

## 奇 A Tl 核超形变的形状演化\*

邢正<sup>1,2,3</sup> 陈星藻<sup>1,2,3</sup> 王子兴<sup>1,2</sup> 徐进章<sup>1,3</sup>

1 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论研究中心 兰州 730000)

2 (中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

3 (兰州大学现代物理系 兰州 730000)

**摘要** 利用粒子-转子模型研究了奇 A Tl 核 yrast 超形变核态的能谱, 能量的旋称分离以及低自旋区的 M1 跃迁, 理论值和实验值符合较好, 研究表明奇 A Tl 超形变核态具有小的三轴形变, 随着 N 的增加, 重的 Tl 核比轻的 Tl 核四极形变要稍大.

**关键词** 原子核结构 超形变 三轴形变 粒子-转子模型

A ≈ 190 区超形变带(SD 带)同 A ≈ 150, 130, 80 区相比较, 已经观测到较低的自旋值和较小的跃迁能量, 从而提供了进行细致 SD 谱学研究的实验条件, 这些研究主要集中在奇 Z 核和奇 N 核的旋称伙伴带, 这些带的底部带间 M1 跃迁可以同带内 E2 跃迁相竞争, 因此除了测量 γ 跃迁能量  $E_\gamma$  外, 还可测量磁的性质, 识别具有中等或高 K 值的 SD 核的激活(active)轨道, 识别其组态, 对奇 A Tl 核 yrast 超形变带实验数据最为系统和丰富<sup>[1-5]</sup>, 使我们有可能研究超形变核态的形状演化. 本文利用粒子-转子模型计算奇 A Tl 核 yrast 旋称伙伴带的 γ 跃迁能量, 能量的旋称分离以及 B(M1) 跃迁, 研究奇 A Tl 核的形状演化.

粒子-转子哈密顿量<sup>[6]</sup>

$$H = H_{\text{rot}} + H_{\text{intr}}, \quad (1)$$

其中转动哈密顿量

$$H_{\text{rot}} = \sum_{K=1}^3 \frac{\hbar^2}{2J_K} (I_K - j_K)^2, \quad (2)$$

这里  $I_K, j_K$  分别是总角动量和单粒子角动量的 K 分量,  $J_K$  是转动惯量, 数值计算中采用了不可压缩无旋流体模型的转动惯量公式.

$$J_K = \frac{4}{3} J_0(I) \sin^2(\gamma + K \frac{2\pi}{3}), \quad (3)$$

$J_0(I)$  是 SD 带总角动量 I 的光滑函数, 取<sup>[6]</sup>

\* 国家自然科学基金(19975023)和核工业科学基金(Y7197AY103)资助

$$J_0(I) = J_{00} \frac{1 + \sqrt{1 + bI(I+1) + cI^2(I+1)^2}}{2}, \quad (4)$$

参数  $J_{00}$ ,  $b$  和  $c$  由拟合实验级联  $\gamma$  跃迁能量来估计.

内禀哈密顿量

$$H_{\text{int}} = \sum_{\nu} (\epsilon_{\nu} - \lambda) a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} + \frac{\Delta}{2} \sum_{\mu\nu} \delta(\bar{\mu}, \nu) (a_{\nu}^{\dagger} a_{\mu}^{\dagger} + a_{\nu} a_{\mu}), \quad (5)$$

$\lambda$  为费米能,  $\Delta$  为能隙参数,  $\epsilon_{\nu}$  是角动量为  $j$  的单粒子在三轴形变四极势  $V(\gamma)$  中的单粒子能量,

$$V(\gamma) = \frac{\kappa}{j(j+1)} \{ [3j_3^2 - j(j+1)] \cos\gamma + \sqrt{3}(j_2^2 - j_1^2) \sin\gamma \}, \quad (6)$$

$\kappa$  是能量单位, 同四极形变  $\beta$  有关, 对  $\pi i_{13/2}$  壳, 在  $\beta \approx 0.5$  附近,  $\kappa \approx 7 \text{MeV}^{[6]}$ .

