

# 三轴形状原子核存在的可能证据

殷传宗 孟杰

(西南师范大学物理系)

**摘要:** 本文证明三轴形状(非轴对称形状)原子核两类转动惯量之间的关系不同于轴对称原子核的。作者对稀土区和锆系区近八十一个偶偶核的能谱作了分析比较,结果支持了上述结论,从而说明三轴形状原子核可能具有的特征。本文以五个核为例加以说明。

早在五十年代,为了描述原子核偏离球对称情况, A. Bohr引入  $(\theta, \varphi)$  方向的表面坐标  $R(\theta, \varphi, t)$  以定义核表面<sup>1)</sup>。以球谐函数展开  $R(\theta, \varphi, t)$ , 那么

$$R(\theta, \varphi, t) = R_0 \left[ 1 + \sum_{\lambda, \mu} (-1)^\mu \alpha_{\lambda-\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right] \quad (1)$$

式中  $R_0$  表示相同体积球核的半径,  $\alpha_{\lambda-\mu}$  表示形变振幅, 其中  $\alpha_{00}$  描述核体积的变化,  $\alpha_{1\mu}$  表示质心平移的大小, 由于原子核的不可压缩性, 又因可定义质心为坐标的原点而且研究表明  $\lambda > 2$  的项近似地可略, 所以(1)式简化为:

$$R(\theta, \varphi, t) = R_0 \left[ 1 + \sum_{\mu=-2}^2 (-1)^\mu \alpha_{2\mu}(t) Y_{2\mu}(\theta, \varphi) \right] \quad (2)$$

假定核具有椭球对称性, 那么

$$R(\theta, \varphi, t) = R(\pi - \theta, \varphi, t) = R(\theta, -\varphi, t) \quad (3)$$

于是有<sup>2)</sup>

$$\alpha_{21} = \alpha_{2-1} = 0, \quad \alpha_{22} = \alpha_{2-2} \quad (4)$$

通常引用 Hill-Wheeler 坐标  $\beta, \gamma$  来代替  $\alpha_{20}$  和  $\alpha_{22}$ <sup>2)</sup>:

$$\begin{cases} \alpha_{20} = \beta \cdot \cos\gamma \\ \alpha_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \cdot \sin\gamma \end{cases} \quad (5)$$

这样, (2) 式在不考虑  $t$  时, 可进一步写为:

$$R(\theta, \varphi) \equiv R_0 \left\{ 1 + \beta \cdot \sqrt{\frac{5}{16\pi}} [\cos\gamma (3\cos^2\theta - 1) + \sqrt{3} \sin\gamma \sin^2\theta \cos 2\phi] \right\} \quad (6)$$

如果定义原子核的三个轴的位置相对  $(\theta = 0, \varphi = 0)$  满足: 3-轴  $(0, 0)$ , 1-轴  $(\frac{\pi}{2}, 0)$ , 2-轴  $(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2})$ , 则利用  $\beta, \gamma$  可以求出原子核沿三个转动轴方向的增量为:

$$\begin{aligned} \delta R_1 &= R_0 \left( \frac{\pi}{2}, 0 \right) - R_0 \\ &= R_0 \beta \sqrt{\frac{5}{16\pi}} [-\cos\gamma + \sqrt{3} \sin\gamma] \\ &= R_0 \beta \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \cos\left(\gamma - \frac{2}{3}\pi\right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta R_2 &= R_0 \left( \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right) - R_0 \\ &= R_0 \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \beta [-\cos\gamma - \sqrt{3} \sin\gamma] \\ &= R_0 \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos\left(\gamma + \frac{2}{3}\pi\right) \end{aligned}$$

$$\delta R_3 = R_0(0, 0) - R_0 = R_0 \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos\gamma \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \text{即} \quad \delta R_k &= R_0 \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos\left(\gamma - \frac{2}{3}k\pi\right) \\ k &= 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (8)$$

