

超形变核转动惯量的系统奇偶差与堵塞效应

雷奕安 曾谨言

(北京大学物理系, 北京 100871)

摘要 与正常形变核相似, 超形变核的转动惯量存在系统的奇偶差, 这是超形变核中对力及堵塞效应存在的无可争辩的证据. 随转动频率增高, 由于 Coriolis 反配对效应, 奇偶差逐渐变弱. 特别是当 $\hbar\omega \geq 0.20\text{MeV}$ 后, 动力学转动惯量 $J^{(2)}$ 的奇偶差变得模糊, 在某些情况下, 可能出现相邻核的 $J^{(2)}$ 值几乎相同的现象. 但对于运动学转动惯量 $J^{(0)}$, 即使在很高的转动频率下, 仍在一定程度上呈现奇偶差.

关键词 超形变转动带 转动惯量奇偶差 堵塞效应

自从超形变 (SD) 转动带 $^{191}\text{Hg}(1)$ 发现以后, 在 $A \sim 190$ 区已观测到 30 多条 SD 转动带^[1]. 首先, 人们注意到^[2~3], $A \sim 190$ 区的绝大多数 SD 带的动力学转动惯量 $J^{(2)}$ 随转动频率 ω 增高而规则地增大, 这与正常形变核的转动带 (在回弯之下) 的情况很相似. 借助于形变随 ω 而增大来解释上述现象的设想, 已为能级寿命 (由它可得出电四极矩及形变) 的实验观测所否定. 不计及对力的计算所得出的转动惯量 $J^{(2)}$ 几乎与 ω 无关. 为说明 $J^{(2)}$ 随 ω 平滑上升, 对力是至关重要的. 研究表明, $J^{(2)}$ 的增大, 主要来自高 N 壳的中子和质子的逐渐顺排. 本文将系统分析 $A \sim 190$ 区超形变转动带的奇偶差. Stephens 等人^[2]指出, 某些相邻核的超形变带的转动惯量 $J^{(2)}$ 值在一定频率范围中几乎全同. 最近, 有人发现, 在正常形变核的低自旋态区, 也存在全同带. 这现象与 BCS 理论有严重矛盾. 对于系统的转动惯量奇偶差和相邻奇 A 核与偶偶核中的全同带这个矛盾的现象, 如何给出一个自洽的解释?

1 两类转动惯量的提取

迄今, 已提出了几种确定 SD 带角动量的方法^[3, 4], 不同方法所确定出的 $A \sim 190$ 区 SD 带的角动量都是一样的 (除 $^{189}, ^{190}\text{Hg}$ 外). 因为已观测到的 $A \sim 190$ 区各 SD 带的最低能级的角动量 I_i 很低 (例如, 对于 $^{194}, ^{196}\text{Pb}$, $I_i=6$), 这样所定的角动量的不确定度 (± 1) 可以排除. 下面假定这些文献中定出的 SD 带的角动量是正确的.

在文献[5]中, 提出了一个 3 参数的转动谱新公式

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

它可以从非轴对称度不大 ($\sin^2 3\gamma \ll 1$) 的稳定变形核的 Bohr Hamilton 量 (含有势能中的非简谐项 $k\beta^4$) 导出. (1) 式可改写成如下更方便的形式:

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

式中 $a = a'(1+k)$, $c = a'bk$. 无量纲参量 b 表征原子核的软度, 对于稳定变形核 b 值非常小.

(2)式右边最后一项是一个小的修正 ($|c| \ll a$), c 可正可负, 视 k 的正负而定. 相应的运动学和动力学转动惯量示成

$$\frac{\hbar^2}{J^{(1)}} = \frac{ab}{[1 + bI(I+1)]^{1/2}} + 2c, \quad \frac{\hbar^2}{J^{(2)}} = \frac{ab}{[1 + bI(I+1)]^{3/2}} + 2c. \quad (3)$$

