

# 双奇核 $^{172}\text{Re}$ 高自旋态转动带结构实验研究\*

张玉虎<sup>1,1)</sup> M. Oshima<sup>2</sup> Y. Toh<sup>2</sup> 周小红<sup>1</sup> M. Koizumi<sup>2</sup> A. Osa<sup>2</sup>  
A. Kimura<sup>2</sup> Y. Hatsukawa<sup>2</sup> T. Morikawa<sup>3</sup> M. Nakamura<sup>3</sup> M. Sugawara<sup>4</sup>  
H. Kusakari<sup>5</sup> T. Komatsubara<sup>6</sup> K. Furuno<sup>6</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(Department of Physics, Kyushu University, Fukuoka, 812-81, Japan)

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

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

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

**摘要** 利用重离子熔合蒸发反应  $^{149}\text{Sm} (^{27}\text{Al}, 4n\gamma)^{172}\text{Re}$  布居了形变双奇核  $^{172}\text{Re}$  的高自旋态, 用 12 套带有 BGO 反康普顿抑制的高纯锗探测器阵列进行了在束  $\gamma$  实验测量, 首次建立了形变双奇核  $^{172}\text{Re}$  由 3 个转动带构成的高自旋态能级纲图. 研究和讨论了 3 个转动带的结构特征, 基于已有的高自旋态核结构知识并通过系统学比较和分析指出它们的准粒子组态分别为  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ ,  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$  和  $\pi 1/2^- [541] \otimes \nu 1/2^- [521]$ . 发现前两个转动带在自旋小于  $18.5\hbar$  时其转动能级呈现反常的旋称劈裂.

**关键词** 在束  $\gamma$  谱学 形变双奇核 转动带 旋称反转

## 1 引言

在原子核高自旋态核结构研究中, 针对形变双奇核的实验研究工作进展相对要慢一些. 例如对于 W 和 Re 同位素, 高自旋态核结构研究已分别做到了  $^{164}\text{W}^{[1]}$  和  $^{169}\text{Re}^{[2]}$ , 而对 Re 同位素双奇核的在束  $\gamma$  研究最近才进行到  $^{174}\text{Re}^{[3]}$ . 由于双奇核的两个价核子可以处在费米面附近不同的尼尔逊轨道上, 众多的耦合模式会导致双奇核在较低激发能区的能级密度就很高, 以致使得双奇核的能级结构非常复杂. 另一方面, 对双奇核高自旋态能级结构研究在很大程度上又受到技术水平和探测手段的制约, 谱学数据的积累较少, 而且已有的实验数据其自旋值得推也不是太高. 近几年来, 随着加速器的发展和提供束流种类的增多, 在发达国家相继建立了大型  $\gamma$  射线探测器阵列 (如美国的 Gammasphere, 意大利的

GASP 和欧洲的 EUROBALL). 在发展中国家和发达国家的中等实验室也建立了相当规模的核结构研究设施, 世界上越来越多的科学家可以利用较先进的手段在更广的核区、更极端的条件下来研究原子核高自旋态结构, 对形变双奇核的研究也因此成为目前高自旋态研究的重要课题之一<sup>[4]</sup>.

双奇核转动带的能级结构特征取决于其价核子所处的尼尔逊轨道. 对于奇质量数原子核 (奇 A 核), 最常见的转动带为退耦带 (价核子处于  $\Omega = 1/2$  的尼尔逊轨道)、耦合带 (价核子处于高  $\Omega$  的尼尔逊轨道) 和克氏力扭曲带 (价核子处于高  $j$ , 低  $\Omega$  的尼尔逊轨道). 可见, 双奇核中由于两个价核子所处的尼尔逊轨道不同, 可以构成 9 种不同特征的转动带类型. Kreiner 等曾对价质子和价中子的耦合及相应转动带的特征进行了研究和分类<sup>[5]</sup>, 这一工作有助于辨认实验观测到的 2 准粒子转动带的组态.

2002-09-29 收稿

\* 国家杰出青年科学基金 (10025525), 国家自然科学基金 (1005012), 国家重点基础研究发展规划 (TG2000077400) 和中国科学院资助  
1) E-mail: yzhzhang@ns.lzb.ac.cn

在质量数  $A \approx 170$  的缺中子核区, 质子费米面靠近  $9/2^- [514](h_{11/2}), 1/2^- [541](h_{9/2})$  和  $5/2^+ [402](d_{3/2})$ , 中子费米面处于  $i_{13/2}$  子壳的中下部, 用重离子熔合蒸发反应布居最强, 也最容易观测到的是基于高  $j$  轨道的转动带  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  和  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ , 这里  $\pi$  和  $\nu$  分别表示质子和中子. 实际上, 在此核区已经系统地观测到基于这两个组态的转动带, 并且发现它们都有一个独特的能级结构特征: 两个自旋值相差  $2\hbar$  ( $\Delta I = 2$ ) 的转动能级系列在第一回弯之前的低自旋区发生旋称反转<sup>6,7</sup>. 这一反常现象吸引了众多实验和理论核物理学家对这一问题进行深入研究(参考文献[6]及文中的参考文献). 最近, 我们对  $A \approx 170$  核区的一系列双奇核进行了实验研究工作<sup>8</sup>, 作为这一研究课题的最新进展, 本文将报道对  $^{172}\text{Re}$  的研究结果. 到目前为止, 人们仅通过  $^{172}\text{Os}$  的  $\beta^+/\text{EC}$  衰变研究识别出了一些  $^{172}\text{Re}$  核的低自旋能级<sup>9</sup>, 而高自旋态核谱学信息尚属空白.