由(8)式及余弦函数的性质可知当 $\gamma = 60^\circ \times k$ , ( $k = 1, 2, 3, \dots, 6$ )时, 原子核的形状是轴对称的, 即当 $\gamma = 120^\circ$ 或 $300^\circ$ 时, 对称轴为1-轴(这时 $\delta R_2 = \delta R_3$ ); 当 $\gamma = 60^\circ$ 或 $240^\circ$ 时, 对称轴为2-轴(这时 $\delta R_3 = \delta R_1$ ); 当 $\gamma = 0^\circ$ 或 $180^\circ$ 时, 对称轴为3-轴(这时 $\delta R^1 = \delta R_2$ )。但当 $\gamma$ 不为 $60^\circ$ 的整倍数, 原子核的三个轴 $\delta R_k$ 各不相同, 因而呈三轴形状(即非轴对称形状)。

正如文献<sup>3)</sup>指出的那样, 虽然对于三轴形状原子核的研究是一个可能发展的广阔的研究领域, 但是在低激发态或基态的情况, 尚未找到三轴平衡形状的原子核。只有在大角动量的特殊情况下, 才找到了原子核有三轴形状的确凿证据。七十年代开辟的一个原子核新研究领域—原子核高自旋态研究<sup>(4-6)</sup>提供了研究原子核三轴形状的前提。1976年, G. Audeisson等人利用三轴形状坐标 $\beta$ 和 $\gamma$ 所表示的推转(Cranked)修正振子模型, 研究了很高角动量时( $30\hbar \leq I \leq 100\hbar$ )原子核的势能面; 理论上预言了高角动量时, 原子核存在三轴形状的可能性<sup>(9)</sup>。但是, 正如I. Hamamoto所指出的<sup>(7)</sup>, 由于一种效应可以用几种方法加以解释, 要断言原子核具有三轴形状需要从几个方面加以考察。如电四极矩, 两类转动惯量 $\mathcal{J}^{(1)}$ 和 $\mathcal{J}^{(2)}$ 的关系、能谱和 $B(M_1)$ 值的Signature 奇异相关性、奇质子核中超带组态所激起的四极矩极化等等均可能是原子核是否有三轴形状的判据。下面我们着重就两类转动惯量间的关系, 从理论上导出原子核在轴对称和非轴对称情况的差别, 并对稀土区80个偶核的实验数据进行了分析。结果表明在高自旋态情况下可能存在三轴形状的原子核。本文将给出 $^{106}\text{Er}$ 、 $^{172}\text{Yb}$ 、 $^{248}\text{Cm}$ 、 $^{238}\text{U}$ 和 $^{168}\text{Yb}$ 五个核的实例。

现在已经知道<sup>6)</sup>, 原子核高角动量的获得, 主要有两种机制: 即集体转动和单粒子转动顺排。与此相关的, 就有两种转动惯量的定义;

$$\mathcal{J}^{(1)}/\hbar^2 \equiv I/\hbar\omega_{r,01} = I \left[ \frac{dE}{dI} \right]^{-1} \quad (9)$$

和

$$\mathcal{J}^{(2)}/\hbar^2 \equiv [d^2E/dI^2]^{-1} = \frac{1}{\hbar} \left( \frac{d\omega_{r,01}}{dI} \right)^{-1} \quad (10)$$

如果能谱严格遵守 $I(I+1)$ 的规律, 那末, 对于刚性转子的情况, 上述两种定义等效。

下面我们证明, 对于轴对称原子核情况, 上述两种转动惯量近似地满足 $\mathcal{J}^{(1)} \geq \mathcal{J}^{(2)}$ , 然而, 对于非轴对称情况却是 $\mathcal{J}^{(2)} \geq \mathcal{J}^{(1)}$ 。

按无自旋顺排时, 即刚体转动, 显然 $\mathcal{J}^{(1)} = \mathcal{J}^{(2)}$  (11)

有自旋顺排时, 我们近似地把原子核的能谱写为:

$$E = E_0 + (I-i)^2/2\mathcal{J}_{\text{刚体}} \quad (12)$$

其中 $I$ 、 $i$ 分别为原子核的总角动量和顺排角动量, 根据(9)式和(10)式的定义

$$\mathcal{J}^{(1)}/\hbar^2 = I \left( \frac{dE}{dI} \right)^{-1} = \frac{I}{I-i} \mathcal{J}_{\text{刚体}} \quad (13)$$

$$\mathcal{J}^{(2)}/\hbar^2 = \left( \frac{d^2E}{dI^2} \right)^{-1} = \mathcal{J}_{\text{刚体}} \quad (14)$$

