311-1—44311-12
- 7 Bark R A, Carlsson, Freeman S J et al. Nucl. Phys., 1998, A630:603—630
- 8 ZHANG Y H, Hayakawa T, Oshima M et al. Eur. Phys. J., 1999, A5:345—349
- 9 Firestone R B, Shirley V S, Baglin C M et al. Table of Isotopes, 1996, 2:2139
- 10 Dracoulis G D, Fabricius B, Kibeti T et al. Nucl. Phys., 1991, A534:173
- 11 JIN H Q, Riedinger L L, Bingham C R et al. Phys. Rev., 1996, C53:2106—2125
- 12 Dracoulis G D, Walker P M, Johnson A. J. Phys., 1978, G4:713—741
- 13 WEN S X, ZHENG H, LI S G et al. Phys. Rev., 1996, C54:1015—1026
- 14 Kreiner A J. Nucl. Phys., 1990, A520:225c—239c
- 15 Bohr A, Mottelson B R. Nuclear Structure. Massachusetts: W. A. BENJAMIN, INC., 1975, 2:44—58
- 16 Hara K. Nucl. Phys., 1993, A557:449c—458c

### Signature Inversion in the Rotational Bands of Odd-Odd $^{178}\text{Ir}^*$

ZHANG YuHu<sup>1</sup> T. Hayakawa<sup>2</sup> M. Oshima<sup>2</sup> Y. Toh<sup>2</sup> J. Katakura<sup>2</sup>  
 Y. Hatsukawa<sup>2</sup> M. Matsuda<sup>2</sup> N. Shinohara<sup>2</sup> T. Ishii<sup>2</sup>  
 H. Kusakari<sup>3</sup> M. Sugawara<sup>4</sup> T. Komatsubara<sup>5</sup>

<sup>1</sup> (Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

<sup>2</sup> (Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai, Ibaraki 319-1195, Japan)

<sup>3</sup> (Chiba University, Inage-ku, Chiba 263-8512, Japan)

<sup>4</sup> (Chiba Institute of Technology, Narashino, Chiba 275-0023, Japan)

<sup>5</sup> (Institute of Physics and Tandem Accelerator Center, University of Tsukuba, Ibaraki 305-0006, Japan)

**Abstract** High-spin states in  $^{178}\text{Ir}$  have been produced and studied via the  $^{152}\text{Sm}(^{30}\text{P}, 5n\gamma)^{178}\text{Ir}$  reaction. In-beam  $\gamma$  rays were measured including the excitation functions at 150, 155, 160, 165 and 170 MeV beam energies, K X- $\gamma$  and  $\gamma$ - $\gamma$  coincidences at 160 MeV. According to the band structure characteristics and the deduced intra-band  $B(M1)/B(E2)$  ratios, two rotational bands are identified for the first time and assigned to be associated with the  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$  and the  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  quasi-particle configurations respectively. Low-spin signature inversion in both bands has been Confirmed based on the observation of signature crossing at  $I_c = 21 \hbar$  for the  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$  semidecoupled band and at  $I_c = 16 \hbar$  for the  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  strongly coupled band, respectively. Systematics of the signature inversion has been discussed for the semidecoupled bands in the  $A = 160$ — $180$  mass region and some regularities are proposed concerning the crossing spins with variation of mass. The signature splitting in the  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  band of  $^{178}\text{Ir}$  is smaller than that in the similar band of  $^{176}\text{Re}$ ; this trend is opposite to the predictions based on the projected shell model.

**Key words** in-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy, deformed odd-odd nucleus, rotational band, signature inversion

Received 2 December 1999

\* Supported by National Natural Science Foundation of China (19605008), Major state Basic Research Development Program(G2000077400) and Japan STA Scientist Exchange Program(1998-21)