## 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  $^{27}\text{Al}$  束流轰击  $^{149}\text{Sm}$  同位素靶, 产生处于高自旋态的  $^{172}\text{Re}$  核. 靶的质量厚度约为  $2.1\text{mg}/\text{cm}^2$ , 丰度为 98%, 并衬有约  $5.5\text{mg}/\text{cm}^2$  的 Pb 以阻停反应产物, 造成在束  $\gamma$  射线的多普勒位移. 由 12 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—2.5keV 之间. 探测器放置在与束流成  $32^\circ(148^\circ), 58^\circ(122^\circ)$  和  $90^\circ$  的角度上, 以便从  $\gamma$ - $\gamma$  符合数据中提取  $\gamma$  射线的方向角关联或各向异性系数. 由于在本工作之前还没有关于  $^{172}\text{Re}$  核高自旋态的实验研究报告, 我们在束流能量为 130, 135, 140 和 150MeV 的条件下进行了  $\gamma$  射线激发函数测量. 由于双奇核的在束  $\gamma$  射线非常多而且复杂, 特别是还有许多其它反应道产生的在束  $\gamma$  射线, 在单谱中很难发现或识别来自于目标核  $^{172}\text{Re}$  的在束  $\gamma$  射线. 因此激发函数测量是在符合模式下进行的, 并在实验中采用了改进的数据获取系统, 此数据获取系统在收集记录实验数据的同时还可以在线产生一个  $\gamma$ - $\gamma$  符合矩阵. 通过对此矩阵的现场分析, 特别是对特征 X 射线开窗谱的分析, 极大地增强了对在束  $\gamma$  射线的现场鉴别能力. 在每一个束流能量

下, 均积累约 10 个百万左右的数据统计量用于在线数据分析. 最后选定在 130MeV 的束流能量下对  $^{172}\text{Re}$  进行  $\gamma$ - $\gamma$  符合测量. 在此能量下产生  $^{172}\text{Re}(4n$  反应道) 的反应截面最大, 但仍发现还有来自于  $^{171,173}\text{Re}(5n$  和  $3n$  反应道)<sup>[10]</sup>、 $^{171,172}\text{W}(p4n$  和  $p3n$  反应道)<sup>[11]</sup> 和  $^{169}\text{Ta}(a3n$  反应道)<sup>[12]</sup> 等核素的退激  $\gamma$  射线. 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  $^{172}\text{Re}$  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  $2.5 \times 10^8$  个  $\gamma$ - $\gamma$  符合事件. 在离线数据处理时, 对每个高纯锗探测器做了能量刻度, 建立了大小为  $4096 \times 4096$  对称化和非对称化的  $\gamma$ - $\gamma$  符合矩阵. 对称化矩阵用于分析  $\gamma$  射线的符合关系和带内电磁跃迁性质; 非对称化矩阵用于分析  $\gamma$  射线的跃迁多极性.

图 1 给出了由几个典型的  $\gamma$  射线开窗得到的  $\gamma$ - $\gamma$  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  $^{172}\text{Re}$  核转动带的能级纲图. 图中箭头的粗细表示相应跃迁  $\gamma$  射线的强度. 185.5keV  $\gamma$  射线是带 1 中的一条很强的双线, 分析其在 400keV  $\gamma$  线开窗谱中与带内跃迁 (139 和 96keV)  $\gamma$  线的相对强度比, 求出退激 ( $9^-$ ) 态的 185.5keV  $\gamma$  线的内转换系数为  $4.2(\pm 0.6) \times 10^{-2}$ . 这个值与理论计算的 E1 跃迁的内转换系数  $7.9 \times 10^{-2}$  接近, 因此我们将它指定为 ( $9^-$ )  $\rightarrow$  ( $8^+$ ) 跃迁.  $^{172}\text{Re}$  基态和几条低位能级的自旋和宇称还未指定<sup>[9]</sup>. 本实验采用的核反应对低自旋能级的布居率很低, 而且对于  $^{172}\text{Re}$  这样的双奇核, 低位能级密度较高, 带头能级大多都是同质异能态. 从带头能级向基态或低位激发态的跃迁很复杂, 可能会伴随一些低能  $\gamma$  射线, 不易被探测到. 所以图 2 给出的能级纲图没能将带头与基态或低位激发态能级<sup>9</sup> 联系起来. 这种情况在双奇核高自旋态实验研究中经常遇到, 因此人们通常根据此核区带结构研究中所获得的系统学知识, 对双奇核转动带的准粒子组态、自旋、宇称进行指定和讨论<sup>[6]</sup>.

