

## 超形变核<sup>149</sup>Tb 中的旋称伙伴带\*

吴崇试<sup>1)</sup>

(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

(北京大学物理系 北京 100871)

**摘要** 系统分析了<sup>149</sup>Tb 中的 5 条超形变带. 在对跃迁能量进行光滑化处理后, 采用 *ab* 拟合或改进的 *ab* 拟合, 确切地指定了它们的自旋值. 其 2, 4 和 3, 5 两带都分别构成旋称伙伴带. 根据它们的脱耦合常数值, 指认了<sup>149</sup>Tb 费米面附近相应的  $\Omega = 1/2$  单粒子态.

**关键词** 超形变带 原子核转动惯量 自旋指定 *ab* 拟合和改进的 *ab* 拟合 旋称伙伴带

迄今为止, 在 Eu, Gd, Tb 和 Dy 等核中 ( $A \approx 140-150$ ) 已经观测到近 100 条超形变带<sup>[1]</sup>. 和  $A \approx 190$  区不同的是, 这些超形变带呈现出许多新的特点. 例如, 转动频率(跃迁能量)普遍较高, 因而内部结构的变化更加频繁与剧烈, 高级扰动(如  $\Delta I = 4$  分岔<sup>[2]</sup>)的影响更加明显, 表现在跃迁能量上, 就呈现出幅度大小各异的不规则起伏. 正因为如此, 一些在  $A \approx 190$  区超形变带自旋指定上颇为成功的方法, 例如 Becker 等<sup>[3]</sup> 及 Draper 等<sup>[4]</sup> 的方法, 在  $A \approx 140-150$  时, 效果很不理想. 许甫荣等<sup>[5]</sup> 曾经应用推转 Bohr-Mottelson 模型, 讨论过这个区域中的超形变带, 但只涉及到 18 条超形变带. 我们针对  $A \approx 150$  区超形变带的这些特点, 提出了将跃迁能量光滑化的方法<sup>[6-8]</sup>, 并且采用这种方法, 对  $A \approx 150$  区的超形变带进行了系统的研究. 作为这些工作<sup>[9-11]</sup> 的继续, 本文将着重讨论<sup>149</sup>Tb 中的旋称伙伴带问题.

在<sup>149</sup>Tb 中, 共有 5 条超形变带(以下分别记为 1—5 带)<sup>[12]</sup>. 它们的第二类转动惯量  $\mathcal{J}^{(2)}$  (见图 1) 大多也表现出较大的起伏. 特别是第 4 带, 在最高自旋端,  $\mathcal{J}^{(2)}$  的跃变高达  $10 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$  以上. 因此, 在讨论这些超形变带的性质时, 仍然需要认真考虑跃迁能量中振荡起伏部分的影响. 我们把实验测得的跃迁能量  $E_\gamma(I) \equiv E_\gamma(I+2 \rightarrow I)$  划分为振荡起伏部分  $f_\gamma^{\text{osc}}(I)$  和光滑部分  $\overline{E}_\gamma(I)$ ,

$$E_\gamma(I) = f_\gamma^{\text{osc}}(I) + \overline{E}_\gamma(I). \quad (1)$$

采用文献[7, 8]中提出的方法, 可以方便地提取  $f_\gamma^{\text{osc}}(I)$ , 当然也就得到了  $\overline{E}_\gamma(I)$ . 对于第 4

2000-01-18 收稿

\* 国家自然科学基金资助(19677203)

1) 中国科学院理论物理研究所客座

带,  $f_{\gamma}^{\text{fluc}}(I)$  的数值接近  $\pm 3\text{keV}$  (参见表 2). 由图 1 可以看出, 根据光滑化的跃迁能量  $\overline{E}_{\gamma}(I)$ , 能够提取得到光滑化的  $\mathcal{J}^{(2)}$ .

