

## 奇奇核超形变带的 $\Delta I = 1$ 颤动\*

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** 讨论了奇奇核超形变旋称伙伴带中的 $\Delta I = 1$  颤动现象,通过 $ab$ 拟合和改进的 $ab$ 拟合指定了它们的自旋值.

**关键词** 超形变带  $\Delta I = 1$  颤动 自旋指定  $ab$ 公式和改进的 $ab$ 公式

超形变带的发现是核结构研究中的一个重要进展,它为我们检验各种核模型提供了非常理想的条件.和正常形变带相比,超形变带的结构比较稳定,带内的级联跃迁较长而又较少发生回弯,一些在正常形变带中并不明显的效应,在超形变带中就可能显现出来.例如,在超形变带中表现出的全同带问题和 $\Delta I = 2$  颤动(或称 $\Delta I = 4$  分岔)问题等等,已经引起广泛的注意.在文献[1,2]中,又首先揭示出奇 $A$ 核旋称伙伴带的 $\Delta I = 1$  颤动现象.最近,在 $A \approx 190$ 区奇奇核超形变带的研究<sup>[3]</sup>中,进一步具体讨论了<sup>192,194</sup>Tl的 $\Delta I = 1$  颤动问题.本文将继续这一讨论,简要地分析一下其它质量区中奇奇核超形变旋称伙伴带的 $\Delta I = 1$  颤动问题.

先讨论 $A \approx 150$ 区.现有的奇奇核超形变带中,有两对旋称伙伴带,即<sup>150</sup>Tb(1,2)<sup>[4]</sup>和<sup>152</sup>Tb(1,2)<sup>[5]</sup>.仿照文献[1—3]中的做法,可以从它们的跃迁能量 $E_\gamma(I) \equiv E_\gamma(I+2 \rightarrow I)$ 中提取

$$\Delta^2 E_\gamma(I) = \frac{1}{2} [E_\gamma(I) + E_\gamma(I-2)] - E_\gamma(I-1). \quad (1)$$

图1中给出了这两对旋称伙伴带的 $\Delta^2 E_\gamma(I)$ 值.可以看到,<sup>152</sup>Tb(1,2)两带没有明显的 $\Delta I = 1$  颤动.与此相反,在<sup>150</sup>Tb(1,2)中却存在非常强烈的 $\Delta I = 1$  颤动.当 $I \approx 20-40$ 时, $\Delta^2 E_\gamma(I)$ 值线性地增大,由40keV达到60keV左右;当 $I > 40$ 以后, $\Delta^2 E_\gamma(I)$ 值又逐渐减小.正如文献[3]中指出过的, $\Delta^2 E_\gamma(I)$ 值在小 $I$ 时的这种变化趋势,容易由奇奇核的能谱公式得到解释.在考虑到旋称相关的高级修正后,奇奇核的能量可以表示成<sup>[6]</sup>

$$E_i = AI(I+1) + B[I(I+1)]^2 + \dots + (-)^{I+1} I(I+1) [A_2 + B_2 I(I+1) + \dots]. \quad (2)$$

所以,

$$\Delta^2 E_\gamma(I) = 12B(2I+1) + \dots + (-)^{I+1} 2(2I+1) \{A_2 + 2[2I(I+1) + 5]B_2 + \dots\}. \quad (3)$$

1998-11-13收稿

• 国家自然科学基金资助项目(19677203)

1)中国科学院理论物理研究所客座

显然, 当  $I$  不太高时,  $\Delta^2 E_\gamma(I)$  值的确应当随  $I$  增大而线性地增大. 如果  $B_2$  与  $A_2$  异号, 则当  $I$  足够大时, 由于  $B_2$  项的作用增大, 就会导致  $\Delta^2 E_\gamma(I)$  值减小.