因为自旋顺排 $i \geq 0$  所以从(13)和(14)可得

$$\mathcal{J}^{(1)} \geq \mathcal{J}^{(2)} \quad (15)$$

我们也可换一种方法推导(15)式, 由于对于轴对称原子核, 体系只有绕垂直于对称轴的轴旋转才有意义, 我们取X-轴为旋转轴, 则

$$\mathcal{J}^{(1)}/\hbar^2 = I_x \left[ \frac{dE}{dI_x} \right]^{-1} \quad (16a)$$

$$\mathcal{J}^{(2)}/\hbar^2 = \left[ \frac{d^2E}{dI_x^2} \right]^{-1} \quad (16b)$$

将 $\mathcal{J}^{(1)}$ 代入 $\mathcal{J}^{(2)}$ 中, 则

$$\mathcal{J}^{(2)} = \left[ \frac{d}{dI_x} \frac{I_x}{\mathcal{J}^{(1)}} \right]^{-1} = \left[ \mathcal{J}^{(1)-1} - \right.$$

$$\left. \frac{I_x}{\mathcal{H}^{(1)}} \frac{d\mathcal{H}^{(1)}}{dI_x} \right]^{-1} \\ = \mathcal{H}^{(1)} \left[ 1 - \frac{I_x}{\mathcal{H}^{(1)}} \frac{d\mathcal{H}^{(1)}}{dI_x} \right]^{-1} \quad (17)$$

上式中，左边第2项因 $\mathcal{H}^{(1)}$ 和 $I_x$ 均大于零，且对轴对称原子核 $d\mathcal{H}^{(1)}/dI_x=0$ ，在有顺排情况 $\frac{d\mathcal{H}^{(1)}}{dI_x} < 0$ 则

$$\mathcal{H}^{(2)} \geq \mathcal{H}^{(1)} \quad (18)$$

但是，如果原子核呈非轴对称形状，或者说原子核具有三轴形状，那么其哈密顿量可写为<sup>3)</sup>

$$H = \sum_{k=1}^3 \frac{\hbar^2}{2\mathcal{H}_k} I_k^2 = \sum_{k=1}^3 A_k I_k^2 \quad (19)$$

若三个转动轴间的关系为 $\mathcal{H}_1 > \mathcal{H}_2 > \mathcal{H}_3$  ( $A_1 < A_2 < A_3$ ) 那么对于转晕带的情况，在大I情况下，近似地有 $|I_1| \approx I$ 。若引入

$$I_{\pm} = I_2 \pm iI_3, \quad (20)$$

利用：

$$\begin{aligned} [I_1, I_2] &= -iI_3, & [I_2, I_3] &= -iI_1, \\ [I_3, I_1] &= -iI_2 \end{aligned} \quad (21)$$

则有

$$[I_-, I_+] = 2I_1 \approx 2I. \quad (22)$$

因此 $I_+$ 、 $I_-$ 可以视为玻色子的产生和湮灭算符。引入 $C^+$ 和 $C$ ，使之满足

$$C^+ = \frac{1}{\sqrt{2I}} I_+, \quad C = \frac{1}{\sqrt{2I}} I_-, \quad (23)$$

显然

$$[C^+, C] \approx 1. \quad (24)$$

借助上述关系，(19)式可以表示为

$$\begin{aligned} H &= A_1 I^2 + \frac{1}{2} (A_2 + A_3 - 2A_1) (I_2^2 + I_3^2) \\ &+ \frac{1}{2} (A_2 - A_3) (I_2^2 - I_3^2) \\ &= A_1 I^2 + \frac{1}{2} I (A_2 + A_3 - 2A_1) (CC^+ + \\ &C^+C) + \frac{1}{2} I (A_2 - A_3) (C^+C^+ + CC) \\ &= A_1 I^2 + H^1. \end{aligned} \quad (25)$$

