超形变带自旋指定方法的改进——$\Delta I=4$分岔的消除*

吴崇试[1)]

(北京大学物理系　北京　100871)

摘要　提出了从跃迁能量中分离出$\Delta I=4$部分的有效方法. 在扣除掉这部分的影响后,根据 ab 公式拟合,可以更准确地给出超形变带的自旋指定. 对^{194}Hg 的3个超形变带,重新给出了自旋指定. 在此基础上得到的第二类转动惯量,不再出现下弯的现象.

关键词　超形变带　$\Delta I=4$分岔　自旋指定　ab公式　转动惯量

迄今为止, 在 $A\sim80$、130、140、150、190 区,已经观测到 140 条以上的超形变带. 除了极少数几例外,绝大多数超形变带的自旋值均未能从实验上加以测定. 因此,从理论上进行分析研究,从而预测出它们的自旋值, 这对于深入了解超形变带的性质,检验现有理论的正确性,无疑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]. 本文不拟对它们的优劣加以评论. 但需要提到,在多数情况下,这些方案对 $A\sim190$ 区超形变带指定的自旋值是一致的.

在文献[3,4]中提出了根据 ab 公式

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

拟合(以下简称为 ab 拟合)测得的超形变带跃迁能量,从而作出自旋值指定的方案,并且已经成功地应用于 $A\sim190$ 区,定出了当时测得的全部超形变带的自旋值. 这一方案的成功,取决于两个条件: 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. 这里应当指出,^{194}Hg(1)[8]和^{194}Pb(1)[9]的自旋值已经从实验上定出,而利用 ab 拟合得到的结果与实验值一致.

近几年来,随着超形变带数据的积累,对于超形变带规律性的认识不断深入. 这里需要提到$\Delta I=4$的分岔问题[10]. 特别是,在^{194}Hg 的3个超形变带中可能都存在$\Delta I=4$分岔[11]. 现有数据表明,在 $A\sim190$ 区的超形变带中,可能相当普遍地存在这一现象[12]. 这样,在指定超形变带的自旋时,势必应当扣除掉$\Delta I=4$分岔的可能影响. 本文以^{194}Hg 的3

1996-12-17收稿

* 国家自然科学基金资助

1) 中国科学院理论物理研究所客座

个超形变带为例，提出了正确估计这一影响的有效方法，并在此基础上重新讨论了超形变带的自旋指定问题．选择^{194}Hg 的超形变带作为典型，是因为它的第 1 带的自旋值已由实验测得，因而可以直接判断自旋指定方法的正确性．

在存在$\Delta I = 4$分岔时，可以预料跃迁能量应该分成两部分，即

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

其中第一项$\overline{E_\gamma}$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[12]；第二项$f(I)$是描写$\Delta I = 4$分岔的起伏部分，显然并没有包含在(1)式中．作为一个合理的近似，可以用带有振荡因子的多项式逼近$f(I)$：

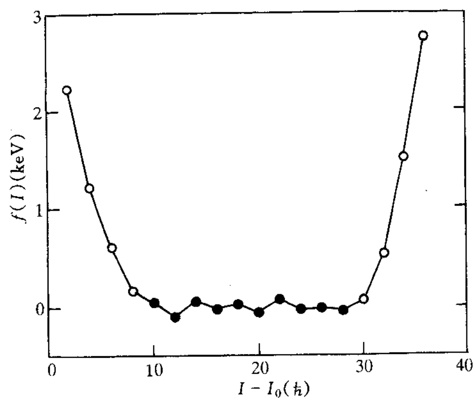

图1　^{194}Hg第1带的某一组$f(I)$值(定义见正文(2)式)
• 代表直接由多项式逼近的数值；
。代表外推得的结果．

$$f(I) = (-)^{(I-I_0)/2}\sum_{k=0}^{n} c_k I^k = (-)^{(I-I_0)/2}\sum_{k=0}^{n} c_k'(I-I_0)^k, \tag{3}$$

其中的I_0可取为超形变带最低能级的自旋值，展开系数可根据从实验测得的跃迁能量提取的

$$\Delta^4 E_\gamma(I) \equiv \frac{1}{16}[E_\gamma(I+4) - 4E_\gamma(I+2) + 6E_\gamma(I) - 4E_\gamma(I-2) + E_\gamma(I-4)] \tag{4}$$