(1) 式用强耦合基底对角化, 得到本征值和本征函数, 则约化跃迁几率为

$$B(O\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f || \mu(O\lambda) || I_i \rangle|^2. \quad (7)$$

为了与 SD 带实验数据进行比较, SD 带退激自旋  $I_0$  已经指定, 即对  $^{189}\text{Tl}(b1)$ ,  $I_0 = 27/2$ , 相应  $E_{\gamma} \equiv E_{\gamma}(I_0 + 2 \rightarrow I_0) = 326.3 \text{keV}$ ; 对  $^{189}\text{Tl}(b2)$ ,  $I_0 = 25/2$ , 相应  $E_{\gamma} = 304.5 \text{keV}$ ; 对  $^{191}\text{Tl}(b1)$ ,  $I_0 = 23/2$ , 相应  $E_{\gamma} = 277 \text{keV}$ ; 对  $^{191}\text{Tl}(b2)$ ,  $I_0 = 25/2$ , 相应  $E_{\gamma} = 296 \text{keV}$ ; 对  $^{193}\text{Tl}(b1)$ ,  $I_0 = 19/2$ , 相应  $E_{\gamma} = 227.3 \text{keV}$ ; 对  $^{193}\text{Tl}(b2)$ ,  $I_0 = 17/2$ , 相应  $E_{\gamma} = 206.6 \text{keV}$ ; 对  $^{195}\text{Tl}(b1)$ ,  $I_0 = 11/2$ , 相应  $E_{\gamma} = 146.2 \text{keV}$ ; 对  $^{195}\text{Tl}(b2)$ ,  $I_0 = 13/2$ , 相应  $E_{\gamma} = 167.5 \text{keV}$ . 对每一核素, 由于带 1 和带 2 为旋称伙伴带, 可以看成是一条超形变转晕带, 计算中采用同一组参数, 计算的级联  $\gamma$  跃迁能量  $E_{\gamma}$  规格化到某一能级  $\gamma$  跃迁能量的实验值以决定能量单位  $\kappa$  值.

图 1 给出了  $i_{13/2}$  三轴粒子-转子模型计算的奇  $A^{189-195}\text{Tl}$  超形变带  $\gamma$  跃迁能量并同实验值进行了比较, 图 2 给出了低能部分偶极跃迁能量并同已有实验值进行了比较, 使用参数见表 1, 由图 1 和图 2 可见:

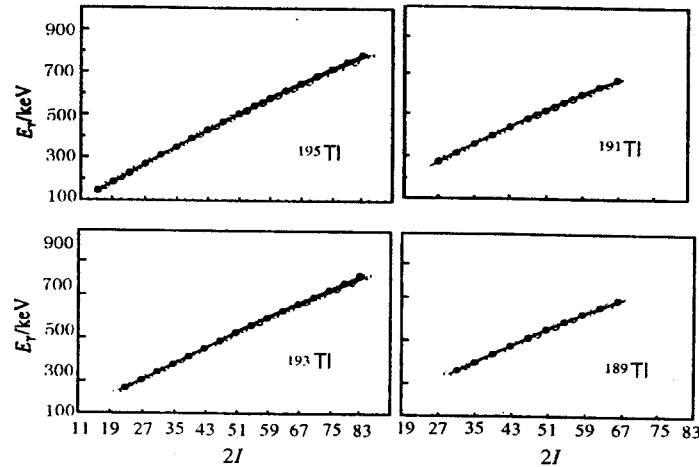


图 1 奇  $A\text{Tl}$  核超形变带  $\gamma$  跃迁能量理论值同实验值比较

带 1 和带 2 的理论值分别由实线和点线表示, 相应的实验值由实心圆和空心圆给出.

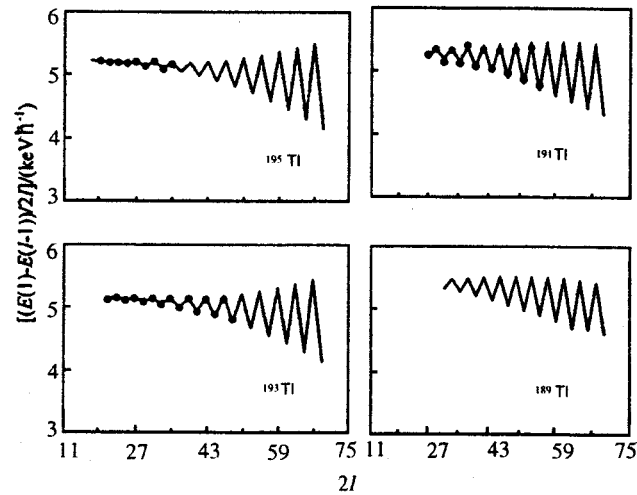


图2 奇 A Tl 核超形变旋称伙伴带偶极跃迁能量理论值同实验值比较  
实心圆为实验值.