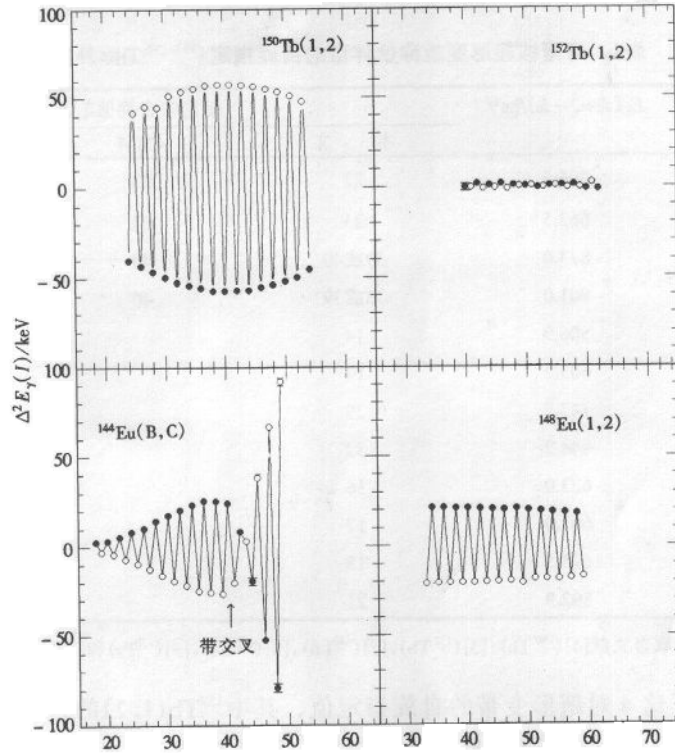


图 1 超形变带  $^{150,152}\text{Tb}$  和  $^{144,148}\text{Eu}$  的  $\Delta I=1$  颤动

○和●分别表示旋称  $\alpha=0,1$  时的  $\Delta^2 E_\gamma(I)$  值.  $I$  值取自表 1.

在图 1 中还给出了  $^{144}\text{Eu}(\text{B}, \text{C})$  和  $^{148}\text{Eu}(1, 2)$  的  $\Delta^2 E_\gamma(I)$  值. 对于  $^{144}\text{Eu}(\text{B}, \text{C})$  两带, 由于  $A_2$  项的贡献较小(参见表 2), 所以  $\Delta^2 E_\gamma(I)$  随  $I$  的变化呈三次曲线的形式, 在  $I \approx 38$  左右达到最大; 而后由于发生了带交叉, 因而  $\Delta^2 E_\gamma(I)$  表现出大幅度的突变. 对于  $^{148}\text{Eu}(1, 2)$  两带,  $\Delta^2 E_\gamma(I)$  的振幅基本上呈直线, 随  $I$  的增大而略有减小. 这种变化趋势, 其实正是相当于  $^{150}\text{Tb}(1, 2)$  中  $\Delta^2 E_\gamma(I)$  达到最大值以后的情形.

这里要提到  $^{144}\text{Eu}$  的 B 带, 文献 [7] 的表 I 中列有两个能量 (638.8keV) 和强度完全相同的相邻的  $\gamma$  跃迁. 显然, 要确认这两条能量完全相同的  $\gamma$  射线, 至少需要在此能量下设门, 而在它的符合谱中观测到一条同样能量的谱线. 然而该文对这两条跃迁并未作任何讨论. 因此, 在上面的分析(以及后面的  $ab$  拟合)中, 我们把它们仍然看成是一条  $\gamma$  跃迁.

为了进一步理解上面对  $\Delta^2 E_\gamma(I)$  变化趋势的分析, 同时也为了对这些超形变带作出自旋指定, 不妨采用  $ab$  公式或改进的  $ab$  公式对跃迁能量进行拟合. 这里, 考虑到上面关于奇奇核能谱  $I(I+1)$  展开的形式, 改进的  $ab$  公式应该是

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

显然, 这里的  $Aa_1$  和  $Ab_1$  就相当于 (3) 式中的  $-A_2$  和  $B_2$ . 在拟合中采用  $ab$  公式或改进的  $ab$  公式的原因是为了减少参数 (以提高拟合的灵敏度), 同时又能适当地 (至少部分地) 包括进  $I(I+1)$  的高级项的影响.