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

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

计算带内磁偶极跃迁 (M1) 和电四极跃迁 (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. (1) 式中  $E_{\gamma 1, 2}$  是以 MeV 为单位的  $\Delta I = 1, 2$   $\gamma$  跃迁能量,  $\delta$  是  $\Delta I = 1$   $\gamma$  跃迁中电四

极成分的混合比. 一般情况下混合比较小, 计算时假定  $\delta^2 = 0$ , 因此图 3 给出的  $B(M1)/B(E2)$  值应视为上限值.

### 3 讨论

#### 3.1 转动带的组态和自旋宇称

首先考查转动带 1, 从图 1(a) 用 185.5keV $\gamma$  射线开窗的符合谱中可以看出, 此转动带具有较强的带内 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迴旋磁比率 ( $g$  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  $^{172}\text{Re}$  的质子和中子费米面附近, 满足上述条件的组态应是  $\pi 9/2^- [514] (h_{11/2})$  和  $\nu 5/2^+ [642] (i_{13/2})$ . 所以, 带 1 很可能是基于  $\pi 9/2^- [514] (h_{11/2}) \otimes \nu 5/2^+ [642] (i_{13/2})$  组态下的一个转动带, 宇称为负. 用重离子熔合蒸发反应, 邻近奇  $A$  核中基于  $\pi h_{11/2}$  和  $\nu i_{13/2}$  组态以及双奇核中基于  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  组态下的转动带均得到较强的布居. 所以在  $^{172}\text{Re}$  核中发现这个转动带是与系统性实验观测相一致的. 按照 Kreiner 等人对双奇核转动带的分类方法<sup>[5]</sup>, 带 1 可以归类为压缩型转动带 (compressed band), 它的有效  $K$  值要比  $\Omega_x + \Omega_y = 9/2 + 5/2$

$= 7$  小很多. 利用带 1 最低的两条  $\Delta I = 1$  带内  $\gamma$  跃迁的能量值, 可以得到其有效  $K$  值为  $K_{\text{eff}} = 1.2$ , 这个值要远小于  $\Omega_x + \Omega_y$ . 认定带 1 的准粒子组态后, 依据能级间隔的系统性<sup>[6]</sup>, 给出如图 2 所标示的能级自旋值.

带 2 是一个典型的半退耦带结构<sup>[5]</sup>, 其准粒子组态为  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ . 准质子主要占居  $1/2^- [541] (h_{9/2})$  轨道, 具有很强的退耦合效应. 准中子处在  $i_{13/2}$  子壳的下部 (主要成分为  $i_{13/2}^- 5/2^+ [642]$ ), 由于克里奥利力的作用, 能级具有较大的奇偶摆动 (或称为旋称劈裂). 处于这两个轨道上的准粒子构成的二准粒子带, 也呈现出克氏力扭曲带的特征. 反应在能级间隔上, 则表现为  $\Delta I = 1$  带内  $\gamma$  跃迁能量呈不规则变化. 在此核区从 Tm 到 Au 的双奇核中, 已发现了许多类似的半退耦带<sup>[7]</sup>, 它们与  $^{172}\text{Re}$  的带 2 极为相似. 所以, 有理由相信带 2 是基于  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$  组态上的半退耦带, 宇称为负. 基于相同组态能级间隔的系统性<sup>[6]</sup>, 我们建议如图 2 所标示的能级自旋.

从图 2 可以看出, 带 3 与人们熟悉的偶偶核的基态带结构类似, 它由一系列  $\Delta I = 2$  的能级构成. 按照 Kreiner 等对双奇核转动带的分类方法, 带 3 可以归类为双退耦带<sup>[5]</sup>. 在双奇核中出现双退耦带的条件是两个价核子均占居  $\Omega = 1/2$  的尼尔逊轨道.