值[11]定出．采用多项式逼近的好处是可以保证逼近的结果与自旋指定无关．在^{194}Hg 超形变带的典型分析中，采用了 5 次多项式逼近．根据任意选定的一组(6 个)$\Delta^4E_\gamma(I)$值定出展开系数，进而求出相应的部分$f(I)$值，然后再根据其它$\Delta^4E_\gamma(I)$值，应用求差分的逆过程，外推出其余的$f(I)$值．显然，这样推出的$f(I)$值，一定能再现出实验测得的$\Delta^4E_\gamma(I)$的结果．图 1 给出了^{194}Hg 第 1 带的某一组结果．可以看到，由多项式逼近直接定出的 10 个$f(I)$值的确呈现出振荡趋势，而外推出的$f(I)$值则接近于有小幅振荡的抛物线，这是由外推时的非零初值引起的．为了消除掉由于选取某一组$\Delta^4E_\gamma(I)$的任意性而可能带来的影响，在实际计算中，可以进一步采用多组选择而加以平均的办法．图 2 给出了^{194}Hg 的 3 个超形变带的$f(I)$值．由图可见，当$I\sim 40$时，$f(I)$的数值可以超过 10keV．这么大的$f(I)$值的确有点出乎意料．但正是由于这样大的$f(I)$值，才会产生后面看到的一些结果．

在扣除掉$\Delta I = 4$分岔的影响后，跃迁能量$\overline{E_\gamma}$就呈现出单调光滑的变化．在此基础上进行拟合，就可以准确地定出超形变带的自旋值．对于^{194}Hg 的 3 个超形变带的实际计算表明，自旋指定方法的这种改进，效果十分明显．从实用的角度看，至少表现在：(1)可以对实验上测得的全部跃迁数据进行拟合，而不必像过去那样，往往要排除掉高能量和低能量端的部分跃迁数据；(2)尽管采用不同的Δ^4E_γ数据作多项式逼近而得到的$f(I)$值不同，因而导出的$\overline{E_\gamma}$值也不同，但是，只要采用多组平均的办法，则定出的自旋值总是相同的；(3)由于扣除了对应于$\Delta I = 4$分岔的振荡部分，ab 拟合就可以得到更

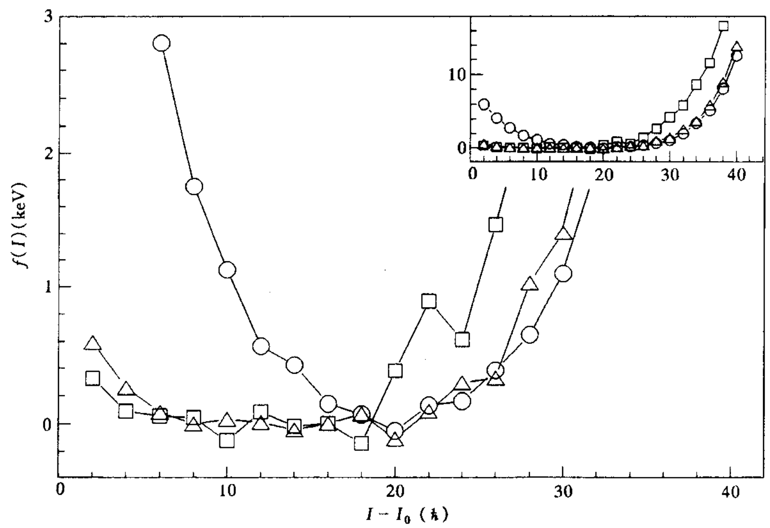

图2 ^{194}Hg中3个超形变带的$f(I)$值(多项平均的结果)

右上角的插图中给出了缩小的全貌. ○、△和□分别代表第1带、第2带和第3带.