表1 奇奇核超形变旋称伙伴带的自旋指定 ( $^{192,194}\text{Tl}$  除外)

超形变带	$E_v(I_0+2 \rightarrow I_0)/\text{keV}$	指定的自旋值 $I_0/\hbar$		
		本 文	CBM	其 它
$^{150}\text{Tb}(1)$	596.8	22	23	$21^{[11]}$ , $24^{[14]}$
(2)	662.5	23	22	$24^3$
$^{152}\text{Tb}(1)$	823.0	39或40	40	$33^{[11]}$ , $(31)^{[14]}$
(2)	801.0	38或39	40	$32^{[11]}$ , $(30)^{[14]}$
$^{144}\text{Eu}(\text{B})$	506.9	14		$19^3$
(C)	603.2	17		$22^3$
$^{148}\text{Eu}(1)$	747.7	29		$24^3$
(2)	844.2	32		$28^3$
$^{130}\text{Pr}(1)$	623.0	16		$(14)^{[9]}$
(2)	661.0	17		$(15)^{[9]}$
$^{132}\text{Pr}(1)$	695.5	18		$(15)^{[10]}$
(2)	802.9	21		$(18)^{[10]}$

跃迁能量的实验值取自文献[4] ( $^{150}\text{Tb}$ ), [5] ( $^{152}\text{Tb}$ ), [7] ( $^{144}\text{Lu}$ ), [8] ( $^{148}\text{Lu}$ ), [9] ( $^{130}\text{Pr}$ ) 和 [10] ( $^{132}\text{Pr}$ ).

表1中列出了这4对超形变带的自旋指定值. 其中  $^{152}\text{Tb}(1, 2)$  的自旋值, 无论采用  $ab$  拟合或改进的  $ab$  拟合, 均不能作出唯一的指定. 需要注意, 这4对旋称伙伴带中, 只有  $^{150, 152}\text{Tb}$  的自旋值曾经用多种方法指定过. 可以看到, 本文定出的自旋值和推转 Bohr-Mottelson (CBM) 模型的结果<sup>1)</sup>接近, 但是,  $^{152}\text{Tb}$  的自旋值, 和吴成礼等的结果<sup>[11]</sup>相差较大. 最近, 吴成礼等<sup>2)</sup>还指定了  $^{144, 148}\text{Eu}$  的超形变带自旋值, 和本文的结果相差达 (4—5)  $\hbar$ . 吴成礼等在指定  $^{152}\text{Tb}$  和  $^{144, 148}\text{Eu}$  的自旋值时, 采用的都是和选定基准超形变带比对的办法. 这种方法的可靠性较差. 第一, 作为比对的基准, 超形变带  $^{152}\text{Dy}(1)$  的自旋值并未能在实验中测定, 而不同理论方法指定的自旋值也不相同; 超形变带  $^{143}\text{Eu}(1)$  到正常形变带间的跃迁虽已有实验测量<sup>[12]</sup>, 但并未获得其它实验的支持<sup>[13]</sup>. 第二, 更重要的是,  $^{144}\text{Eu}(\text{B}, \text{C})$  和  $^{148}\text{Eu}(1, 2)$  的第二类转动惯量和  $^{143}\text{Eu}$  有明显不同的变化趋势. 这里还要提到, 根据吴成礼等的结果,  $^{148}\text{Eu}(1, 2)$  具有相同的旋称, 它们并不是一对旋称伙伴带.