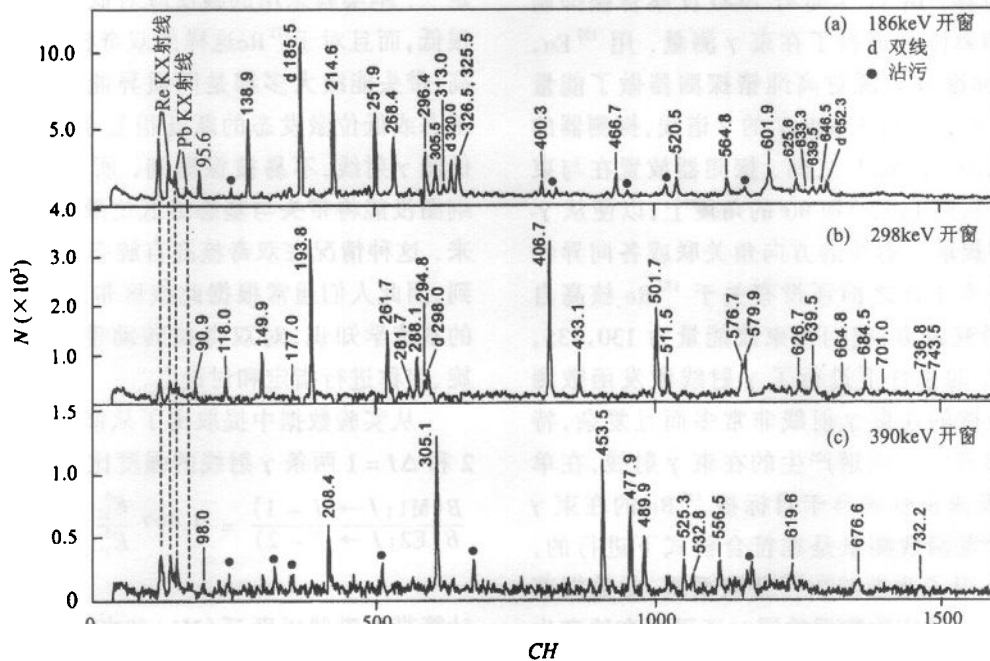


图 1 用几条典型  $\gamma$  射线开窗的符合谱

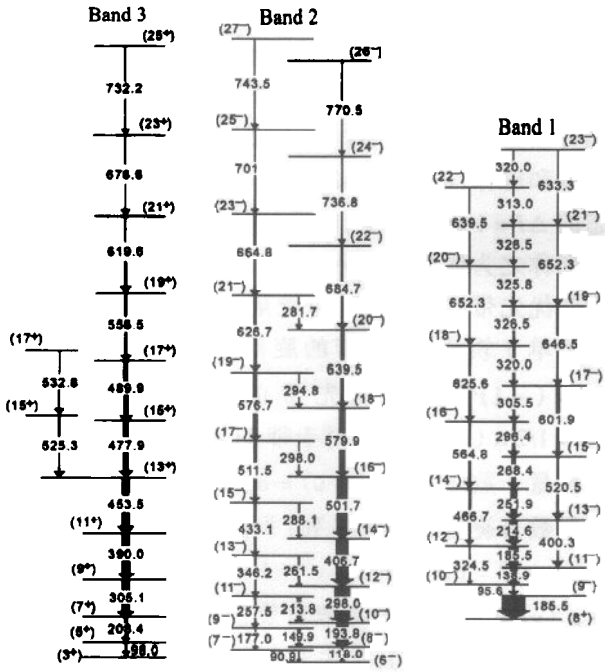


图 2 本工作首次建立的  $^{172}\text{Re}$  转动带的能级图

对于  $Z = 75, N = 97$  的双奇核  $^{172}\text{Re}$ , 假定它的四极形变在  $\beta_2 = 0.2-0.25$  之间, 靠近费米面且满足上述条件的尼尔逊轨道只有  $\pi 1/2^- [541] (h_{9/2})$  和  $\nu 1/2^- [521] (p_{3/2})$ . 因此我们认为带 3 是基于  $\pi 1/2^- [541] \otimes \nu 1/2^- [521]$  组态上的一个双退耦带. 在相邻双奇核  $^{174-178}\text{Re} [3, 13, 14]$  和  $^{178-186}\text{Ir} [15]$  中均观测到基于这一组态下的双退耦带. 同样根据能级间隔的系统学规律, 给出如图 2 所标示的能级自旋值.

3.2 带内电磁跃迁性质和准粒子顺排

上面对各个转动带组态和自旋的指定可以通过分析其带内电磁跃迁性质和准粒子顺排作进一步验证, 同时也可以使我们对双奇核转动带结构特征有一个更深入的认识.

我们知道, 转动带的带内电磁跃迁性质和准粒子顺排特征依赖于准粒子组态. 从实验数据提取出的带内  $B(M1)/B(E2)$  比值展示在图 3 中. 对带 1, 此实验值分布在 1.5—2.0 之间, 带 2 在 0.25 左右. 这一差别反应了准粒子所占居的 Nilsson 轨道不同. 利用 Dönau 和 Frauendorf 给出的半经验公式<sup>[16]</sup>, 在给定准粒子组态的情况下, 可以计算出带内跃迁的  $B(M1)/B(E2)$  比值. 计算结果也展示在图 3 中. 考虑到在相邻核  $^{171, 173}\text{Re}$  中, 基于  $\pi 5/2^+ [402]$  组态的转动带也得到很强的布居而被观测到<sup>[10]</sup>,  $\pi 5/2^+ [402] \otimes \nu i_{13/2}$  耦合也会构成一个与带 1 特征类

似的压缩型转动带<sup>[15]</sup>, 因此也对其  $B(M1)/B(E2)$  比值作了理论计算. 从图 3 可以看出, 对于我们指定的组态: 带 1 对应于  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ , 带 2 对应于  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ , 理论可以很好地再现实验测量值.