在带首附近, $J^{(1)}$ 和 $J^{(2)}$ 都趋于

$$J_0 = \hbar^2 / (ab + 2c). \quad (4)$$

分析表明, 正常形变下的稀土和锕系核转动谱 (直到很高的角动量) 都可以很好的由 (2) 式给出. 下面采用最小二乘法去拟合每一条 SD 带中的 γ 跃迁能量 $E_\gamma(I) \equiv E(I) - E(I-2)$. 令人惊奇的是 $A \sim 190$ 区各 SD 带的所有观测到的 E_γ 数据, 可以用 (2) 式极好地给出. 在表 1 中给出了几个 SD 带的计算样例: 晕 SD 带 ^{192}Hg , $^{194}\text{Hg}(1)$ 和 ^{196}Pb , signature 对偶 SD 带 ^{191}Hg (2, 3) 和 SD 带 ^{191}Au , signature 对偶 SD 带 ^{194}Hg (2, 3) 和奇奇核 SD 带 ^{194}Tl 的跃迁能量 $E_\gamma(I) = E(I) - E(I-2)$ 的实验值和计算值, 其它 SD 带的分析与此相似. 例如, 3 条 SD 带 $^{194}\text{Hg}(1, 2, 3)$ 已测出的 51 条 γ 射线能量 E_γ 可以用 (2) 式极好地给出, 平均偏离 $\delta = |E_{\gamma, \text{计算}} - E_{\gamma, \text{实验}}| < 0.2 \text{ keV}$, 远小于典型的实验误差 ($0.5 \sim 1.0 \text{ keV}$). 但如果把指定的角动量改变 $+1$ 或 -1 , 则 δ 将增

表 1 $A \sim 190$ 区几个典型超形变带的两类转动惯量^{a)}

I	$^{192}\text{Hg} (\alpha=0)$				$^{194}\text{Hg} (1) (\alpha=0)$				$^{196}\text{Pb} (\alpha=0)$			
	$E_\gamma(I)$		$J^{(1)}$	$J^{(2)}$	$E_\gamma(I)$		$J^{(1)}$	$J^{(2)}$	$E_\gamma(I)$		$J^{(1)}$	$J^{(2)}$
	实验 ^[3]	计算 1			实验 ^[6]	计算 2			实验 ^[7]	计算 3		
46					841.0	840.7	108.84	145.84				
44					812.0	812.7	107.65	142.95				
42	793.4	793.4	105.14	133.88	783.9	784.1	106.45	139.95				
40	762.8	763.0	104.07	131.73	754.6	754.9	105.25	136.87				
38	732.1	732.1	102.99	129.45	725.4	725.0	104.05	133.71				
36	700.6	700.6	101.89	127.04	693.8	694.3	102.85	130.48				
34	668.6	668.5	100.78	124.51	662.4	662.9	101.66	127.21	688.6	688.7	97.84	122.60
32	635.8	635.7	99.66	121.87	630.5	630.6	100.49	123.91	654.5	654.9	96.72	118.23
30	602.3	602.1	98.54	119.13	597.3	597.4	99.33	120.60	620.2	619.9	95.67	114.23
28	567.9	567.7	97.43	116.31	563.6	563.3	98.19	117.31	584.3	583.7	94.69	110.58
26	532.4	532.4	96.32	113.43	528.3	528.2	97.08	114.07	546.4	546.4	93.76	107.26
24	496.3	496.3	95.24	110.52	492.3	492.2	96.01	110.90	508.1	508.1	92.90	104.25
22	459.1	459.1	94.18	107.61	455.2	455.1	94.98	107.83	468.5	468.7	92.11	101.54
20	420.8	420.9	93.15	104.74	417.1	416.9	94.00	104.89	428.1	428.3	91.38	99.10
18	381.6	381.7	92.17	101.94	377.8	377.8	93.08	102.11	387.3	387.1	90.72	96.93
16	341.1	341.4	91.24	99.27	337.7	337.6	92.22	99.53	344.9	345.0	90.13	95.01
14	299.9	300.0	90.38	96.76	296.2	296.4	91.44	97.16	301.7	302.1	89.60	93.33
12	257.7	257.7	89.60	94.45	254.3	254.3	90.73	95.04	258.5	258.6	89.14	91.88
10	214.6	214.4	88.91	92.41		211.4	90.12	93.19	214.8	214.5	88.75	90.67
8		170.3	88.32	90.65		167.8	89.60	91.93	169.9	169.9	88.42	89.67