其中

$$H^1 = \frac{1}{2} \alpha (C^+C + CC^+) + \frac{\beta}{2} (C^+C^+ + CC), \quad (26)$$

$$\alpha = (A_2 + A_3 - 2A_1) I, \quad (27)$$

$$\beta = (A_2 - A_3) I. \quad (28)$$

为了将(26)式对角化，引入：

$$C^+ = \lambda b^+ + \mu b,$$

$$C = \lambda b + \mu b^+. \quad (29)$$

相应的逆变换为

$$b^+ = \lambda C^+ - \mu C,$$

$$b = \lambda C - \mu C^+. \quad (30)$$

其中 $\lambda^2 - \mu^2 = 1$ ，为保证 $b$ 、 $b^+$ 也满足玻色子的对易关系，可将(30)式代入(24)式即得。

下面计算 $H^1$ ，因为

$$\begin{aligned} C^+C + CC^+ &= (\lambda b^+ + \mu b)(\lambda b + \mu b^+) \\ &+ (\lambda b + \mu b^+)(\lambda b^+ + \mu b) \\ &= (\lambda^2 + \mu^2)(b^+b + bb^+) + \\ &2\lambda\mu(b^+b^+ + bb) \\ &= 2(\lambda^2 + \mu^2)(b^+b + 1/2) + \\ &2\lambda\mu(b^+b^+ + bb), \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} C^+C^+ + CC &= (\lambda b^+ + \mu b)(\lambda b^+ + \mu b) + \\ &(\lambda b + \mu b^+)(\lambda b + \mu b^+) \\ &= 2\lambda\mu(b^+b + bb^+) + \\ &(\lambda^2 + \mu^2)(b^+b^+ + bb) \\ &= 4\lambda\mu(b^+b + 1/2) + \\ &(\lambda^2 + \mu^2)(b^+b^+ + bb), \end{aligned} \quad (32)$$

所以有

$$\begin{aligned} H^1 &= \frac{1}{2} \alpha \{ 2(\lambda^2 + \mu^2)(b^+b + 1/2) + 2\lambda\mu \\ &(b^+b^+ + bb) \} + \frac{1}{2} \beta \{ 4\lambda\mu(b^+b + 1/2) + \\ &(\lambda^2 + \mu^2)(b^+b^+ + bb) \} \\ &= \frac{1}{2} \{ 2\alpha(\lambda^2 + \mu^2) + 4\beta\lambda\mu \} (b^+b + \frac{1}{2}) + \\ &\frac{1}{2} \{ \beta(\lambda^2 + \mu^2) + 2\alpha\lambda\mu \} (b^+b^+ + bb). \end{aligned}$$

(33)

要求 $H^1$ 对角化, 即要求

$$2\alpha\lambda\mu + \beta(\lambda^2 + \mu^2) = 0. \quad (34)$$

利用 (27) 和 (28) 式中 $\alpha$ 和 $\beta$ 的表达式及 $\lambda$ 和 $\mu$ 的约束条件 $\lambda^2 - \mu^2 = 1$ 和 (34) 式, 则最后可得到对角化了的 $H^1$ 为:

$$\begin{aligned} H^1 &= 2I\{(A_2 - A_1)(A_3 - A_1)\}^{1/2} \cdot (b^+b + 1/2) \\ &= 2I\{(A_2 - A_1)(A_3 - A_1)\}^{1/2} (\hat{n} + 1/2) \\ &\quad (\hat{n} = b^+b). \end{aligned} \quad (35)$$

于是三轴形状的哈密顿量为

$$H = A_1 I(I+1) + 2I\{(A_2 - A_1)(A_3 - A_1)\}^{1/2} (\hat{n} + 1/2). \quad (36)$$

按照 (9) 式和 (10) 式的定义, 则

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^{(1)} &= \left[ 1 + \frac{2I(A_2 - A_1)(A_3 - A_1)^{1/2}}{I(2I+1)} \right]^{-1}, \\ \mathcal{H}^{(2)} &= \mathcal{H}^{(1)}. \end{aligned} \quad (37)$$

由于  $\frac{2I(A_2 - A_1)(A_3 - A_1)^{1/2}}{I(2I+1)} > 0$  由此可得

$\mathcal{H}^{(2)} > \mathcal{H}^{(1)}$ 。这样我们已经证明了对于三轴形状的原子核, 在大角动量 $I$ 的情况; 两种转动惯量间的关系为:  $\mathcal{H}^{(2)} > \mathcal{H}^{(1)}$ 。