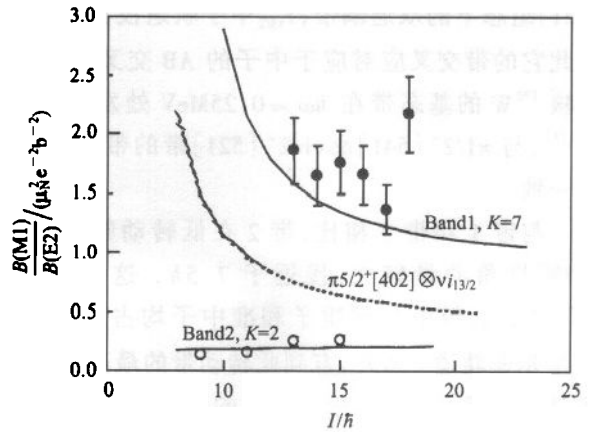


图 3 实验测量的  $B(M1)/B(E2)$  值 (• 带 1, ◦ 带 2) 与理论计算 (曲线) 的比较

按照文献[17]采用的方法, 提取出了  $^{172}\text{Re}$  3 个转动带的准粒子顺排角动量  $i_x$ . 它随转动频率的变化关系展示在图 4 中. 为了便于比较, 对 3 个转动带在计算顺排角动量时采用了同一组如图中所给出的 Harris 参数 ( $J_0, J_1$ ). 从图 4 中可以看出, 带 1 和带 3 分别在转动频率为  $\hbar\omega \approx 0.30\text{MeV}$  和  $\hbar\omega \approx 0.25\text{MeV}$  时顺排角动量有一个突然的增加, 这表明带 1 和带 3 发生了带交叉. 这与它们的准粒子组态分别为  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  和  $\pi 1/2^- [541] \otimes \nu 1/2^- [521]$  是一致的. 前者由于价中子已占居了  $i_{13/2}$  中子轨道, 第一带交叉被推迟——阻塞效应; 用推转壳模型<sup>[17]</sup> 的术语

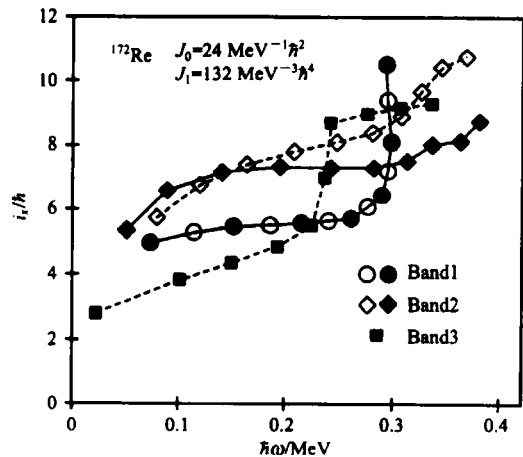


图 4 准粒子顺排角动量随转动频率的变化关系 计算中取同一组 Harris 参数 ( $J_0, J_1$ ).

来讲它对应于中子的 BC 交叉 (BC crossing). 在相邻奇中子核  $^{171}\text{W}$  的  $\nu i_{13/2}$  带中, BC 交叉发生在转动频率为  $\hbar\omega \approx 0.31\text{MeV}$  处<sup>[11]</sup>, 与  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带的带交叉频率相一致. 带 3 为一基于  $\pi 1/2^- [541] \otimes \nu 1/2^- [521]$  组态下的双退耦带,  $i_{13/2}$  中子轨道没有被阻塞. 因此它的带交叉应对应于中子的 AB 交叉. 相邻偶偶核  $^{170}\text{W}$  的基态带在  $\hbar\omega \approx 0.25\text{MeV}$  处发生 AB 交叉<sup>[11]</sup>, 与  $\pi 1/2^- [541] \otimes \nu 1/2^- [521]$  带的带交叉频率相一致.

与带 1 和带 3 相比, 带 2 在低转动频率  $\hbar\omega < 0.3$  顺排角动量较大, 接近于  $7.5\hbar$ . 这是由于在  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带中其准质子和准中子均占居高  $j$ , 低  $\Omega$  尼尔逊轨道. 另外, 直到此转动带的最高自旋态, 还没有出现如带 1 和带 3 那样的顺排角动量的突然增加——带交叉现象. 这与带交叉频率的组态依赖性普遍规律是一致的, 即: 在所有奇奇核的 2 准粒子带中, 基于  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$  组态的转动带其第一带交叉频率最高<sup>[18]</sup>, 比同一个核中其它转动带 (比如  $^{172}\text{Re}$  核中的带 1) 的 BC 带交叉频率还要高. 在稀土区奇质子核中, 发现基于  $\pi 1/2^- [541] (h_{9/2})$  组态的转动带比其它转动带或相邻偶偶核的基态带的带交叉频率 (AB 交叉) 有一个明显的推迟 (参考文献 [12] 及文中的参考文献). 很多作者将这一现象归因于  $\pi 1/2^- [541]$  侵入轨道的形状驱动效应, 即: 占居  $1/2^- [541]$  侵入轨道的质子对原子核有一个大的形变驱动力, 从而使其四极形变 ( $\beta_2$ ) 比相邻偶偶核的四极形变大. 组态相关的位能面计算表明, 质子占居  $1/2^- [541]$  轨道时其四极形变确实比相邻偶偶核 (或质子占居其它轨道的奇质子核) 的四极形变大. 考虑形变的不同, 推转壳模型理论计算可以给出一定的推迟量, 但是并不能说明所有的推迟, 因此质子-中子剩余相互作用还有一定的贡献<sup>[19]</sup>. 对于  $^{172}\text{Re}$  及相邻奇  $A$  核,  $^{171}\text{W}$  中  $\nu i_{13/2}$  带的 BC 交叉发生在  $0.31\text{MeV}$ ,  $^{171}\text{Re}$  中  $\pi 1/2^- [541]$  带的 AB 交叉比  $^{170}\text{W}$  基态带的 AB 交叉推迟了  $20\text{keV}$ . 由于  $1/2^- [541]$  轨道的形状驱动效应和质子-中子剩余相互作用, 带 2 ( $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ ) 的第一带交叉频率应大于或等于  $0.33\text{keV}$ . 这与我们的实验观测 (见图 4) 相一致.