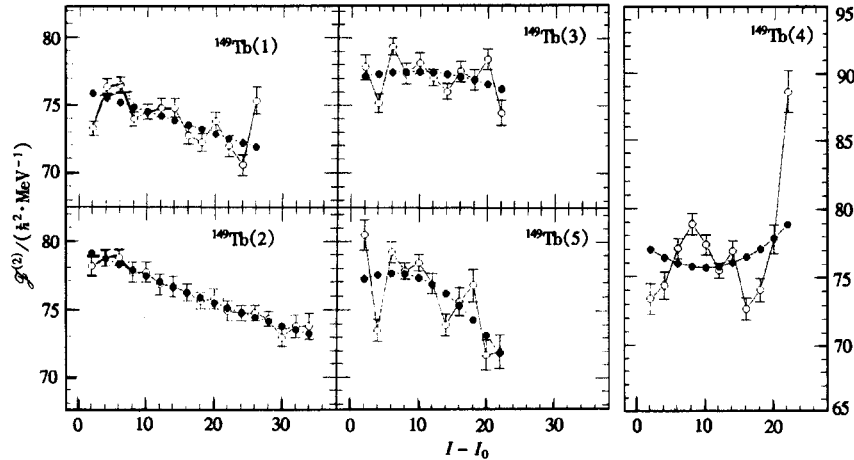


图 1  $^{149}\text{Tb}$  诸超形变带的第二类转动惯量

○和●分别是根据原始测得的跃迁能量(转引自文献[7])及光滑化后的跃迁能量得到的提取值.

$I_0$  是已测得的超形变带最低能级的自旋值(参见表 1).

为了确认这些超形变带之间的旋称伙伴关系, 首先需要进行自旋指定. 和以前的一系列文章<sup>[7-11]</sup>一样, 本文仍然采用  $ab$  公式

$$E(I) = a[\sqrt{1 + bI(I+1)} - 1] \quad (2)$$

拟合实验测得的跃迁能量(简称  $ab$  拟合)或光滑化后的跃迁能量(简称改进 I), 由最佳拟合作出超形变带的自旋指定. 这样定出的自旋值见表 1(a). 可以看到, 采用  $ab$  拟合或其改进 I 定出的自旋值相同. 只是由于振荡起伏项的消除, “改进 I” 得到的拟合精度更高, 对自旋值的依赖更敏感, 这突出表现在第 4 带上. 由于跃迁能量中存在大幅度的不规则起伏, 在采用单纯的  $ab$  拟合时, 就出现了很大的本底误差, 使得拟合结果对自旋值的指定不敏感, 因而难以作出惟一的自旋指定. 但在扣除了振荡起伏部分后, 拟合结果有了明显的改进.

在表 1(a)中还列出了吴成礼等<sup>[1]</sup>所作出的自旋指定值. 他们采用的是将这些超形变带和基准带 $^{150}\text{Tb}$  第 1 带相比较的办法. 但是, 由于 $^{150}\text{Tb}$  第 1 带的自旋值尚未能从实验上测得, 不同理论方法所作出的自旋指定又不相同<sup>[11]</sup>, 例如, 采用  $ab$  拟合或其改进 I 所得

表 1  $^{149}\text{Tb}$  诸超形变带的自旋指定

(a) 各超形变带独自进行  $ab$  拟合及其改进 I

超形变带	$E_{\gamma}(I_0 + 2 \rightarrow I_0)/\text{keV}$	指定的自旋值 $I_0$		
		$ab$ 拟合	改进 I	吴成礼等 <sup>[1]</sup>
$^{149}\text{Tb}(1)$	740.1	55/2	53/2, 55/2	55/2
(2)	646.2	49/2	49/2	47/2
(3)	786.0	59/2, 57/2	59/2	57/2
(4)	877.4	(63/2)	63/2	65/2
(5)	803.7	63/2, 61/2	61/2	59/2
$^{150}\text{Tb}(1)$	596.8	22	22	21