对于低角动量 $I$ 的情况, 转动能量谱可用简单的公式

$$E = AI(I+1) + BI^2(I+1)^2 \quad (38)$$

$(A > 0, B < 0)$

描述。利用 (9) 和 (10) 式的定义, 同样可得:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^{(1)}/h^2 &= \left[ 2A + \frac{A}{I} + 2B(I+1) \right. \\ &\quad \left. (2I+1) \right]^{-1}, \\ \mathcal{H}^{(2)}/h^2 &= \{ 2A + 2B[2I(I+1) + I(2I+1) + (I+1)(2I+1)] \}^{-1}. \end{aligned} \quad (39)$$

由于 $A > 0, B < 0$ , 因此根据上式, 易证  $\mathcal{H}^{(2)} > \mathcal{H}^{(1)}$ 。

综合 (39) 和 (37) 式, 我们已证在三

轴形状情况下, 不论原子核的角动量大或小, 均有:

$$\mathcal{H}^{(2)} > \mathcal{H}^{(1)}$$

实际上, 上述结论也可以从另一种方式导出三轴形状的原子核。最近, 吴崇试与曾谨言从非轴对称的玻尔-哈密顿出发, 唯象地假设体系具有可分离变量的集体势能, 将转动动能按照 $\sin 3\gamma$ 展开, 且略去 $0$  ( $\sin^4 3\gamma$ )的高级小项, 可近似地得出非轴对称的偶偶核集体低激发能谱的近似公式<sup>8)</sup>

$$E = a[\sqrt{1 - bI(I+1)} - 1] \quad (40)$$

其中,  $a$ 和 $b$ 是可调参量, 且 $a$ 和 $b$ 均大于零,  $a$ 的量纲为能量,  $b$ 是无量纲参量, 由 (40) 式同样可得出两类转动惯量分别为:

$$\mathcal{H}^{(1)}/h^2 = \frac{2I[1 + bI(I+1)]^{1/2}}{ab(2I+1)}, \quad (41a)$$

$$\mathcal{H}^{(2)}/h^2 = \frac{4[1 + bI(I+1)]^{3/2}}{ab(4-b)}. \quad (41b)$$

对比以上两式, 可得

$$\frac{\mathcal{H}^{(1)}}{\mathcal{H}^{(2)}} = \frac{1 - \frac{b}{4}}{(1 + \frac{I}{2})[1 + bI(I+1)]}. \quad (42)$$

其中 $a, b$ 均大于零, 所以显然有 $\mathcal{H}^{(1)} < \mathcal{H}^{(2)}$ 的结论。这样, 我们利用两种方法从理论上证明了 $\mathcal{H}^{(1)} < \mathcal{H}^{(2)}$ 是原子核具有三轴形状的可能证据。

利用 (40) 式, 我们用最小二乘法拟合了稀土区和镧系区近八十个偶偶核基态能谱<sup>10)</sup>发现理论和实验有惊人的一致。正如文献<sup>8)</sup>中所指出的, 这是由于恰当地考虑了原子核变形的缘故, 因此说明了这些核在高自旋情况可能有三轴形状。

为了验证它们是否满足关系 $\mathcal{H}^{(2)} > \mathcal{H}^{(1)}$ , 我们假设下式

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dI} \Big|_I &= \frac{E(I+1) - E(I-1)}{(I+1) - (I-1)} \\ &= \frac{E(I+1) - E(I-1)}{2} \end{aligned}$$

成立，这样可有

$$\begin{aligned} \mathcal{J}^{(1)}_{\text{实验}}(I)/\hbar^2 &= I \left[ \frac{E(I+1) - E(I-1)}{2} \right]^{-1} \\ &= \frac{2I}{E_p(I+1)} \\ \mathcal{J}^{(2)}_{\text{实验}}(I)/\hbar^2 &= \left[ \frac{1}{4} \cdot E(I+2) - E(I) \right. \\ &\quad \left. - E(I) + E(I-2) \right]^{-1} \\ &= \frac{4}{E_p(I+2) - E_p(I)} \end{aligned} \quad (43)$$