在表1中还列出了  $^{130, 132}\text{Pr}$  的结果. 本文指定的自旋值比文献 [9, 10] 的建议值系统地大 (2—3)  $\hbar$ . 但是, 正如文献 [9] 中指出的, 从实验上对  $^{130}\text{Pr}$  进行自旋指定面临两个困难: 第一,  $^{130}\text{Pr}$  的正常形变带的自旋值尚属未知; 第二, 从超形变带馈入正常形变带的准确途径 (初末态) 也未能确定. 只要这些超形变带的确是好的转动带, 那么, 从能级间隔来看,

1) Zhou Shan-gui, Zheng Chun-kai, Hu Ji-min. Proc. CCAST (World Laboratory) Workshop (Beijing, March 10—14, 1997), 79:67

2) Han X L, Wu C L. Nuclear Superdeformed Data Tables (3rd ed.) July 1997

本文所作的自旋指定就是更合理的. 这里还要顺便提到, 在这两对超形变带中, 已测出的跃迁条数还比较少, 还难以判断是否存在明显的  $\Delta I=1$  颤动, 因此在图 1 中并没有画出它们的  $\Delta^2 E_\gamma(I)$  值.

表 2 中列出了 12 条超形变带的拟合参数. 这里既有分别对每一个超形变带作  $ab$  拟合而得到的参数值, 也有用改进的  $ab$  公式 (4) 对每一对旋称伙伴带作拟合而得到的参数值, 包括  $^{152}\text{Tb}(1, 2)$  的两种自旋指定值时的参数值. 从表 2 可以看出, 对于存在明显  $\Delta I=1$  颤动的 3 对超形变带, 参数  $a_i$  和  $b_i$  的数值 (绝对值) 要明显大于另外 3 对超形变带. 上面关于图 1 中几对旋称伙伴带  $\Delta^2 E_\gamma(I)$  值变化趋势的讨论中, 已经参考了这些参数值的具体大小.

表 2 奇奇核超形变旋称伙伴带的拟合参数 ( $^{192, 194}\text{Tl}$  除外)

超形变带	$a$ ( $\times 10^4$ )/keV	$b$ ( $\times 10^{-4}$ )	$\mathcal{J}_0 = \hbar^2 / ab$ / $\hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$	$a^2 b$ ( $\times 10^4$ )/keV <sup>2</sup>	$a_1$ ( $\times 10^{-4}$ )	$b_1$ ( $\times 10^{-7}$ )	附 注
$^{150}\text{Tb}(1)$	-75.4920	-0.1667	79.447	-950.215			
(2)	111.5805	0.1218	73.603	1515.981			
(1, 2)	-553.6693	-0.0236	76.436	-7243.557	-383.539	-36.561	
$^{152}\text{Tb}(1)$	-22.0640	-0.4424	102.441	-215.383			$I_0=39$
(2)	-22.4408	-0.4356	102.299	-219.365			$I_0=38$
(1, 2)	-22.2486	-0.4391	102.371	-217.333	8.544	1.258	
(1)	-19.9055	-0.4770	105.335	-188.925			$I_0=40$
(2)	-19.9054	-0.4771	105.305	-189.027			$I_0=39$
(1, 2)	-19.9057	-0.4770	105.319	-189.003	-2.143	-0.088	
$^{144}\text{Eu}(B)$	119.8196	0.1373	60.796	1970.858			
(C)	48.6663	0.3357	61.219	794.961			
(B, C)	69.5237	0.2358	61.001	1139.721	36.700	-22.274	
$^{148}\text{Eu}(1)$	-35.8523	-0.3363	82.928	-432.334			
(2)	-48.3867	-0.2560	80.720	-599.439			
(1, 2)	-41.2754	-0.2961	81.810	-504.530	140.918	11.545	
$^{130}\text{Pr}(1)$	24.6050	0.7336	55.404	444.102			
(2)	29.1371	0.6174	55.593	524.112			
(1, 2)	27.0386	0.6661	55.525	486.964	21.150	15.392	
$^{132}\text{Pr}(1)$	-90.4808	-0.1961	56.354	-1605.567			
(2)	-174.0253	-0.1023	56.169	-3098.239			
(1, 2)	-118.8966	-0.1495	56.262	-2113.266	-16.847	-12.158	

综上所述, 本文讨论了  $A \approx 190$  区以外的 6 对旋称伙伴带, 其中的 3 对中存在明显的  $\Delta I=1$  颤动. 利用  $ab$  公式或改进的  $ab$  公式, 给出了这 6 对旋称伙伴带的自旋指定. 当然, 在本文的分析中, 并没有扣除跃迁能量振荡起伏的影响. 可以预料, 在扣除这种影响后,  $\Delta^2 E_\gamma(I)$  的变化将会更加规则, 但是总体趋势不会改变.