准确的结果. 我们采用这种办法,对^{194}Hg 的 3 个超形变带的自旋值重新进行了讨论,指定的自旋值和以前没有扣除$\Delta I=4$分岔的影响的结果[4,6,13,14]相同,其中第 1 带的自旋值也和实测值一致. 应该说,在扣除$\Delta I=4$分岔的影响后,ab拟合的结果更准确. 作为一个示例,表 1 中列出了^{194}Hg 第 3 带的计算结果. 可以看到,拟合的结果与实验值符合得很好.

表1 扣除ΔI=4分岔的影响后超形变带 ^{194}Hg(3)的拟合结果

(能量单位: keV)

E_γ $(I+2\to I)$	$\overline{E_\gamma}$ $(I+2\to I)$		自旋指定值I	E_γ $(I+2\to I)$	$\overline{E_\gamma}$ $(I+2\to I)$		自旋指定值I
(实验值)	(“实验值”)	(拟合值)	($\hbar$)	(实验值)	(“实验值”)	(拟合值)	($\hbar$)
		916.62	53	566.3(1)	566.44	566.72	27
		892.60	51	531.2(1)	531.20	531.43	25
(884.2(10))	867.47	867.69	49	495.1(1)	495.11	495.27	23
853.5(2)	841.93	841.86	47	458.3(1)	458.21	458.25	21
823.9(4)	815.30	815.10	45	420.4(1)	420.52	420.43	19
793.5(4)	787.63	787.40	43	382.1(1)	382.05	381.84	17
763.2(3)	758.93	758.75	41	342.9(1)	342.84	342.54	15
731.9(3)	729.22	729.14	39	303.0(1)	302.91	302.58	13
700.0(2)	698.53	698.56	37	262.6(1)	262.27	262.04	11
667.5(1)	666.89	667.03	35			220.98	9
635.2(1)	634.31	634.53	33			179.47	7
601.2(1)	600.82	601.09	29			137.60	5

在研究超形变带的性质时,经常要讨论原子核的第二类转动惯量. 在实验上,它可以从跃迁能量提取:

$$\mathscr{T}^{(2)}(I) = \frac{4\hbar^2}{E_\gamma(I+2\to I) - E_\gamma(I\to I-2)} . \tag{5}$$

在考虑到超形变带中存在$\Delta I = 4$分岔现象时，从理论上说，显然将上式中的E_γ改为$\overline{E_\gamma}$更为合理些．在图3中给出了根据$\overline{E_\gamma}$值提取的^{194}Hg第1带的第二类转动惯量．作为对照，图中也给出了简单地由E_γ值提取的$\mathscr{T}^{(2)}$值．可以看到，两种方法得到的结果存在明显的差别，而且随着I的增大，差别越来越大．根据$\overline{E_\gamma}$值提取的^{194}Hg第1带的第二类转动惯量随I线性地增大，特别是在高能量端并不出现下弯的现象．这样看来，对于一直为人们所关注的^{194}Hg第1带的$\mathscr{T}^{(2)}$下弯问题，还可以归结为$\Delta I = 4$分岔．对于^{194}Hg的另两个超形变带，也有类似的结果．由于篇幅的限制，这里从略．

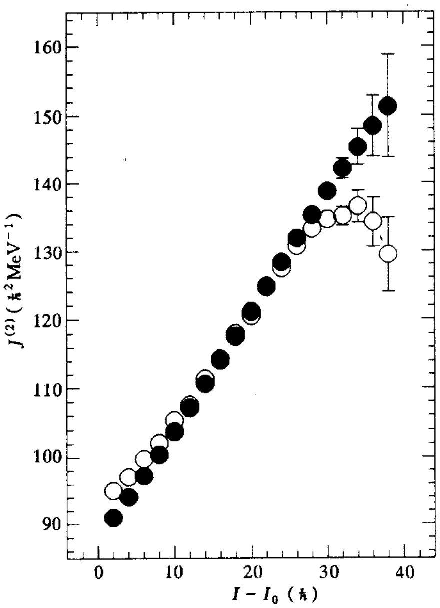

图3　^{194}Hg第1带的第二类转动惯量随I的变化

实心圆圈和空心圆圈分别代表扣除和不扣除ΔI=4分岔的影响所得到的结果．

在文献[15]中曾经导出了原子核两类转动惯量$\mathscr{T}^{(1)}$和$\mathscr{T}^{(2)}$之间的一个关系式

$$R \equiv \sqrt{\frac{[\mathscr{T}^{(1)}]^3}{\mathscr{T}^{(2)}}} = \mathscr{T}_0 , \tag{6}$$