(b) 旋称伙伴带的两种组合方案及其自旋指定

超形变带	$E_\gamma(I_0 + 2 \rightarrow I_0)/\text{keV}$	指定的自旋值 $I_0$		附 注
		改进 II	改进 I + II	
<sup>149</sup> Tb(2)	646.2	49/2	49/2	按旋称伙伴带进行拟合
(4)	877.4	67/2	67/2	
(3)	786.0	59/2	59/2	
(5)	803.7	61/2	61/2	
<sup>149</sup> Tb(1)	740.1	55/2	55/2	按旋称伙伴带进行拟合
(5)	803.7	61/2	61/2	
(2)	646.2	49/2	49/2	按旋称伙伴带进行拟合
(3)	786.0	59/2	59/2	

的自旋值就比吴成礼等采用的值高 1 个单位. 因此, 不难理解, 本文用  $ab$  拟合或其改进 I 定出的<sup>149</sup>Tb 各超形变带的自旋值, 比吴成礼等的结果也普遍地高了 1 个单位.

对于<sup>149</sup>Tb 各超形变带, 采用  $ab$  拟合或其改进 I 定出的自旋值相同, 这充分说明了关于扣除振荡起伏的物理思想及其提取方法的正确性. 为了更具体地说明这一问题, 表 2 中列出了采用  $ab$  拟合及改进 I 对<sup>149</sup>Tb 第 4 带的拟合结果. 可以惊异地发现, 两种方法给出的拟合能量完全相同. 采用“改进 I”得到的拟合精度更高, 标准相对偏差

$$\sigma = \sum_I \left| \frac{E_\gamma^{\text{calc}}(I) - E_\gamma^{\text{exp}}(I)}{E_\gamma^{\text{exp}}(I)} \right|^2 \quad (3)$$

表 2 <sup>149</sup>Tb(4) 的  $ab$  拟合及其改进 I (能量单位: keV)

$ab$ 拟合		$E_\gamma(I)$ 实验值	$f_\gamma^{\text{th}}(I)$ 提取值	$\bar{E}_\gamma(I)$ 导出值	改进的 $ab$ 拟合 I	
$I$	$E_\gamma(I)$ 拟合值				$\bar{E}_\gamma(I)$ 拟合值	$I$
115/2	1557.83				1557.82	115/2
111/2	1506.22				1506.22	111/2
107/2	1454.49	1450.5 ± 0.4	-2.83	1453.33	1454.49	107/2
103/2	1402.64	1405.4 ± 0.4	2.76	1402.64	1402.64	103/2
99/2	1350.68	1354.0 ± 0.3	2.70	1351.30	1350.68	99/2
95/2	1298.61	1300.0 ± 0.3	0.58	1299.42	1298.61	95/2
91/2	1246.43	1245.0 ± 0.3	-2.13	1247.13	1246.43	91/2
87/2	1194.15	1193.0 ± 0.2	-1.53	1194.53	1194.15	87/2
83/2	1141.78	1140.0 ± 0.2	-1.75	1141.75	1141.78	83/2
79/2	1089.31	1088.3 ± 0.3	-0.59	1088.89	1089.31	79/2
75/2	1036.75	1037.6 ± 0.2	1.51	1036.09	1036.75	75/2
71/2	984.10	985.7 ± 0.3	2.24	983.46	984.10	71/2
67/2	931.37	931.9 ± 0.4	0.80	931.10	931.37	67/2
63/2	878.57	877.4 ± 0.4	-1.75	879.15	878.57	63/2
59/2	825.69				825.69	59/2
55/2	772.74				772.74	55/2
51/2	719.73				719.73	51/2
$a = 19.0046 \times 10^5 \text{ keV}$					$a = 19.0029 \times 10^5 \text{ keV}$	
$b = 7.0312 \times 10^{-6}$					$b = 7.0318 \times 10^{-5}$	
$\sigma = 0.0016$					$\sigma = 0.0005$	

更小. 所以,“改进 I”的实质就是在维持拟合结果(基本)不变的前提下,消除了跃迁能量不规则起伏产生的误差本底,从而提高了拟合结果对自旋指定的敏感性.