a) 计算 1: $a = 0.6597 \times 10^4 \text{ keV}$; $b = 8.1684 \times 10^{-4}$, $c = 3.0427 \text{ keV}$; 计算 2: $a = 1.0855 \times 10^4 \text{ keV}$, $b = 5.7955 \times 10^{-4}$, $c = 2.4983 \text{ keV}$; 计算 3: $a = 9.6373 \times 10^4 \text{ keV}$, $b = 1.5198 \times 10^{-4}$, $c = -1.6288 \text{ keV}$

表 1(续)^{a)}

I	$^{191}\text{Hg}(2) (\alpha=1/2)$				$^{191}\text{Hg}(3) (\alpha=-1/2)$				$^{191}\text{Au} (\alpha=-1/2)$			
	$E_\gamma(I-1)$		$J^{(1)}$	$J^{(2)}$	$E_\gamma(I)$		$J^{(1)}$	$J^{(2)}$	$E_\gamma(I)$		$J^{(1)}$	$J^{(2)}$
	实验 ^[8]	计算 4			实验 ^[8]	计算 5			实验 ^[9]	计算 6		
75/2	699.2	699.1	103.21	122.96	707.5	707.4	104.86	127.53				
71/2	666.0	666.0	102.32	119.86	675.2	675.4	103.88	124.33	678.4	678.0	103.49	124.68
67/2	631.9	632.0	101.47	116.95	642.6	642.6	102.93	121.26	644.6	645.1	102.53	120.95
63/2	596.9	597.2	100.66	114.22	609.2	609.0	102.02	118.32	611.4	611.4	101.62	117.56
59/2	561.8	561.5	99.90	111.67	574.3	574.6	101.15	115.51	575.9	576.6	100.78	114.46
55/2	525.1	525.1	99.19	109.31	539.5	539.4	100.32	112.85	540.9	541.0	99.99	111.66
51/2	488.1	488.0	98.52	107.13	503.3	503.3	99.53	110.35	504.4	504.6	99.26	109.11
47/2	449.9	450.1	97.89	105.12	466.5	466.5	98.78	108.01	467.6	467.3	98.58	106.81
43/2	411.5	411.6	97.32	103.29	429.1	428.9	98.09	105.83	430.0	429.3	97.96	104.75
39/2	372.5	372.4	96.79	101.64	390.2	390.5	97.45	103.83	391.2	390.6	97.40	102.91
35/2	332.9	332.6	96.32	100.16	351.6	351.5	96.86	102.02	351.8	351.3	96.89	101.27
31/2	292.0	292.3	95.90	98.85	311.8	311.8	96.33	100.38	311.7	311.4	96.44	99.84
27/2		251.4	95.53	97.72		271.5	95.86	98.93	270.6	270.9	96.04	98.60
23/2		210.2	95.21	96.75		230.7	95.45	97.68	229.5	230.0	95.70	97.54

a) 计算 4: $a=6.1411 \times 10^4 \text{ keV}$, $b=1.5936 \times 10^{-4}$, $c=0.4004 \text{ keV}$; 计算 5: $a=2.9492 \times 10^4 \text{ keV}$, $b=2.5431 \times 10^{-4}$, $c=1.5500 \text{ keV}$; 计算 6: $a=2.1452 \times 10^5 \text{ keV}$, $b=0.8407 \times 10^{-5}$, $c=-3.7430 \text{ keV}$