这样，利用(43)式，在对稀土区和锆系区的近八十个偶偶核的基态能谱分析中，发现  $I \leq 12\hbar$  时，皆有  $\mathcal{J}^{(2)} > \mathcal{J}^{(1)}$ ；但当  $I \geq 12\hbar$  时，由于受超带的影响，有几个核出现了反常情况。图1-5中，列出了  $^{168}\text{Er}$ 、 $^{172}\text{Yb}$ 、 $^{248}\text{Cm}$ 、 $^{238}\text{U}$  和  $^{168}\text{Yb}$  五个典型情况。其中曲线是根据(41)式计算的， $a$ 和 $b$ 由(40)式拟合实验能谱给出。 $\mathcal{J}^{(1)}_{\text{实验}}$ 值在图中用“·”表示， $\mathcal{J}^{(2)}_{\text{实验}}$ 用“×”表示。从图中看出，在  $I \leq 12\hbar$  时， $\mathcal{J}^{(2)}_{\text{实验}}$ 与(41)式中的  $\mathcal{J}^{(2)}$  符合得很好，当  $I > 12\hbar$  时，由于超带的影响，偏差较大，而  $\mathcal{J}^{(1)}_{\text{实验}}$ 与(41)式中的  $\mathcal{J}^{(1)}$  都符合得很好。这一切表明这些核中很可能有三轴形状，而大  $I$  情况下， $\mathcal{J}^{(2)}_{\text{实验}}$ 与(41)式中的  $\mathcal{J}^{(2)}$  偏离较大，主要是超带的影响在