为了探求<sup>149</sup>Tb 各超形变带间可能存在的旋称伙伴带的关系,我们考虑了各种可能的组合,采用改进的  $ab$  公式

$$E(I) = a[\sqrt{1 + bI(I+1)} - 1] + (-)^{I+1/2} \left( I + \frac{1}{2} \right) A[a_1 - b_1 I(I+1)], A = ab/2 \quad (4)$$

拟合实验测得的跃迁能量(改进的  $ab$  拟合 II, 简称改进 II)或光滑化的跃迁能量(改进的  $ab$  拟合 I + II, 简称改进 I + II). 结果发现,可以找到两种能给出最佳拟合的组合方案,一种是(2,4)和(3,5)带分别构成旋称伙伴带,另一种是(1,5)和(2,3)带构成旋称伙伴带. 这样得到的自旋指定也都列在表 1(b)中. 这里特别值得注意的是,在第一种方案中,当第 4 带最低能级的自旋值  $I_0$  取为 67/2 时,反而有更好的拟合效果. 按照我们的自旋指定,这两对旋称伙伴带的自旋值都比吴成礼等的指定值高 1 个单位. 这个差异与吴成礼等采用的基准带(<sup>150</sup>Tb 第 1 带)自旋指定有关. 从自旋的具体数值来看,第 1 带和第 2 带也满足旋称伙伴带的要求,但实际拟合的误差很大,所以可以排除掉这个可能性. 这个结果和 Kharraja 等<sup>[12]</sup>的看法是一致的.

表 3 中同时列出了<sup>149</sup>Tb 的各个超形变带的拟合参数,包括在上述两种可能的旋称伙伴带组合方案下的拟合参数. 按照改进的  $ab$  拟合 I + II,我们可以提取出这些旋称伙伴带的脱耦合常数  $a_1$ . 另一方面,也可以由 Nilsson 波函数计算出<sup>149</sup>Tb 费米面附近  $\Omega = 1/2$  态的脱耦合常数的数值(结果见图 2. 取  $\epsilon_4 = 0$ ). 这样既为正确指认旋称伙伴带提供进一步的佐证,同时也有助于了解这些旋称伙伴带的内部结构. 可以看到,按照第一种方案,提取出(2,4)带的脱耦合常数为 0.323,和中子[640]↑的计算值接近,(3,5)带的脱耦合

表 3 <sup>149</sup>Tb 诸超形变带的拟合参数(拟合前先去除了振荡起伏的影响)

超形变带	$a/\text{keV}$	$b$	$\mathcal{J}_0 = \hbar^2/ab/$ ( $\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ )	$a^2 b/\text{keV}^2$	$a_1$	$b_1$	附注
(1)	$-5.2824 \times 10^5$	$-2.398 \times 10^{-5}$	78.938	-669.18			$I_0 = 55/2$
	$-3.5570 \times 10^5$	$-3.437 \times 10^{-5}$	81.803	-434.82			$I_0 = 57/2$
(2)	$-5.7823 \times 10^5$	$-2.137 \times 10^{-5}$	80.910	-714.65			$I_0 = 49/2$
(3)	$-14.4137 \times 10^5$	$-8.768 \times 10^{-6}$	79.123	-1821.68			$I_0 = 59/2$
	$6.7644 \times 10^5$	$2.013 \times 10^{-5}$	73.452	920.93			$I_0 = 55/2$
(4)	$19.0029 \times 10^5$	$7.032 \times 10^{-6}$	74.836	2539.28			$I_0 = 63/2$
	$-9.0774 \times 10^5$	$-1.376 \times 10^{-6}$	80.061	-1133.81			$I_0 = 67/2$
(5)	$-6.3314 \times 10^5$	$-1.961 \times 10^{-5}$	80.522	-786.29			$I_0 = 61/2$
	$-4.0544 \times 10^5$	$-2.958 \times 10^{-5}$	83.378	-486.26			$I_0 = 63/2$
(2,4)	$-6.6700 \times 10^5$	$-1.861 \times 10^{-5}$	80.557	-827.98	0.323	$3.678 \times 10^{-5}$	( $\nu[640]\uparrow$ )
(3,5)	$-8.7057 \times 10^5$	$-1.439 \times 10^{-5}$	79.832	-1090.50	0.572	$5.187 \times 10^{-5}$	( $\pi[301]\downarrow$ )
(1,5)	$-5.7404 \times 10^5$	$-2.185 \times 10^{-5}$	79.724	-720.04	0.279	$-1.397 \times 10^{-4}$	( $\nu[640]\uparrow$ )
(2,3)	$-8.0150 \times 10^5$	$-1.559 \times 10^{-5}$	80.033	-1001.47	0.735	$6.073 \times 10^{-5}$	( $\nu[521]\downarrow$ )
(1,3)	$-12.3300 \times 10^5$	$-1.044 \times 10^{-5}$	77.670	-1587.49	3.252	$1.694 \times 10^{-5}$	