其中$\mathscr{T}^{(1)}$也可以从跃迁能量提取，

$$\mathscr{T}^{(1)}(I-1) = \frac{(2I-1)\hbar^2}{E_\gamma(I\to I-2)} , \tag{7}$$

$\mathscr{T}_0$为常数(带首转动惯量)．这里存在两个问题．第一，实践表明，R值灵敏地依赖于自旋值的指定．只有作出了正确的自旋指定时，R值才最接近于一个常数；而只要指定的自旋值偏离了$\pm\hbar$，R值立即明显地偏离于常数．因此，从实验提取R值，也可以作为判断自旋值指定是否正确的佐证．第二，在提取两类转动惯量的实验值时，既可以简单地直接从E_γ提取，也可以更合理地从$\overline{E_\gamma}$提取．两种方法得到的R值当然也不同．显然，可以预料，用第二种方法得到的R值会更接近于一个常数．在图4中给出了^{194}Hg的3个超形变带的R值．可以看到，对R值的分析，支持本文的自旋值指定．特别是在扣除$\Delta I = 4$分岔的影响后，采用正确的自旋指定值时，提取的R值更接近于常数．

综上所述，本文从超形变带中存在$\Delta I = 4$分岔现象这一实验事实出发，提出了在跃迁能量中提取相应部分的有效办法．从跃迁能量中扣除掉这部分的影响，然后采用ab拟合的办法，可以准确地指定出超形变带的自旋值．通过^{194}Hg这个典型实例的分析看到，对于超形变带自旋值方法的这种改进，的确具有明显的实用价值，并且也具有潜在的理论价值．在实用上，除了上面已经指出过的优点外，还值得提到，它对于研究$A\sim150$区的超形

