

A~190 区超形变带自旋指定的再讨论 (I) 偶偶核*

吴崇试¹⁾

(北京大学物理系 北京 100871)

摘要 在 γ 跃迁能量中扣除了 $\Delta I = 4$ 分岔的影响后, 根据 ab 公式, 系统讨论了 $A \sim 190$ 区偶偶核超形变带, 给出了绝大多数超形变带的自旋值. 部分超形变带的自旋指定值, 不同于其它方法得到的结果.

关键词 超形变带 自旋指定 ab 公式 $\Delta I = 4$ 分岔

在超形变带的研究中, 自旋指定是最令人注目的基本问题之一. 到目前为止, 尽管已经观测到 140 条以上的超形变带, 但能从实验上直接定出自旋值的还很少. 在这种情况下, 根据我们在正常形变带的研究中已经积累的丰富知识, 从理论上对自旋值加以预测, 这无论对于深入了解超形变带的性质, 还是进一步的指导实验, 乃至作为理论正确性的检验, 无疑都是一件有意义的工作. 现在已经提出了指定超形变带自旋值的各种理论方案^[1-7]. 从实用的角度看, 衡量这些方案的优劣, 不外乎两条标准: 第一是能量公式的正确性; 第二是跃迁能量对于自旋值的敏感性. 本文不再赘述. 但需要提到, 这些方案在 $A \sim 190$ 区的多数情况下指定的自旋值是一致的, 其原因是所有这些方案的理论基础都是纯转子的转动谱加上适当的修正. 更有兴趣的是它们对于少数超形变带的自旋指定不同, 这正好可以通过进一步的实验测量而加以检验.

我们在文献 [3, 4] 中提出了根据 ab 公式

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

拟合测得的超形变带的跃迁能量(以下简称为 ab 拟合), 从而做出自旋值指定的方案, 并且已经成功地应用于 $A \sim 190$ 区, 定出了当时测得的全部超形变带的自旋值. 这里应当特别提到, ab 拟合方法还可以方便地预言出尚未测出的跃迁能量, 如文献 [4] 中 ^{196}Pb 第 1 带(以后记为 $^{196}\text{Pb}(1)$)的部分预言值已为实验所证实^[8,9].

在 $A \sim 190$ 区中, 现已测得的超形变带有 60 多条. 丰富的实验数据使得我们有可能对这个区域内的超形变带重新进行研究. 由于篇幅限制, 本文将集中讨论偶偶核中的超形变带. 奇 A 核的情形待另文讨论.

1996-12-30 收稿

* 国家自然科学基金(19377104)资助

1) 中国科学院理论物理研究所客座

这里需要特别提到 $\Delta I = 4$ 的分岔问题^[10]. 现有数据表明, 在 $A \sim 190$ 区的超形变带中, 可能相当普遍地存在这一现象^[11]. 这样, 考虑到 $\Delta I = 4$ 分岔的影响, 跃迁能量就应当包含两部分, 即

$$E_\gamma = \overline{E_\gamma} + f(I), \quad (2)$$

第一项是随 I 光滑变化的部分, 可以用(1)式描写, 它对 $\Delta I = 4$ 分岔基本上无贡献^[11]; 第二项是描写 $\Delta I = 4$ 分岔的起伏部分, 并不能包含在(1)式中. 文献[12]提出了正确估计 $f(I)$ 的有效方法. 实际计算表明, 在跃迁能量中扣除 $\Delta I = 4$ 分岔的影响后, 拟合的结果有明显的改进. 我们以后将把这种先从跃迁能量中扣除 $\Delta I = 4$ 分岔的影响, 然后再进行 ab 拟合的方法(具体做法详见文献[12])称为改进的 ab 拟合方法(I). 本文也将采用这种改进的方法讨论 $A \sim 190$ 区偶偶核超形变带的自旋指定问题. 在这个区域的偶偶核中, 现在共有19条超形变带. 除了 ^{190}Hg 中的两个超形变带外, 其余17条超形变带的自旋值都可以容易地定出(结果见表1). ^{194}Hg 的3个超形变带已在文献[12]中详细讨论过, 为了完整起见, 这里也还列出了它们的结果.