### 3.3 转动带能级的旋称反转

对于轴对称的变形原子核, 绕主轴旋转  $180^\circ$  其哈密顿量具有不变性, 因此得到一个称之为旋称  $\alpha$  (signature) 的守恒量子数<sup>[17]</sup>. 旋称量子数  $\alpha$  是一个

可以相加的量, 对于单准粒子转动带, 其旋称量子数可取  $\alpha = \pm 1/2$ , 对于 2 准粒子转动带, 旋称量子数可取 0 或 1. 任何一个  $\Delta I = 1$  的单或 2 准粒子转动带都可以分类为两个  $\Delta I = 2$  的能级系列, 并用守恒量宇称和旋称 (parity  $\pi$ , signature  $\alpha$ ) 来表征. 在某一组态的  $\Delta I = 1$  转动带中, 能量较低的一个  $\Delta I = 2$  能级系列称之为优先带, 另一个  $\Delta I = 2$  的能级系列称之为非优先带, 它们之间的能量差称之为旋称劈裂. 对于单  $j$  轨道, 优先带的旋称量子数定义为  $\alpha_f = 1/2 \times (-1)^{j-1/2}$ , 非优先带的旋称量子数则为  $\alpha_{nf} = 1/2 \times (-1)^{j+1/2}$ . 对于带 1 ( $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ ), 优先旋称量子数应为  $\alpha_f(\pi + \nu) = \alpha_f(\pi) + \alpha_f(\nu) = 0$ , 相应于偶数自旋值的能级系列; 非优先旋称量子数应为  $\alpha_{nf}(\pi + \nu) = \alpha_f(\pi) + \alpha_{nf}(\nu) = 1$  或  $\alpha_{nf}(\pi + \nu) = \alpha_{nf}(\pi) + \alpha_f(\nu) = 1$ , 相应于奇数自旋值的能级系列. 对于带 2 ( $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ ), 优先和非优先旋称量子数刚好与带 1 相反. 这里必须说明, 旋称劈裂从本质上讲是由于其转动带的波函数中混进了低  $\Omega$  的成分. 由于克里奥力 (Coriolis force) 正比于转动频率, 所以随着角动量 (自旋) 的增加, 波函数的混杂就越强, 能级的旋称劈裂也越大.

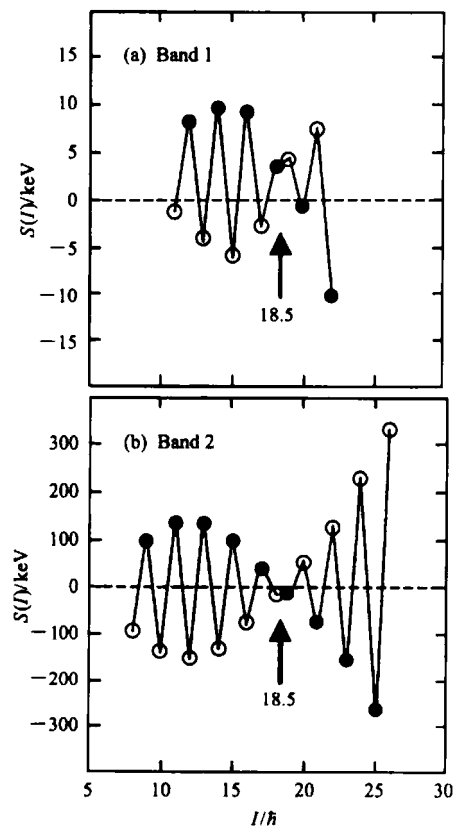


图 5  $^{172}\text{Re}$  核中带 1 和带 2 转动能级的旋称劈裂  $S(I)$  随自旋值的变化关系  
• 优先带, ○ 非优先带.