(1)对奇 A Tl 核计算的 yrast 超形变带  $\gamma$  跃迁能量同实验极好的符合,对 $^{189}\text{Tl}(b1)$ ,  $^{189}\text{Tl}(b2)$ ,  $^{191}\text{Tl}(b1)$ ,  $^{191}\text{Tl}(b2)$ ,  $^{193}\text{Tl}(b1)$ ,  $^{193}\text{Tl}(b2)$ ,  $^{195}\text{Tl}(b1)$ ,  $^{195}\text{Tl}(b2)$ 理论值同实验值的方均根偏差  $\sigma$  分别为 1.24, 0.86, 1.48, 0.38, 2.02, 1.02, 1.16 和 1.32 keV, 注意到对一对旋称伙伴带采用同一组参数,使理论值和实验值符合到如此精度,这在能谱分析中并不多见.

表1 粒子-转子模型计算采用参数

	$^{189}\text{Tl}$	$^{191}\text{Tl}$	$^{193}\text{Tl}$	$^{195}\text{Tl}$
$\gamma$	$5.2^\circ$	$4.8^\circ$	$3.5^\circ$	$3.3^\circ$
$\Delta/\kappa$	0.045	0.045	0.045	0.045
$\lambda/\kappa$	-0.50	-0.46	-0.42	-0.42
$J_{00}\kappa$	565	575	620	620
$b \times 10^4$	3.15	3.20	2.23	2.25
$c \times 10^9$	3.3	1.5	2.0	1.45
$g_1$	1	1	1	1
$g_s$	3.91	3.91	3.91	3.91
$g_R$	0.37	0.37	0.37	0.37
$\varphi_0/\text{eb}$	17	18	18.5	18.1

这里方均根偏差定义为

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_I |E_\gamma(\text{cal}, I) - E_\gamma(\text{exp}, I)|^2}. \quad (8)$$

(2)由能量的旋称分离同实验值很好地符合,表明计算的旋称伙伴带能谱的相对位置也是正确的,在能隙参数  $\Delta$  一定时,旋称分离主要同费米能  $\lambda$  和形变有关,在 CSM 的框架下,旋称分离  $\propto \beta_2^{-2n+1}$  [7],对奇 A Tl 核  $\Omega = 5/2$ ,即随着旋称分离的减小,四极形变增加.例如,对  $I = 35/2$ ,从  $^{189}\text{Tl}$  到  $^{195}\text{Tl}$ ,  $E(I) - E(I-1)$  计算值分别为 192.9, 189.2, 180.2, 181.5 keV,表明  $^{195}\text{Tl}$ ,  $^{193}\text{Tl}$  四极形变要大于  $^{191}\text{Tl}$  和  $^{189}\text{Tl}$ ,因此对  $A \approx 190$  区超形变核  $N < 112$  的形状演化应该受到关注.

(3) $\gamma$  跃迁能量同实验值极好地符合表明两类转动惯量  $J^{(1)}$  和  $J^{(2)}$  也同测量值一致,作为一个估计  $^{191}\text{Tl}$  和  $^{195}\text{Tl}$  的  $J_{00}$  分别为  $575/\kappa = 78.9 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ ,  $620/\kappa = 84.6 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ ,  $J_{00}$  是角动量  $I=0$  时转动惯量,因此  $^{195}\text{Tl}$  比  $^{191}\text{Tl}$  转动惯量大约增加 7%. 这同推转模型的估计是一致的.

(4)为了使能量的旋称分离符合实验值,对奇 A Tl 核选用了小的三轴形变  $\gamma$ ,  $^{189}\text{Tl}$ ,  $^{191}\text{Tl}$ ,  $^{193}\text{Tl}$  和  $^{195}\text{Tl}$  的  $\gamma$  分别为  $5.2^\circ$ ,  $4.8^\circ$ ,  $3.5^\circ$  和  $3.3^\circ$ . 因此奇 A Tl 超形变核态可以看成在一个在三轴形变四极势中运动的  $i_{13/2}$  准质子与转动核心耦合的结果,参数  $\lambda$  的选取表明奇质子填充 [642 5/2] 轨道.