这17条超形变带中, 有7条已经单纯使用 ab 拟合的办法讨论过^[4]. 本文采用改进的 ab 拟合方法(I)定出的自旋值, 在大多数情况下保持不变, 唯一不同的是 ^{192}Hg (1). 更改自

表1 $A \sim 190$ 区偶偶核中超形变带的自旋值指定

超形变带	$E_\gamma(I+2)$ (keV)	指定的自旋值 I				自旋 I 的 实验值
		本文	文献[4]	文献[6]	其它	
^{190}Hg (1)	316.9	13	13	12	$12^{[13]}$	
(2)	481.1	(31 ± 1)			24 或 $23^{[14]}$, $23^{[15]}$	
(3)	279.0	12			$14^{[15]}$	
(4)	486.7					
^{192}Hg (1)	214.4	9	8	8	$8^{[16, 17]}$	
(2)	282.4	12			$12^{[18]}$	
(3)	333.1	14			$13^{[18]}$	
^{194}Hg (1)	254.3	10	10	10	$10^{[19]}$	$10^{[20]}$
(2)	201.2	8	8	8	$8^{[19]}$	
(3)	262.6	11	11	11	$11^{[18]}$	
^{192}Pb (1)	215.6	9			8 或 $9^{[21]}$	
^{194}Pb (1)	124.9	4	4	4	$4^{[22-24]}$	$4^{[25]}$
(2a)	241.2	10			$9^{[18]}$, $10^{[26]}$	
(2b)	260.9	11			$10^{[18]}$, $11^{[26]}$	
^{196}Pb (1)	129.0	4	4	4	$4^{[9, 18]}$	
(2)	204.5	8			$8^{[9]}$	
(3)	226.7	9			$9^{[9]}$	
^{198}Pb (1)	305.1	13			$12^{[18]}$	
^{198}Po (1)	175.2	6			$6^{[27]}$	

$$E_\gamma(I+2) \equiv E_\gamma(I+2 \rightarrow I).$$

旋指定值的原因是实验数据的更新. 按照原有的数据^[16], 它的214.4keV跃迁, 指定的自

旋值为 $10 \rightarrow 8$; 现根据最新数据^[28], 无论采用单纯的 ab 拟合方法, 还是改进的 ab 拟合方法 (I), 定出的自旋值都是 $11 \rightarrow 9$ (见表 2).

这里还要特别提到 $^{194}\text{Pb}(1)$, 和 $^{194}\text{Hg}(1)$ 一样, 它的自旋值已经从实验上定出^[25]. 实验值和 ab 拟合, 或改进的 ab 拟合 (I) 得到的结果一致.

表2 超形变带 $^{192}\text{Hg}(1)$ 的自旋指定

(能量单位: keV)

$E_\gamma(I+2)$ (实验值)	$\overline{E}_\gamma(I+2)$ ("实验值")	$I_0=9$ 的拟合结果		$I_0=8$ 的拟合结果	
		$\overline{E}_\gamma(I+2)$	$I(\hbar)$	$\overline{E}_\gamma(I+2)$	$I(\hbar)$
		954.97	53	945.78	52
		930.33	51	923.01	50
		904.85	49	899.28	48
(888.7(7))	881.83	878.52	47	874.58	46
853.1(5)	852.61	851.32	45	848.87	44
822.9(4)	823.05	823.25	43	822.13	42
792.7(4)	793.07	794.39	41	794.35	40
762.3(3)	762.64	764.46	39	765.50	38
731.5(2)	731.69	733.73	37	735.57	36
700.1(2)	700.18	702.12	35	704.55	34
668.1(1)	668.04	669.63	33	672.44	32
634.9(2)	635.22	636.27	31	639.24	30
601.7(2)	601.67	602.06	29	604.96	28
567.4(2)	567.33	567.01	27	569.61	26
532.1(2)	532.15	531.15	25	533.21	24
496.0(2)	496.08	494.50	23	495.79	22
458.8(2)	459.05	457.11	21	457.39	20
421.1(2)	421.02	419.00	19	418.05	18
381.6(1)	381.93	380.23	17	377.84	16
341.4(1)	341.73	340.83	15	336.80	14
300.1(1)	300.35	300.87	13	295.01	12
257.8(1)	257.76	260.40	11	252.55	10
214.4(3)	213.89	219.47	9	209.51	8
		178.17	7	165.97	6
		136.55	5	122.03	4

实验数据取自文献[28].

文献 [4] 发表以来, 在 $A \sim 190$ 的区偶偶核中又观测到 12 条新的超形变带, 其中的 10 条也都可以采用改进的 ab 拟合方法 (I) 定出自旋值, 而且在多数情形下, 和采用其它方法 (包括单纯的 ab 拟合) 得到的结果一致. 这里需要特别提到, 吴成礼等人^[18] 采用和 $^{192}\text{Hg}(1)$ 相比较的办法, 估计出 $^{192}\text{Hg}(3)$ 中的 333.1keV 跃迁的自旋值为 $15 \rightarrow 13$. 这种方法带有明显的不确定性: 首先, 正如上面指出的, 用不同方法指定的 $^{192}\text{Hg}(1)$ 的自旋值并不相同; 其次, 从原则上讲, 只有两个带的转动惯量在相当大的范围内都非常接近时才有可能进行比较. 事实上, 比较 ^{192}Hg 的第 3 带和第 1 带的 $\mathcal{J}^{(2)}$ 值, 除了个别点外, 两者存在明显的差

异^[18]. 可以预料, 这样估计出的自旋值自然不会太可靠. 本文按照改进的 *ab* 拟合方法 (I), 定出 333.1keV 跃迁的自旋值应为 16→14.