表 1(续)^{a)}

I	$^{194}\text{Hg}(2) (\alpha=0)$				$^{194}\text{Hg}(3) (\alpha=1)$				$^{194}\text{Tl}(4) (\alpha=1)$			
	$E_\gamma(I)$		$J^{(1)}$	$J^{(2)}$	$E_\gamma(I+1)$		$J^{(1)}$	$J^{(2)}$	$E_\gamma(I+1)$		$J^{(1)}$	$J^{(2)}$
	实验 ^[10]	计算 7			实验 ^[10]	计算 8			实验 ^[11]	计算 9		
44	807.0	807.0	108.34	139.25								
42	777.7	777.6	107.26	135.94	793.0	793.0	107.70	135.64				
40	747.6	747.5	106.21	132.67	762.7	762.8	106.69	132.66				
38	716.7	716.6	105.17	129.45	732.2	732.0	105.69	129.69				
36	684.5	684.9	104.16	126.30	700.4	700.4	104.71	126.75	685.9	685.7	106.79	120.94
34	652.2	652.4	103.17	123.21	668.0	668.1	103.74	123.86	652.0	652.1	106.13	118.99
32	619.3	619.2	102.21	120.22	635.1	635.0	102.81	121.02	617.5	617.9	105.50	117.10
30	585.2	585.1	101.29	117.33	600.9	601.2	101.90	118.25	583.5	583.2	104.89	115.27
28	550.3	550.1	100.40	114.55	566.4	566.6	101.02	115.57	548.0	548.0	104.30	113.51
26	514.3	514.4	99.55	111.90	531.6	531.2	100.17	112.99	512.0	512.2	103.74	111.83
24	477.7	477.8	98.74	109.39	494.6	495.0	99.37	110.53	475.9	475.9	103.21	110.24
22	440.7	440.5	97.98	107.03	458.3	458.1	98.60	108.19	439.3	439.1	102.71	108.73
20	402.1	402.3	97.27	104.83	420.4	420.3	97.88	105.99	401.7	401.9	102.24	107.32
18	363.7	363.4	96.61	102.81	382.1	381.8	97.21	103.94	364.4	364.1	101.81	106.02
16	323.8	323.8	96.01	100.96	342.8	342.6	96.59	102.05	326.0	326.0	101.41	104.83
14	283.3	283.5	95.47	99.31	302.5	302.8	96.03	100.34	287.5	287.4	101.05	103.75
12	242.7	242.7	94.99	97.86	262.3	262.3	95.52	98.82	248.4	248.5	100.73	102.79
10	201.3	201.3	94.58	96.60		221.3	95.08	97.48	209.3	209.3	100.45	101.95

a) 计算 7: $a=2.2052 \times 10^4 \text{ keV}$, $b=3.1025 \times 10^{-4}$, $c=1.9229 \text{ keV}$; 计算 8: $a=1.9241 \times 10^4 \text{ keV}$, $b=3.2972 \times 10^{-4}$, $c=2.1532 \text{ keV}$; 计算 9: $a=2.5393 \times 10^4 \text{ keV}$, $b=2.1325 \times 10^{-4}$, $c=2.3072 \text{ keV}$

大一个数量级。鉴于每一个 SD 带的 E_γ 观测值能如此精确地由 (2) 式给出, 由相应的 (3) 式提取的转动惯量, 就是实验值的一个真实再现。通常, 动力学与运动学转动惯量的实验值是从

如下的差商公式来提取

$$J^{(2)}(I) = \frac{4\hbar^2}{\Delta E_\gamma} = \frac{4\hbar^2}{E_\gamma(I+2) - E_\gamma(I)}, \quad J^{(1)}(I-1) = \frac{\hbar^2(2I-1)}{E_\gamma(I)}. \quad (5)$$

计算表明, 用(5)式提取的转动惯量与由(3)式提取的结果非常接近(但由于 ΔE_γ 有较大的相对误差, 由(5)式提取的 $J^{(2)}$ 值呈现出一定的涨落)。

2 $A \sim 190$ 区超形变核转动惯量的奇偶差

下面将系统分析 $A \sim 190$ 区 SD 带转动惯量的奇偶差。图 1 中给出用(3)式提出的偶偶核晕 SD 带的奇 A 核—准粒子 SD 带的转动惯量, 分 $\hbar\omega = 0, 0.1, 0.2, 0.3$ MeV 4 种情况。可看出:

(i) 与正常形变核低自旋情况相似, 转动频率很低时 ($\hbar\omega \leq 0.2$ MeV), SD 带的转动惯量 ($J^{(2)}$ 与 $J^{(1)}$) 的确存在系统的奇偶差。这应视为 SD 核中对力及堵塞效应存在的无可争辩的证据。

(ii) 由于偶偶核晕 SD 带的 $J^{(2)}$ 随 ω 增大的斜率, 比奇 A 核要陡, 因此随 ω 增高, $J^{(2)}$ 的奇偶差逐渐变得模糊, 即当 $\hbar\omega > 0.2$ MeV 后, $J^{(2)}$ 的奇偶差逐渐消失, 而在适当的情况下, 某些相邻的奇 A 核和偶偶核的 $J^{(2)}$ 变得几乎相等(例如 ^{192}Hg SD 带与 ^{191}Hg (2, 3) 和 ^{193}Hg (2, 3) 带)。微观上讲, 这是 Coriolis 力反配对效应的结果。

(iii) 由于 $J^{(1)}$ 随 ω 增大比 $J^{(2)}$ 慢, 即使在很高的频率区, $J^{(1)}$ 的奇偶差仍然在一定程度上存在。图 2 给出了 8 组 SD 带的动力学转动惯量随 ω 的变化, 便于了解各 SD 带的内禀组态结构。

图 2(a) 中给出 5 个偶偶核 ($^{192}, ^{194}\text{Hg}$ 和 $^{194}, ^{196}, ^{198}\text{Pb}$) 的晕 SD 带的 $J^{(2)}$ 随 ω 的变化。这些转