奇奇核中是否存在明显的  $\Delta I=1$  颤动, 当然与原子核的内部结构、特别是两个奇核子所处的状态有关. (2) 式中的旋称相关项, 就可能来源于集体哈密顿量中的高级微扰项, 如  $I_+ I_- j_+ j_- + I_- I_+ j_- j_+$  项, 它在  $K=1$  时的平均值就具有  $(-)^I A_2 I(I+1)$  的形式,  $A_2$  的大

小与两个奇核子所处的状态密切相关. 至于  $(-)^l B_2[I(I+1)]^2$  形式的项则来自更高级的微扰. 特别是, 奇奇核中还存在不可忽视的交换力, 它还可以产生其它形式的旋称相关项. 所以, 研究奇奇核超形变带的  $\Delta I = 1$  颤动, 有助于深入了解超形变带的内部结构, 也有助于正确了解奇奇核转动带能谱的规律性. 从原则上说来, 在奇奇核的正常形变带中, 也应当存在  $\Delta I = 1$  颤动. 事实上, 我们的确可以找到这样的事例, 例如奇奇 Tm, Lu 和 Ta 核中的许多正常形变带. 限于篇幅, 我们将另文讨论.

### 参考文献 (References)

- 1 WU ChongShi. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1997, 21:621—626  
(吴崇试. 高能物理与核物理, 1997, 21:621—626)
- 2 WU C S, ZHOU Z N. Phys. Rev., 1997, C56:1814—1820
- 3 WU ChongShi, ZHOU ZhiNing. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1999, 23:1209—1215  
(吴崇试, 周治宁. 高能物理与核物理, 1999, 23:1209—1215)
- 4 Fallon P, Beausang C W, Asztalos S et al. Phys. Rev., 1995, C52:93—98
- 5 de France G, Haas B, Ragnarsson I et al. Phys. Lett., 1994, B331:290—295
- 6 Bohr A, Mottelson B R. Nuclear Structure. Vol. II. Nuclear Deformations. New York: Benjamin, 1973. 33
- 7 Hackman G, Mullins S M, Haslip D et al. Phys. Rev., 1997, C55:1101—1107
- 8 Kharraja B, Garg U. Phys. Rev. Lett., 1998, 80:1845—1848
- 9 Brown T B, Pfohl J, Riley M A et al. Phys. Rev., 1997, C56:R1210—1214
- 10 Hartley J D, Pfohl J, Riley M A et al. Phys. Rev., 1997, C55:R985—989
- 11 HAN X-L, WU C L. At. Data Nucl. Data Tables, 1996, 63:117—186
- 12 Ataç A, Piiparinen M, Herskind B et al. Phys. Rev. Lett., 1993, 70:1069—1072
- 13 Lerma F, LaFosse D R, Devlin M et al. Phys. Rev., 1997, C56:R1671—1674
- 14 Singh B, Firestone R B, Chu S Y F. Nucl. Data Sheets, 1996, 78:1—218

## $\Delta I = 1$ Staggering in Doubly Odd Superdeformed Nuclei \*

WU ChongShi<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** The  $\Delta I = 1$  staggering is investigated for the superdeformed bands observed in the doubly odd nuclei  $^{150, 152}\text{Tb}$ ,  $^{144, 148}\text{Eu}$  and  $^{130, 132}\text{Pr}$ . The spin values of these bands are assigned from the *ab*- and modified *ab*-fitting. The possible mechanism and the inherent physics of the  $\Delta I = 1$  staggering are outlined in the case of doubly odd nuclei.

**Key words** superdeformed band,  $\Delta I = 1$  staggering, spin assignment, *ab*-expression and its modification

Received 13 November 1998

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

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