基于上述对转动带准粒子组态、自旋、宇称的指定, 下面我们对带 1 和带 2 的旋称劈裂特征作进一步的分析 and 讨论. 按照通常的做法, 我们用参量  $S(I) = E(I) - E(I-1) - [E(I+1) - E(I) + E(I-1) - E(I-2)]/2$  随自旋值  $I$  的变化关系来展示转动带的旋称劈裂. 这个参量实际上近似等于两列  $\Delta I = 2$  转动能级在自旋值为  $I$  时激发能差值 (即旋称劈裂值) 的 2 倍. 图 5 给出了  $^{172}\text{Re}$  中带 1 和带 2 旋称劈裂  $S(I)$  随自旋值  $I$  的变化关系. 正常的旋称劈裂应该是实心符号连线 (优先带) 在空心符号连线 (非优先带) 的下面. 从图 5 可以清楚地看到:

1) 带 1 的旋称劈裂幅度很小, 带 2 的旋称劈裂是带 1 的 10 倍以上;

2) 带 1 和带 2 在较低自旋区能级的旋称劈裂是反转的. 只有在较高自旋能级, 转动能级的旋称劈裂才由反常恢复到正常.

上述第一点是由于在两个带中决定旋称劈裂大小的准粒子轨道不同而引起的. 在推转壳模型的理论框架中, 一个 2 准粒子带旋称劈裂的大小取决于两个准粒子轨道中旋称劈裂较小的轨道. 对于带 1 ( $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ ), 这一准粒子轨道为  $\pi 9/2^- [514] (h_{11/2})$ ; 对于带 2 ( $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ ), 相对于质子侵入轨道  $\pi 1/2^- [541] (h_{9/2})$ , 旋称劈裂较小的轨道则为  $\nu 5/2^+ [642] (i_{13/2})$ . 的确, 在相邻奇  $A$  核中, 基于  $\pi 9/2^- [514] (h_{11/2})$  和  $\nu 5/2^+ [642] (i_{13/2})$  组态的单准粒子带的旋称劈裂分别与  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  和  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带相当, 并且二者的劈裂幅度相差也在一个数量级以上.

上面提到的第二点是著名的低自旋旋称反转现象<sup>[20]</sup>. 早在 1981 年这一现象在  $^{152}\text{Eu}$  的晕带 (组态为  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ ) 中被发现<sup>[21]</sup>, 继而又在从  $\text{Eu}$  到  $\text{Ir}$  众多双奇核的  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带中发现了旋称反转现象. 利用不同的理论模型, 许多作者对  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带中出现的旋称反转现象进行了理论研究, 但就其物理机制而言, 还没有形成一个共识. 有兴趣的读者可参考文献 [22, 23] 及文中的参考文献.

Bark 等人于 1997 年首次在双奇核  $^{162, 164}\text{Tm}$  和  $^{174}\text{Ta}$  中发现基于  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$  组态上的所谓半退耦

带在低自旋也出现旋称反转现象<sup>[24]</sup>. 目前看来在从  $\text{Tm}$  到  $\text{Au}$  众多双奇核中观测到的半退耦带 ( $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ ) 其能级的旋称劈裂在低自旋区似乎都是反转的<sup>[7]</sup>. 本工作为这一现象存在的普遍性提供了又一实验证据. 需要强调说明的是, 在  $A = 160-180$  核区, 实验上观测到的许多基于  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$  组态下的半退耦带均未能建立转动带与基态或低激发已知  $I^\pi$  值能态之间的联系, 不能通过核谱学方法直接测量能级的  $I^\pi$  值. 因此在较高自旋态观测到两个  $\Delta I = 2$  转动能级系列的交叉为低自旋区出现旋称反转现象提供了有力的实验证据. 因为, 旋称劈裂从本质上讲是由于克里奥利力导致的波函数混杂引起的. 转动频率越高, 波函数中混入的低  $\Omega$  成分越多, 如果原子核的内禀结构不发生变化, 旋称劈裂在高自旋区应该是正常的, 正如  $^{172}\text{Re}$  的带 1 和带 2 的情况一样, 当自旋大于  $18.5\hbar$  时旋称劈裂才恢复到正常. 另一方面, 确认低自旋出现旋称反转反过来又对转动带能级自旋的指认有一定的指导意义. 例如, 为了保持低自旋出现旋称反转, 带 1 和带 2 能级的自旋值只能增减一个偶数, 而自旋值改变 2 会使能级间隔和运动学转动惯量的系统性发生较大的变化. 而一般均认为, 这两个量随原子核质子数或中子数的改变应该是光滑变化的<sup>[6, 22]</sup>. 也正是基于这些考虑, 我们给出如图 2 所示的转动带能级自旋值.

## 4 结束语

本工作对双奇核  $^{172}\text{Re}$  进行了高自旋态在束  $\gamma$  实验研究, 首次建立了 3 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. 本工作将形变双奇核的高自旋态实验研究延伸到了迄今为止最缺中子的一个双奇  $\text{Re}$  同位素.