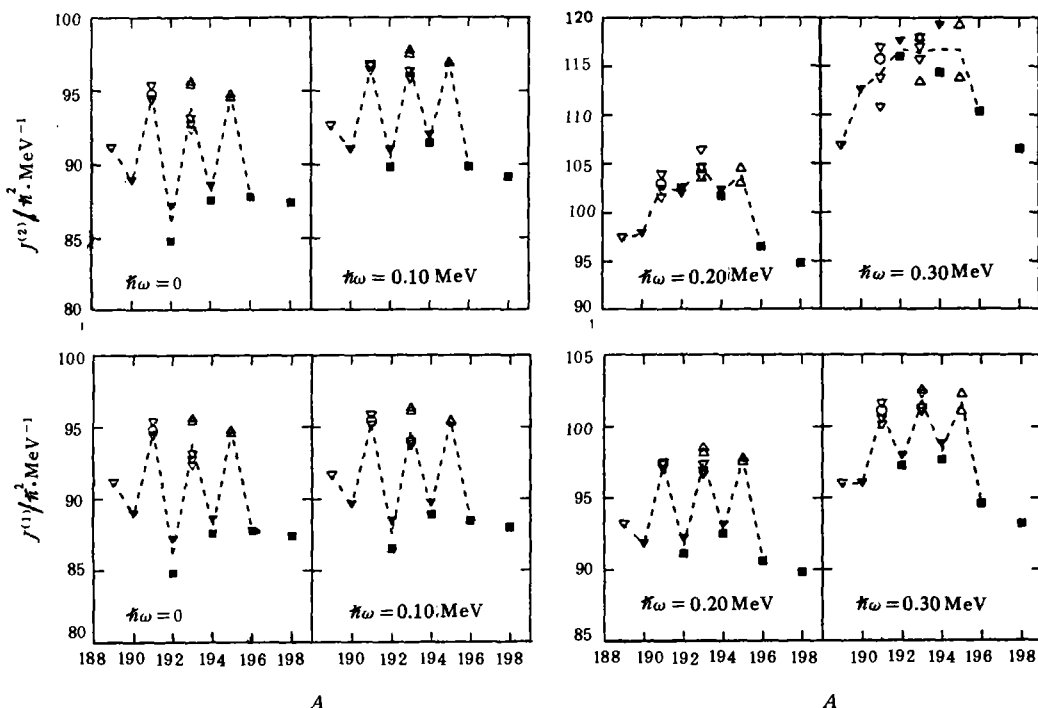


图 1 $A \sim 190$ 区超形变带两类转动惯量的奇偶差

▼与■分别表示晕 SD 带 $^{190-194}\text{Hg}$ 和 $^{192-193}\text{Pb}$; ▽, Δ 和 ○ 分别表示奇 A 核单准粒子 SD 带 $^{189}, ^{191}, ^{193}\text{Hg}$, $^{193}, ^{195}\text{Tl}$ 和 ^{191}Au

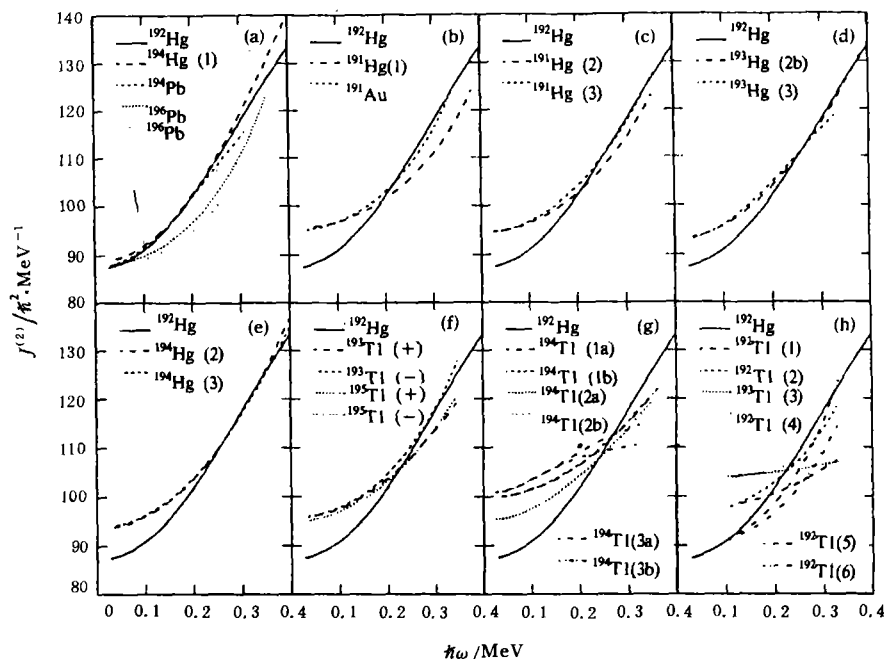


图 2 $A \sim 190$ 区超形变带动力学转动惯量随角频率 ω 的变化

动带的高 N 组态已被指定为 $\pi 6^4 \nu 7^4$, 因此, 它们的带首转动惯量以及 $J^{(2)}$ 随 ω 增大的行为很相近是不足为怪的, 这与正常形变偶偶核转动带的情况相似。

图 2(b) 给出奇 A 核 SD 带 $^{191}\text{Hg}(1)$ 和 ^{191}Au 与偶偶核 ^{192}Hg SD 带的比较。实验上尚未观测到 $^{191}\text{Hg}(1)$ 与 ^{191}Au SD 带的 signature 对偶带, 这表明它们的 signature 分裂可能很大^[7, 11]。 $^{191}\text{Hg}(1)$ 和 ^{191}Au 的带首转动惯量分别为 $95.3\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ 和 $94.8\hbar^2\text{MeV}^{-1}$, 比 ^{192}Hg 的 $J_0 = 87.15\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ 约大 9%。但我们注意到, 当 $\hbar\omega \geq 0.20\text{MeV}$ 之后, ^{191}Au 与 ^{192}Hg 的 SD 带的 $J^{(2)}$ 值几乎完全相同, 即构成全同 SD 带。以上性质与它们的组态指定^[9, 12]是协调的: 即 $^{191}\text{Hg} = \text{“}^{192}\text{Hg 核心”} \otimes \nu[761]3/2^{-1}$, $^{191}\text{Au} = \text{“}^{192}\text{Hg 核心”} \otimes \pi[411]1/2^{-1}$ 或 $\pi[530]1/2^{-1}$ 。