值得注意的是, 如果不扣除 $\Delta I = 4$ 分岔的影响, 超形变带¹⁹⁸Pb 的拟合结果并不太令人满意. 将 305.1keV 跃迁退激到的能级自旋 I_0 定为 12. 得到的跃迁能量误差最小, 但和 $I_0 = 13$ 的结果相差并不算大. 在扣除了 $\Delta I = 4$ 分岔的影响后, 可以唯一地定出 $I_0 = 13$ (见表3).

分析一下 $A \sim 190$ 区偶偶核超形变带中的跃迁能量随自旋 I 的变化 (见图 1), 可以看到, 它们这些能量值分布在一条很窄的区域内, 反映了 (¹⁹⁰Hg 的第 2 带和第 4 带除外) 的转

表3 超形变带¹⁹⁸Pb的自旋指定

(能量单位: keV)

$E_\gamma(I+2)$ (实验值)	$\bar{E}_\gamma(I+2)$ ("实验值")	$I_0=13$ 的拟合结果		$I_0=12$ 的拟合结果	
		$\bar{E}_\gamma(I+2)$	$I(\hbar)$	$\bar{E}_\gamma(I+2)$	$I(\hbar)$
		954.47	47	944.75	46
		921.31	45	914.03	44
		887.49	43	882.39	42
850.5	851.52	853.00	41	849.83	40
818.8	817.37	817.86	39	816.34	38
781.7	782.28	782.08	37	781.94	36
747.3	746.32	745.67	35	746.61	34
709.9	709.53	708.65	33	710.39	32
671.9	671.97	671.04	31	673.28	30
633.6	633.70	632.85	29	635.29	28
594.9	594.77	594.11	27	596.46	26
555.2	555.24	554.84	25	556.82	24
515.0	515.16	515.07	23	516.39	22
473.9	474.60	474.83	21	474.22	20
432.6	433.60	434.14	19	433.35	18
391.1	392.22	393.04	17	390.82	16
348.3	350.51	351.56	15	347.70	14
305.1	308.55	309.75	13	304.02	12
		267.62	11	259.87	10
		225.24	9	215.29	8
		182.63	7	170.37	6

实验数据取自文献[29].

动惯量只局限在一个很小的范围 ($(86-96)\hbar^2\text{MeV}^{-1}$) 这一事实. 随着自旋值的增大, 跃迁能量的分布范围越来越大. 所以, 从图中还可以很形象地看到, 测得的超形变带跃迁能量越小, 自旋值的指定越准确.

前面提到, 还有两个超形变带的自旋值未能根据改进的 *ab* 拟合方法 (I) 定出. 这是因为这两个带中已测得的跃迁较少, 能量较高. 我们知道, 随着跃迁能量的增高, 拟合的结果对自旋值的指定越来越不敏感, 或者说, 指定自旋值的绝对误差越来越大. 在¹⁹⁰Hg (2)

表 4 超形变带 $^{190}\text{Hg}(2)$ 的自旋指定

(能量单位: keV)

$E_{\gamma}(I+2)$ (实验值)	$\bar{E}_{\gamma}(I+2)$ ("实验值")	$I_0=30$ 的拟合结果		$I_0=31$ 的拟合结果		$I_0=32$ 的拟合结果	
		$\bar{E}_{\gamma}(I+2)$	$I(\hbar)$	$\bar{E}_{\gamma}(I+2)$	$I(\hbar)$	$\bar{E}_{\gamma}(I+2)$	$I(\hbar)$
		810.01	50	812.61	51	815.12	52
		775.49	48	777.16	49	778.76	50
		741.36	46	742.30	47	743.19	48
707.1(6)	707.48	707.61	44	707.99	45	708.36	46
674.5(5)	674.53	674.21	42	674.21	43	674.20	44
641.6(3)	641.40	641.14	40	650.91	41	640.68	42
608.1(3)	608.31	608.38	38	608.05	39	607.74	40
575.6(2)	575.49	575.91	36	575.62	37	575.35	38
543.2(3)	543.17	543.71	34	543.58	35	543.46	36
511.4(4)	511.56	511.77	32	511.91	33	512.04	34
481.1(6)	580.90	480.06	30	480.57	31	481.05	32
		448.58	28	449.54	29	450.45	30
		417.29	26	418.80	27	420.22	28
		386.20	24	388.33	25	390.33	26
		355.28	22	358.10	23	360.74	24
		324.51	20	328.10	21	331.44	22
		293.89	18	298.29	19	302.39	20

实验数据取自文献[15].