常数为 0.572, 又和质子  $[301]\downarrow$  的计算值相符. 这样的组态结构和文献 [12] 关于这几条超形变带的分析是一致的. 按照第二种方案, (2,3) 带的脱耦合常数为 0.735, 与中子  $[521]\downarrow$  的计算值一致. (1,5) 带的脱耦合常数为 0.279, 虽然也接近于中子  $[640]\uparrow$  的计算值, 但差别略大一些. 同时, 文献 [12] 认为, 4,5 两带之一和第 3 带构成旋称伙伴带, 这也和第一种方案一致. 所以, 综合考虑这些因素, 第一种方案应当更合理一些.

这里还要提到, 从跃迁能量看, (1,3) 两带也可以构成旋称伙伴带. 当这两条超形变带的  $I_0$  值分别取  $57/2$  和  $55/2$  时, 可以得到非常好的拟合结果, 但要求脱耦合常数  $a_1 = 3.252$ . 而在  $^{149}\text{Tb}$  的费米面附近, 并不存在具有如此大小脱耦合常数的  $\Omega = 1/2$  能级 (参见图 2). 所以, 这两条超形变带并不是旋称伙伴带.

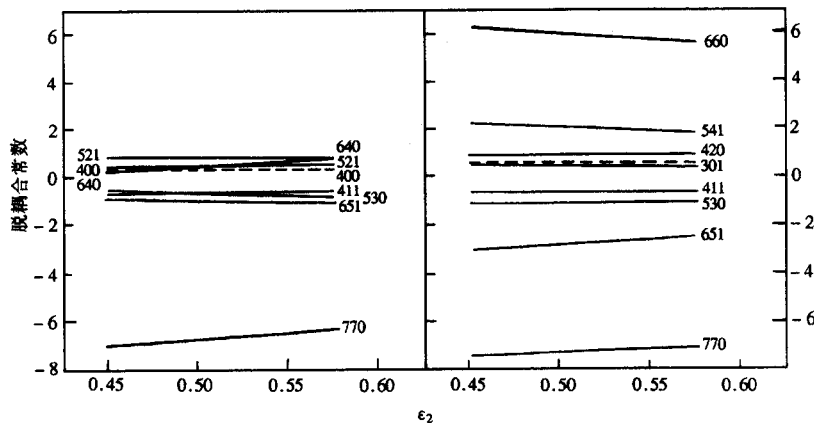


图 2  $^{149}\text{Tb}$  费米面附近  $\Omega = 1/2$  态的脱耦合常数 (固定  $\epsilon_4 = 0$ )

左: 中子, 右: 质子; ... 第一种方案下 (2,4) 和 (3,5) 带的脱耦合常数.