图 2(c) 给出 ^{191}Hg 的激发 SD 带 $^{191}\text{Hg}(2, 3)$, 它的奇中子已被指定^[12]占据低 Ω 轨道 $\nu[642]3/2$ 。果然, 实验发现这一组 signature 对偶带在 $\hbar\omega \geq 0.15\text{MeV}$ 后有明显的 signature 分裂。图 2(d) 给出 ^{193}Hg 的一组 signature 对偶带 $^{193}\text{Hg}(2b, 3)$ ^[12], 它的奇中子被认为是处于正宇称高 Ω 轨道 $\nu[642]9/2$ 。的确, 实验观测表明, 它们没有 signature 分裂。图 2(e) 给出 ^{194}Hg 的一组激发的 signature 对偶带 $^{194}\text{Hg}(2, 3)$, 它被认为与 ^{192}Hg SD 带全同^[13]。从图 2(e) 可以看出, 在 $\hbar\omega \approx 0.2 \sim 0.4\text{MeV}$ 频率范围中, 它们的 $J^{(2)}$ 几乎全同, 但在其它频率范围中则否。实验表明, 它们没有 signature 分裂, 这与下列组态指定^[12]一致, 即 $^{194}\text{Hg}(2, 3) = \text{“}^{192}\text{Hg 核心”} \otimes \nu[624]9/2 \otimes \nu[512]5/2$ 。

图 2(f) 是两对 signature 对偶 SD 带, $^{193}\text{Tl}(\pm)$ 与 $^{195}\text{Tl}(\pm)$, 在 $\hbar\omega \geq 0.2\text{MeV}$ 后, 它们呈现很相似的 signature 分裂。它们的奇质子被指定^[12]占据高 N 闯入轨道 $\pi[642]5/2$, 这是合理的。图 2(g) 给出奇奇核 ^{194}Tl 的 3 对 $^{194}\text{Tl}(1a, 1b)$, $^{194}\text{Tl}(2a, 2b)$ 和 $^{194}\text{Tl}(3a, 3b)$ ^[11]。其中 $^{194}\text{Tl}(1a, 1b)$ 和 $^{194}\text{Tl}(2a, 2b)$ 没有观测到 signature 分裂, 而 $^{194}\text{Tl}(3a, 3b)$ 在 $\hbar\omega \geq 0.15\text{MeV}$ 之后有明显的

signature 分裂, 这表明它的奇质子和奇中子都可能处于高 N 闯入轨道. 奇奇核 ^{192}Tl 的 3 对 signature 对偶 SD 带^[13], 即为 $^{192}\text{Tl}(1, 2)$, $^{192}\text{Tl}(3, 4)$ 和 $^{192}\text{Tl}(5, 6)$ 的类似图形(见图 2(h)), 在 $\hbar\omega \geq 0.15 \text{ MeV}$ 之后, 它们都呈现显著的 signature 分裂. 文献[13] 中已经指出, $^{192}\text{Tl}(3, 4)$ 的动力学转动惯量几乎与 ω 无关(见图 2(h)). 此外, 还可注意到, $^{192}\text{Tl}(3, 4)$ 的带首转动惯量特别大, $J_0 = 103 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$, 比 ^{192}Hg SD 带大得多. 以上特性可以用两条高 N 低 Ω 轨道 $\nu[761]3/2 \otimes \pi[642]5/2$ 上的双重堵塞来说明^[13]. 与此相反, $^{192}\text{Tl}(5, 6)$ 的带首转动惯量 ($J_0 = 89 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$) 以及 $J^{(2)}$ 随 ω 变化, 都与 ^{192}Hg SD 带相似, 即 ^{172}Hf 的二准粒子 $\pi[404]7/2 \otimes \pi[402]5/2$ 激发带的转动惯量与 ^{170}Yb 基带几乎相等. 事实上, 堵塞效应对转动惯量的影响与堵塞能级的位置以及它对 Coriolis 力的响应密切相关^[14, 15]. 可以想象, $^{192}\text{Tl}(5, 6)$ 带的被堵塞的两条轨道的性质与 $^{192}\text{Tl}(3, 4)$ 很不相同, 它们几乎不受 Coriolis 作用的影响.