中,最低的 γ 跃迁能量高达 $481.1\text{keV}^{[15]}$. 根据改进的 ab 拟合方法 (I),或是简单的 ab 拟合方法,都能定出它的自旋值为 31 ± 1 (见表 4). 这个数值和文献 [15] 的估计 (~ 23) 相差很大,更和该文中报道的带间跃迁相矛盾. 究竟是这些带间跃迁的数据欠准确,还是这个超形变带的能谱明显背离于 $I(I+1)$ 的规律,值得进一步探讨. 这里还要提到,它的转动惯量还表现出区别于这个区域中其它超形变带的一些特点:一是它的第二类转动惯量,随自旋(或转动频率)增大而下降;二是如果我们的自旋指定正确的话,就可以求出它的带首转动惯量 $\sim (138.9 \pm 5.3)\hbar^2\text{MeV}^{-1}$,和这个区域中的其它超形变带相比,要高出 40% 以上(这意味着它的四极形变要大 20% 以上). 这些都是值得注意的问题. 对于 $^{190}\text{Hg}(4)$,在低能量端更呈现出明显的急剧变化,这在 $A \sim 190$ 区中也是绝无仅有的. 它可能来源于带交叉,但是也不排除来自正常形变带中有关跃迁沾染的可能性 $^{[15]}$. 因而需要更进一步的实验数据.

最近,吴连坳等人 $^{[30]}$ 提出,用 ABR 公式

$$E(I) = A[\sqrt{1 + BI(I+R)} - 1] \quad (3)$$

来拟合跃迁能量会比 ab 公式更好(这是理所当然的,因为多了一个参数),并且也可以用来作超形变带的自旋指定,甚至会得到和 ab 拟合不同的结果. 这里不对 ABR 公式作更多的评论,但必须指出,只要 A, B, R 都是自由参数,那么,ABR 公式就绝对不可能用于作自旋指定. 这是因为,如果在 ABR 公式中作代换 $I = I' + I_0$,容易证明,跃迁能量

$$A[\sqrt{1 + B(I+2)(I+2+R)} - \sqrt{1 + BI(I+R)}] =$$

其中 $A' = A\sqrt{1 + BI_0(I_0 + R)}$, $B' = B / [1 + BI_0(I_0 + R)]$, $R' = R + 2I_0$. 这说明不同的

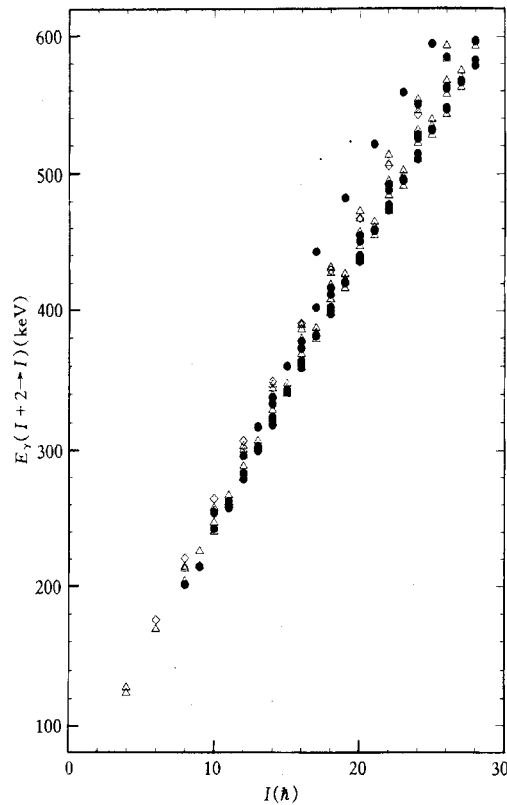


图 1 $A \sim 190$ 区偶偶核超形变带 (^{190}Hg 的第 2 带和第 4 带除外) 跃迁能量的分布
自旋值采用了改进的 ab 拟合 (I) 所得到的数值 (见表 1).

● Hg, △ Pb, ◇ Po.

自旋指定 (I 或 I' , 因而是任意的自旋指定), 计算出的跃迁能量是完全相同的 (只不过参数值不同), 因而和实验值的偏差也完全相同. 实际计算结果也的确如此.