## 参考文献 (References)

- 1 Simpson J, Riley M A, Alderson A et al. J. Phys. (London), 1991, G17: 511
- 2 ZHOU X H, Oshima M, Toh Y et al. Eur. Phys. J., 2002, A15: 285
- 3 ZHANG Y H, ZHANG S Q, HUANG W X et al. Eur. Phys. J., 2000, A7: 19-22
- 4 Jain A K, Sheline R K, Headly D M et al. Rev. of Mod. Phys., 1998, 70: 843-895
- 5 Kreiner A J, Davidson J, Davidson M et al. Phys. Rev., 1987, C36: 2309-2321
- 6 LIU Y, MA Y J, YANG H T et al. Phys. Rev., 1995, C52: 2514-

- 2519
- 7 ZHANG Y H, Hayakawa T, Oshima M et al. *Eur. Phys. J.*, 2000, **A8**:439—442
- 8 ZHANG Y H, ZHAO Q Z, ZHANG S Q et al. *HEP & NP*, 2000, **24** (supp):21—28 (in Chinese)  
(张玉虎,赵庆中,张双全等. 高能物理与核物理, 2000, **24**(增刊):21—28)
- 9 Hild T, Schmidt-Ott W D, Kunze V et al. *Phys. Rev.*, 1995, **C51**:1736—1744
- 10 Bark R A, Dracoulis G D, Stuchbery A E et al. *Nucl. Phys.*, 1989, **A501**:157
- 11 Espino J, Garrett J D, Hagemann G B et al. *Nucl. Phys.*, 1994, **A567**:377
- 12 LI S G, WEN S, YUAN G J et al. *Nucl. Phys.*, 1993, **A555**:435—454
- 13 Cardona M A, Kreiner A J, Hojman D et al. *Phys. Rev.*, 1999, **C59**:1298—1315
- 14 Kreiner A J, Vanin V R, Beck F A et al. *Phys. Rev.*, 1989, **C40**:R487—R490
- 15 ZHANG Y H, Hayakawa T, Oshima M et al. *Chin. Phys. Lett.*, 2001, **18**:27—29
- 16 Dönau F, Frauendorf. *Proceedings of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei*, edited by N. Johnson Oak Ridge: Harwood Academic, Chur, Switzerland, 1982. 143
- 17 Bengtsson R, Frauendorf S. *Nucl. Phys.*, 1979, **A327**:139—171
- 18 Kreiner A J, *Nucl. Phys.*, 1990, **A520**:225c
- 19 YANG C Y, LI S G, LIU X A. *Chinese J. Nucl. Phys.*, 1994, **16**:217
- 20 Bengtsson R, Frisk R H, May R F et al. *Nucl. Phys.*, 1984, **A415**:189—214
- 21 Pinston J A, Bengtsson R, Monnard E et al. *Nucl. Phys.*, 1981, **A361**:464
- 22 XU F R, Satula W, Wyse R. *Nucl. Phys.*, 2000, **A669**:119—134
- 23 ZHENG R R, ZHU S Q, PU Y W. *Phys. Rev.*, 1997, **C56**:175—179
- 24 Bark R A, Espino J M, Reviol W et al. *Phys. Lett.*, 1997, **B406**:193

## Experimental Study of High-Spin Band Structures in Odd-Odd $^{172}\text{Re}$ \*

ZHANG Yu-Hu<sup>1,1)</sup> M. Oshima<sup>2</sup> Y. Toh<sup>2</sup> ZHOU Xiao-Hong<sup>1</sup> M. Koizumi<sup>2</sup> A. Osa<sup>2</sup>  
A. Kimura<sup>2</sup> Y. Hatsukawa<sup>2</sup> T. Morikawa<sup>3</sup> M. Nakamura<sup>3</sup> M. Sugawara<sup>4</sup>  
H. Kusakari<sup>5</sup> T. Komatsubara<sup>6</sup> K. Furuno<sup>6</sup>

1(Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

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

3(Department of Physics, Kyushu University, Fukuoka, 812-81, Japan)

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

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

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

**Abstract** High-spin states in odd-odd  $^{172}\text{Re}$  have been investigated via the  $^{149}\text{Sm}(^{27}\text{Al}, 4n\gamma)^{172}\text{Re}$  reaction through excitation functions, X- $\gamma$  and  $\gamma$ - $\gamma$  coincidence measurements. A level scheme consisting of three rotational bands has been identified for the first time, extending the high-spin studies of  $A \approx 170$  odd-odd nuclei to the currently lightest rhenium isotope. The three bands have been assigned to be built on the  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ ,  $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$  and  $\pi 1/2^- [541] \otimes \nu 1/2^- [521]$  configurations according to their rotational properties in quasiparticle alignments, signature splitting, in-band  $B(M1)/B(E2)$  ratios, level spacing systematics, band crossing frequencies, as well as the existing knowledge in neighboring nuclei. Low-spin signature inversion has been confirmed in the first two bands due to observation of signature crossing at high-spin states.

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

Received 29 September 2002

\* Supported by Natural Science Foundation of China for Distinguished Young Scholar (10025525), NSFC(1005012), Major State Basic Research Development Program (G2000077400) and The Chinese Academy of Sciences

1) E-mail: yhzhang@ns.lzb.ac.cn