如果两个超形变带的跃迁能量对应相等, 通常就把它称为“全同带”. 在邻近  $^{149}\text{Tb}$  的超形变核中, 也能够找到  $^{149}\text{Tb}$  的一些“全同带”. 例如  $^{149}\text{Tb}$  的第 2 带与  $^{150}\text{Tb}$  的第 1 带, 它们的 (18 条) 跃迁能量相差都在 2keV 之内. 在  $^{149}\text{Tb}$  的第 4 带与  $^{151}\text{Tb}$  的第 8 带之间, 以及  $^{149}\text{Tb}$  的第 5 带与  $^{149}\text{Gd}$  的第 1 带或  $^{151}\text{Tb}$  的第 7 带之间, 也存在类似的“全同”关系, 但跃迁能量之间的差要大一些 (也就是说, “全同”的关系要差一些), 达到 4keV 左右. 按照一般的理解, “全同带”应当具有相近的自旋值. 由表 4 可以看出, 根据  $ab$  拟合及其各种改进定出的这些“全同带”的自旋值, 的确符合这个要求. 而且, 和许甫荣等用推转 Bohr-Mottelson 模型<sup>[5]</sup>得到的数值相同或相近, 和吴成礼等收录的结果<sup>[1]</sup>也相差不大. 这里涉及应用  $ab$  拟合及其改进讨论  $^{149}\text{Tb}$  以外有关超形变带的自旋指定问题, 关于  $^{150}\text{Tb}$ , 见文献 [13, 14]; 而有关  $^{151}\text{Tb}$  和  $^{149}\text{Gd}$  的结果, 将另文讨论.

对于  $^{149}\text{Tb}$  中的其余两个带, 即第 1 带和第 3 带, 我们也能勉强地找到它们的“全同带”, 例如  $^{149}\text{Tb}(1)$  和  $^{148}\text{Eu}(1)$  及  $^{150}\text{Tb}(1)$ ,  $^{149}\text{Tb}(3)$  和  $^{151}\text{Dy}(1)$  及  $^{151}\text{Tb}(6)$ . 但在这两组“全同带”中, 相应跃迁能量的差并不是一个常数, 而是随自旋呈线性或抛物型的变化, 最高值可达 10keV 以上. 在表 4 中也列出了它们的自旋值. 从表中可以看到, 在这两组“全同带”内, 我们定出的自旋值仍然相差不大, 推转 Bohr-Mottelson 模型的结果也有相同或相近的结果. 但吴成礼等收录的部分自旋值却彼此相差很大. 如  $^{149}\text{Tb}(3)$  与  $^{151}\text{Dy}(1)$ . 表中

引用的 $^{148}\text{Eu}(1)$ 的自旋指定,亦见文献[13,14];关于 $^{151}\text{Dy}(1)$ 的自旋指定问题,我们也将另文讨论.这里只想指出,由于我们在对这些超形变带作自旋指定时,采用的是同一种办法,因而结果具有系统性.吴成礼等收录的结果,则是不同人用不同办法得到的,当然会有不协调之处.

表 4 与 $^{149}\text{Tb}$ 有关的“全同带”

超形变带	$E_{\gamma}(I_0+2 \rightarrow I_0)/\text{keV}$	指定的自旋值 $I_0$		
		ab 拟合及其改进	吴成礼等 <sup>[1]</sup> 收录	许甫荣等 <sup>[5]</sup>
$^{149}\text{Tb}(1)$	740.1	55/2	55/2	
$^{148}\text{Eu}(1)$	747.7	29	27	
$^{150}\text{Tb}(1)$	748.1	28	27	29
$^{149}\text{Tb}(2)$	646.2	49/2	47/2	
$^{150}\text{Tb}(1)$	647.4	24	23	25
$^{149}\text{Tb}(3)$	890.6	67/2	65/2	
$^{151}\text{Dy}(1)$	889.1	65/2	79/2	65/2
$^{151}\text{Tb}(6)$	889.7	69/2	65/2	
$^{149}\text{Tb}(4)$	877.4	67/2	65/2	
$^{151}\text{Tb}(8)$	884.0	69/2	65/2	
$^{149}\text{Tb}(5)$	803.7	61/2	59/2	
$^{149}\text{Gd}(1)$	808.1	65/2	67/2	65/2
$^{151}\text{Tb}(7)$	808.0	63/2	59/2	