参 考 文 献

- [1] J. A. Becker, E. A. Henry, A. Kuhnert et al. Phys. Rev., 1992, C46:889
- [2] J. E. Draper, F. S. Stephens, M. A. Deleplanque et al. Phys. Rev., 1990, C42:R1791
- [3] J. Y. Zeng, J. Meng, C. S. Wu et al. Phys. Rev., 1991, C44:R1745
- [4] C. S. Wu, J. Y. Zeng, Z. Xing et al. Phys. Rev., 1992, C45:261
- [5] F. Xu, J. Hu. Phys. Rev., 1994, C49:1449
- [6] Hu Jimin, Xu Purong, Zheng Chunkai. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1996, 20:554
(胡济民, 许甫荣, 郑春开. 高能物理与核物理, 1996, 20:554)
- [7] R. Piepenbring, K. V. Protasov. Z. Phys., 1993, A345:7
- [8] E. F. Moore, Y. Liang, R. V. F. Janssens et al. Phys. Rev., 1993, C48:2261
- [9] U. J. van Severen, W. Korten, H. Hübel et al. Z. Phys., 1995, A353:15

- [10] S. Flibotte, H. R. Andrus, G. C. Ball et al. Phys. Rev. Lett., 1993, **71**:4299
- [11] Wu Chongshi, Zhou Zhining, Li Song. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1996, **20**:1028
(吴崇试, 周治宁, 李松. 高能物理与核物理, 1996, **20**:1028)
- [12] Wu Chongshi. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1998, **22**:48
(吴崇试, 高能物理与核物理, 1998, **22**:48)
- [13] M. W. Drigert, M. P. Carpenter, R. V. F. Janssens et al. Nucl. Phys., 1993, **A530**:452
- [14] B. Crowell, M. P. Carpenter, R. V. F. Janssens et al. Phys. Rev., 1995, **C51**:R1599
- [15] A. N. Wilson, J. Timár, J. F. Sharpey-Schafet et al. Phys. Rev., 1996, **C54**:559
- [16] J. A. Becker, N. Roy, E. A. Henry et al. Phys. Rev., 1990, **C41**:R9
- [17] D. Ye, R. V. F. Janssens, M. P. Carpenter et al. Phys. Rev., 1990, **C41**:R13
- [18] X. L. Han, C. L. Wu. At. Data Nucl. Data Tables, 1996, **63**:117
- [19] C. W. Beausang, E. A. Henry, J. A. Becker et al. Z. Phys., 1990, **A335**:325
- [20] T. L. Khoo, M. P. Carpenter, T. Lauritsen et al. Phys. Rev. Lett., 1996, **76**:1583
- [21] E. A. Henry, A. Kuhnert, J. A. Becker et al. Z. Phys., 1991, **A338**:469
- [22] W. Korten, M. J. Piiparinen, A. Ataç et al. Z. Phys., 1993, **A344**:475
- [23] M. J. Brinkman, A. Kuhnert, E. A. Henry et al. Z. Phys., 1990, **A336**:115
- [24] B. J. P. Gall, I. Deloncle, M. G. Porquet et al. Phys. Lett., 1995, **B345**:124
- [25] A. Lopez-Martens, F. Hannachi, A. Korichi et al. Phys. Lett., 1996, **B380**:18
- [26] J. R. Hughes, J. A. Becker, M. J. Brinkman et al. Phys. Rev., 1994, **C50**:R1265
- [27] D. P. McNabb, G. Baldsiefen, L. A. Bernstein et al. Phys. Rev., 1996, **C53**:R541
- [28] P. Fallon, T. Lauritsen, I. Ahmad et al. Phys. Rev., 1995, **C51**:R1609
- [29] I. M. Hibbert, R. Wadsworth, K. Hauschild et al. Phys. Rev., 1996, **C54**:2253
- [30] L. A. Wu, H. M. Ding, Z. T. Yan et al. Phys. Rev. Lett., 1996, **76**:4132

Re-Discussion of the Spin Assignments of the Superdeformed Bands in $A\sim 190$ Region (I) Even-Even Superdeformed Nuclei

Wu Chongshi

(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871)

Abstract The superdeformed bands of the even-even nuclei in $A\sim 190$ region are investigated thoroughly. The observed transition energies are fit to the ab expression to assign the spins with success for most of them provided the influence of the $\Delta I = 4$ bifurcation is estimated and removed properly from the γ transition energies. For some superdeformed bands the assigned spins obtained in this paper are different from those given by other approaches.

Key words superdeformed band, spin assignment, ab expression, $\Delta I = 4$ bifurcation.