3 结论

以上唯象分析表明, $A \sim 190$ 区 SD 带的转动惯量存在系统的奇偶差, 这是在超形变核中也存在对力与堵塞效应的不容争辩的证据. 然而随转动频率逐渐增高, 由于 Coriolis 反配对作用增强, 此奇偶差将逐渐变小. 特别是, 当 $\hbar\omega \geq 0.2 \text{ MeV}$ 之后, 动力学转动惯量 $J^{(2)}$ 的奇偶差将逐渐模糊, 而在某些情况下, 在相邻核中可能出现全同 SD 带. 应用处理推转壳模型 Hamilton 量本征值问题的粒子数守恒方法(堵塞效应已严格考虑)的计算, 可以对转动惯量的奇偶差变化规律给予满意的说明^[15], 但超形变核中的对力强度似乎比正常形变核要弱得多.

参 考 文 献

- 1 Janssens R V F, Khoo T L. Superdeformed nuclei. *Ann Rev Nucl Part Sci*, 1991, 41: 321
- 2 Stephens F S, Deleplanque M A, Draper D E *et al.* Spin assignments in superdeformed Hg nuclei. *Phys Rev Lett*, 1990, 64: 2 623
- 3 Becker J A, Roy N, Henry E A *et al.* Observation of superdeformation in ^{192}Hg . *Phys Rev C*, 1990, 41: R9
- 4 Zeng J Y, Meng J, Wu C S *et al.* Spin determination and quantized alignment in the superdeformed bands in ^{152}Dy , ^{151}Tb and ^{150}Gd . *Phys Rev C*, 1991, 44: R1 745
- 5 Huang H X, Wu C S, Zeng J Y. Calculation of rotational spectra of well-deformed nuclei up to very high spin. *Phys Rev C*, 1989, 39: 1 617
- 6 Beausang C W, Henry E A, Becker J A *et al.* Observation of superdeformed bands in ^{194}Hg . *Z Phys A*, 1990, 335: 325
- 7 Moore E F, Liang Y, Janssens R V F *et al.* Spectroscopy of the superdeformed bands in ^{196}Pb . *Phys Rev C*, 1993, 48: 2 261
- 8 Carpenter M P, Janssens R V S, Moore E *et al.* Excited superdeformed bands in ^{194}Hg . *Phys Lett B*, 1990, 240: 44
- 9 Deleplanque M A, Diamond R M, Moore E F *et al.* Superdeformation in ^{191}Au . *Phys Rev Lett*, 1993, 71: 340
- 10 Cullen D M, Rily M A, Alderson A *et al.* Evidence for octupole softness of the superdeformed shape from band interaction in ^{193}Hg . *Nucl Phys A*, 1990, 520: 105c
- 11 Azaiez F, Kelly W H, Kortén W *et al.* Six "identical" superdeformed bands in ^{194}Tl . *Phys Rev Lett*, 1991, 66: 1 030
- 12 Janssens R V F, Carpenter M P, Drigert M W *et al.* Superdeformation in the mercury nuclei. *Nucl Phys A*, 1990, 520: 75c
- 13 Liang Y, Carpenter M P, Janssen R V F *et al.* Double blocking in the superdeformed ^{192}Tl nucleus. *Phys Rev C*, 1992, 40: R2 316
- 14 Zeng J Y, Jin T H, Zhao Z J. Reduction of nuclear moment of inertia due to pairing interaction. *Phys Rev C*, 1994, 50: 1 388
- 15 Zeng J Y, Lei Y A, Jin T H *et al.* Blocking effect and odd-even differences in the moments of inertia of rare-earth nuclei. *Phys Rev C*, 1994, 50: 746