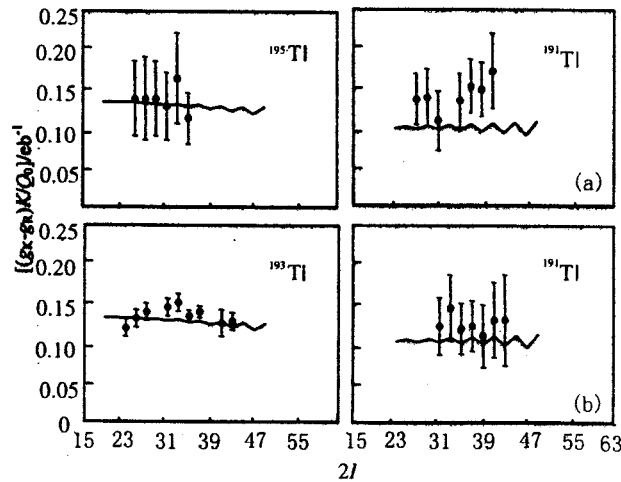


图 3  $^{191,193,195}\text{Tl}$  超形变核态  $(g_K - g_R)K/Q_0$  理论值同实验值的比较  
(其中  $^{191}\text{Tl}$  实验值由两种方法提取<sup>[4]</sup>)

图 3 给出  $^{191,193,195}\text{Tl}$  超形变核态  $(g_K - g_R)K/Q_0$  理论值,并同实验值进行了比较,其中  $^{191}\text{Tl}$  实验值采用两种不同方法提取,其中(a)是直接测量分支比得到  $(g_K - g_R)K/Q_0$ . (b)采用由 Duprat 等人<sup>[1]</sup>提出的强度守恒方法得到,理论值较好符合实验值,肯定了奇质子填充 [642 5/2] 轨道,相应的  $B(M1)$  值同文献[1,8]是一致的.

## 参考文献(References)

- 1 Duprat J, Azaiez F, Bourgeois C et al. Phys. Lett., 1994, **B341** (1): 6—11
- 2 Bouneau S, Wilson A N, Azaiez F et al. Phys. Rev., 1996, **C53** (1): R9—R13
- 3 Pilotte S, YU C H, JIN H Q et al. Phys. Rev., 1994, **C49** (2): 718—724
- 4 Reviol W, Mueller W F, Riedinger L L et al. Nucl. Phys., 1998, **A630**: 434c—441c
- 5 Reviol W, Ellis D E, Riedinger L L et al. Phys. Rev., 1998, **C58** (5): R2644—R2648
- 6 CHEN X Q, XING Z. J. Phys., 1993, **G19** (11): 1869—1877
- 7 Mueller W F, Jensen H J, Reviol W et al. Phys. Rev., 1994, **C50** (4): 1901—1912
- 8 Semmes P B, Ragnarsson I, Aberg S. Phys. Lett., 1995, **B345** (2): 185—191

## Evolution of Superdeformed Shapes in Odd-A Tl Nuclei \*

XING Zheng<sup>1,2,3</sup> CHEN Xing-Qu<sup>1,2,3</sup> WANG Zi-Xing<sup>1,2</sup> XU Jin-Zhang<sup>1,3</sup>

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

2 (Shanghai Institute of Nuclear Research, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

3 (Department of Modern Physics, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

**Abstract** Using particle-rotor model, the  $\gamma$  transition energies, signature splitting and M1 transitions for the yrast superdeformed band in odd-A Tl isotopes are investigated and compared with the experimental data. The small difference in the moments of inertia and signature splitting when going from the heavier Tl isotope to lighter ones is thought to reflect the gradual decrease of the quadrupole deformation. The  $(g_K - g_R)K/Q_0$  values enable us to confirm that the 81st proton occupies the [642 5/2] orbital.

**Key words** nuclear structure, superdeformation, triaxial deformation, particle-rotor model

\* Supported by National Natural Science Foundation of China (19975023) and China Nuclear Industry Science Foundation (Y7197AY103)