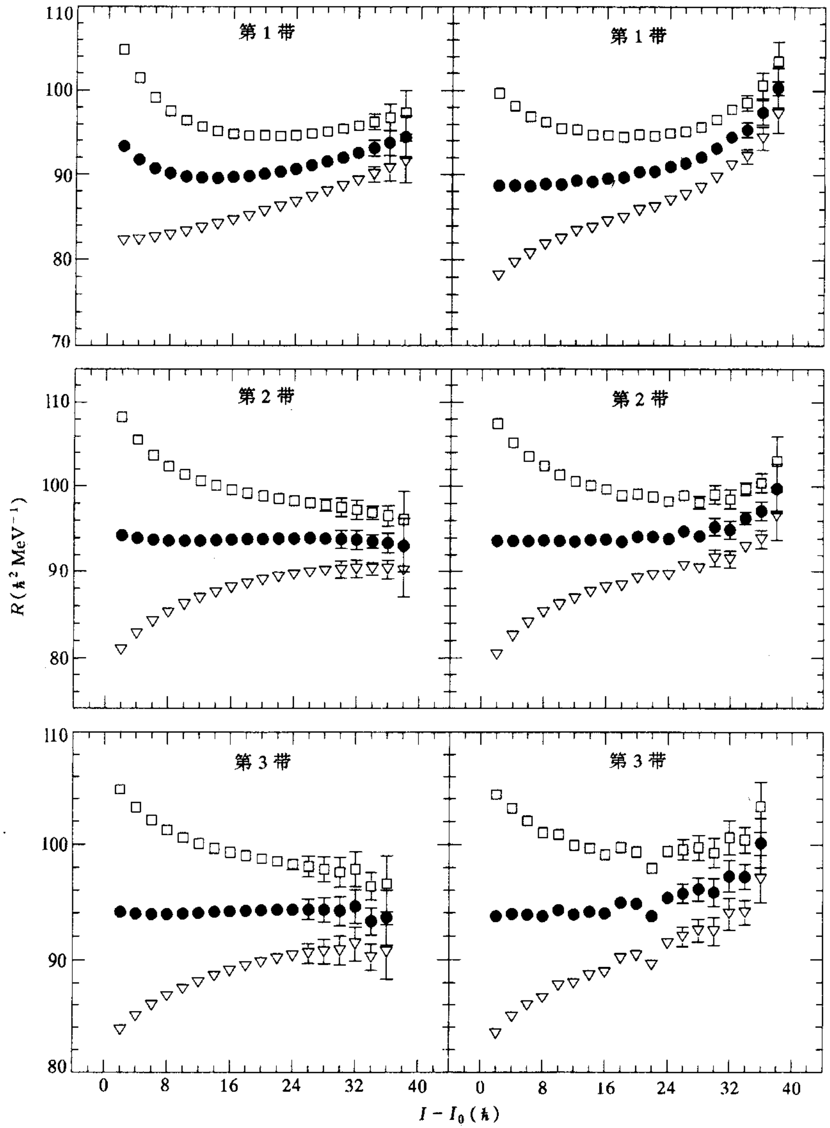

图 4　^{194}Hg 中 3 个超形变带的 R 值(定义见正文(6)式)与自旋指定的关系

左图给出的是扣除掉$\Delta I=4$分岔的影响后的结果,右图给出了未扣除$\Delta I=4$分岔的影响的结果.

• 按照 ab 拟合给出的自旋指定,□(▽)是人为地到将自旋值升高(降低)$\hbar$.

变带可能带来开创性的变化,因为在这个区域的超形变带中,跃迁能量普遍表现出更大幅度的振荡起伏. 因此, 扣除或不扣除$\Delta I=4$分岔的影响,可能会给出不同的自旋指定. 实际计算也的确如此. 在理论上,这是第一次从跃迁能量中分离出决定$\Delta I=4$分岔现象的那一部分的具体形式(当然可能还包括了测量中的偶然起伏),因而有助于进一步研究$\Delta I=4$分岔问题. 当然,这里提取的$f(I)$,在理论上说并不是唯一的,还可以相差一个I的3次多项式.

最后还需要指出,产生$\Delta I=4$分岔的原因既可以是C_4对称性或16极形变,也可以是

带交叉，甚至是转动带性质(例如转动惯量)的突然变化．因此，本文对于第二类转动惯量的分析，并不足以否定对力减弱引起 $\mathscr{J}^{(2)}$下降的原有解释．

对于 A～190 和 150 区超形变带的系统分析工作，将另文发表．

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: 559
(胡济民，许甫荣，郑春开．高能物理与核物理，1996, **20**: 559)

[7] R. Piepenbring, K. V. Protasov, Z. Phys., 1993, **345**: 7

[8] T. L. Khoo, M. P. Carpenter, T. Lauritsen et al., Phys. Rev. Lett., 1996, **76**: 1583

[9] A. Lopez-Martens, F. Hannachi, A. Korichi et al., Rhys. Lett., 1996, **B380**: 18

[10] S. Flibotte, H. R. Andrwes, G. C. Ball et al., Phys. Rev. Lett., 1993, **71**: 4299

[11] B. Cederwall, R. V. F. Janssens, M. J. Brinkman et al., Phys. Rev. Lett., 1994, **72**: 3150

[12] 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)

[13] C. W. Beausang, E. A. Henry, J. A. Becker et al., Z. Phys., 1990, **A335**: 325

[14] X. L. Han, C. L. Wu, At. Data Nucl. Data Tables, 1996, **63**: 117

[15] C. S. Wu, L. Cheng, C. Z. Liu et al., Phys. Rev., 1992, **C45**: 2507

Improvement of the Spin Assignment of the Superdeformed Band ——Elimination of the $\Delta I = 4$ Bifurcation

Wu Chongshi

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

Abstract The counterpart which is related to the $\Delta I = 4$ bifurcation was separated properly from the observed transition energies. The spins of a superdeformed band may be assigned more accurately by the *ab* fitting after the $\Delta I = 4$ bifurcation is removed. The spin assignment for the superdeformed bands in ^{194}Hg were re-investigated. A linear increasing is shown in the dynamic moments of inertia and the deflection disappears.

Key words superdeformed band, $\Delta I = 4$ bifurcation, spin assignment, *ab* expression, nuclear moment of inertia

Received 17 December 1996