## 参考文献 (References)

- HAN X L, WU C L. At. Data Nucl. Data Tables, 1999, **73**:43—150
- Flibotte S, Andrews H R, Ball G C et al. Phys. Rev. Lett., 1993, **71**:4299—4302
- Becker J A, Henry E A, Kuhnert A et al. Phys. Rev., 1992, **C46**:889—903
- Draper J E, Stephens F S, Deleplanque M A et al. Phys. Rev., 1990, **C42**:R1791—1795
- XU F R, HU J M. Phys. Rev., 1995, **C52**:431—434
- WU Chong-Shi. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1998, **22**:48—53 (in Chinese)  
(吴崇试. 高能物理与核物理, 1998, **22**:48—53)
- WU Chong-Shi. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1998, **22**:71—77 (in Chinese)  
(吴崇试. 高能物理与核物理, 1998, **22**:71—77)
- WU Chong-Shi, Li Zhong-Hua. High Energy Phys. and Nucl. Phys. 1999, **23**:797—802 (in Chinese)  
(吴崇试, 李中华. 高能物理与核物理, 1999, **23**:797—802)
- WU Chong-Shi. J. Ningxia Univ. (Nat. Sci. edition). 1998, **19**:297—299 (in Chinese)  
(吴崇试. 宁夏大学学报(自然科学版), 1998, **19**:297—299)
- LI Zhong-Hua, WU Chong-Shi. High Energy Phys. and Nucl. Phys. 2000, **24**:71—76 (in Chinese)  
(李中华, 吴崇试. 高能物理与核物理, 2000, **24**:71—76)
- WU Chong-Shi, LI Zhong-Hua. High Energy Phys. and Nucl. Phys. 2001, **25**(2):121—128 (in Chinese)  
(吴崇试, 李中华. 高能物理与核物理, 2001, **25**(2):121—128)
- Kharraja B, Garg U, Jin H et al. Phys. Rev., 1998, **C58**:1422—1429
- WU Chong-Shi. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2000, **24**:66—70 (in Chinese)  
(吴崇试. 高能物理与核物理, 2000, **24**:66—70)
- WU Chong-Shi, LI Zhong-Hua. Commun. Theor. Phys., 2000, **33**:397—404

## Signature Partners in Superdeformed $^{149}\text{Tb}^*$

WU Chong-Shi<sup>1)</sup>

(Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

**Abstract** Five superdeformed bands observed in  $^{149}\text{Tb}$  were investigated comprehensively. A large-amplitude fluctuation in the observed transition energies and hence in the extracted dynamic moments of inertia was found in most of these bands. The smoothed transition energies were deduced by removing the fluctuation. The spins of these bands were assigned conclusively by the *ab*-fitting and/or its modification. Two pairs of superdeformed bands in  $^{149}\text{Tb}$ , i. e. bands 3, 5 and bands 2, 4, were proposed to be signature partners. The exit spins are 59/2 and 61/2 for the former pair, and 49/2 and 63/2 for the latter pair. These values are different by one unit from those given from a comparison with  $^{150}\text{Tb}(1)$ . In fact, the spins of  $^{150}\text{Tb}(1)$ , which have not been determined experimentally, are different by different theoretical approaches of assignment. The de-coupling constants were extracted from the modified *ab*-fitting. Responsible  $\Omega = 1/2$  orbit in the vicinity of the Fermi surface of  $^{149}\text{Tb}$  seems to be  $\nu[640] \uparrow$  for bands 2 and 4, and  $\pi[301] \downarrow$  for bands 3 and 5. The exit spin of band 1 was assigned as 53/2 or 55/2, which may be picked out from the observation of its signature partner. Good correspondence between these bands (especially bands 2, 4 and 5) and their identical bands was obtained.

**Key words** superdeformed band, nuclear moment of inertia, spin assignment, *ab*-expression and its modification, signature partner

---

Received 18 January 2000

\* Supported by National Natural Science Foundation of China(19677203)

1) Guest Researcher of the Institute of Theoretical Physics, The Chinese Academy of Science