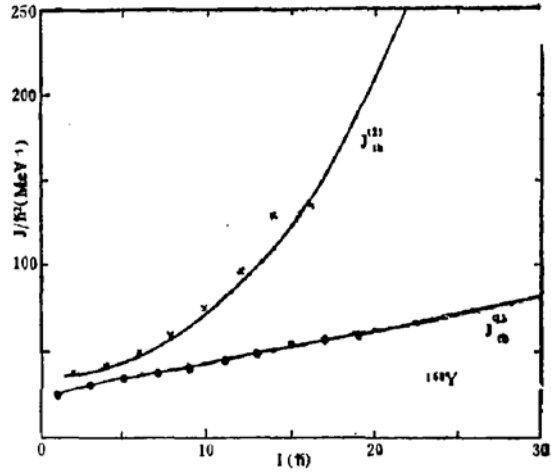


图2.  $^{168}\text{Yb}$ 的两类转动惯量的比较  
 $a=5004.1$ ,  $b=0.00591$

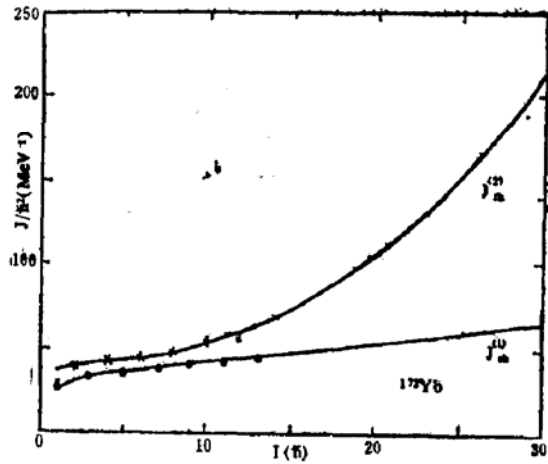


图3.  $^{172}\text{Yb}$ 的两类转动惯量的比较  
 $a=4973.1$   $b=0.00642$

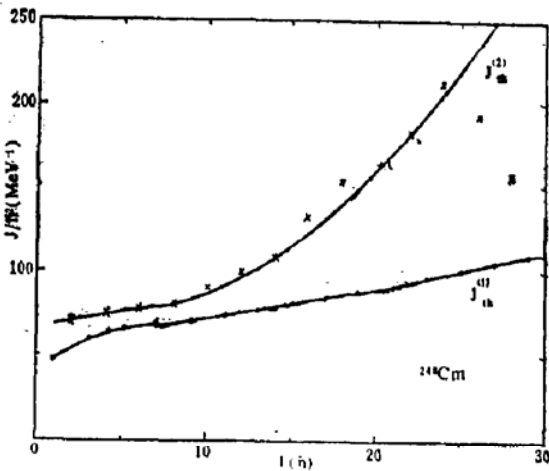


图1.  $^{248}\text{Cm}$ 的两类转动惯量的比较  
 $a=7855.3$ ,  $b=0.00185$

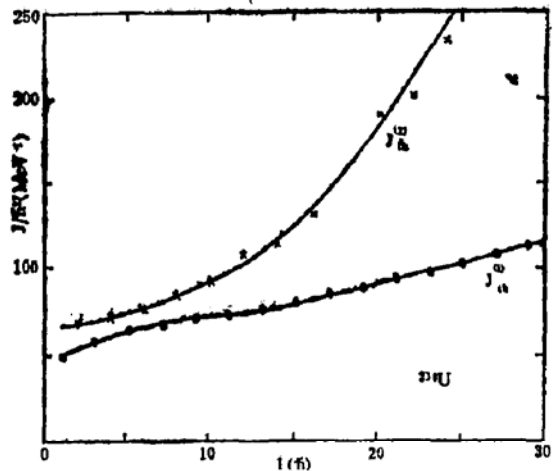


图4.  $^{238}\text{U}$ 的两类转动惯量的比较  
 $a=6612.8$   $b=0.00226$

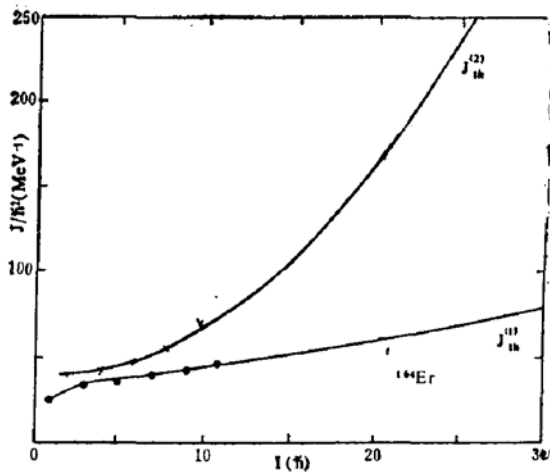


图5.  $^{164}\text{Er}$  的两类转动惯量的比较  
 $a=4893.0$   $b=0.00650$

$\mathcal{J}^{(2)}$  实验中反应很强, 这可以由 (43) 式容易看出, 列出的五个核的实验数据均取自文献<sup>(8)</sup>, 单位为 KeV。

总之, 本文从理论上证明了三轴形状原子核和轴对称原子核在转动惯量  $\mathcal{J}^{(2)}$  和  $\mathcal{J}^{(1)}$  方面的根本不同的关系。说明了  $\mathcal{J}^{(2)} > \mathcal{J}^{(1)}$  有可能是三轴形状原子核区别于轴对称性原子核的可能特征, 并且举出五个偶偶核为例, 得出了高角动量情况下三轴形状原子核可能存在的结论。

### 参考文献

1) . A. Bohr and B. R. Mottelson, Dan. Mat. Fys. Meit. 27, No 16 (1953)

2) P. Ring and P. Shuck, Nuclear Many-body Problem. (Springer-Verlag, 1980)

3) . A. Bohr and B. R. Mottelson, Nuclear Structure, V. 2, Nuclear deformation, W. A. Benjamin, Inc. 1975

4) . A. Johnson and Szymanski, Phys. Report, 7C (1973) 183

5) . M. J. de Voigt, J. Dudek and Z. Szymanski, Rev. Mod. Phys, V.55, N. 4 (1983), P. 958

6) . I. Hamamoto, HIGH ANGULAR MOMENTUM PHENOMENA. TREATISE ON HEAVY-ION SCIENCE, Vol. 3 Ed by Allan Bromley. (Plenum Publishing Co. 1985)

7) . I. Hamamoto, Invited talk presented at the 4-th Franco-Japanese Colloquium, Seillac. Oct. 1986. Lund-MPH-86/15

8) . 吴崇试 曾谨言,《高能物理与核物理》8卷 2期 (1984) 219. 8卷 4期 (1984) 445. 9卷 1期 (1985) 77. 9卷 2期 (1985) 214

9) . G. Andersson et al Nucl Phys A268 (1976) 205-256

10) . J. Y. Zeng. C. S. Wu. Chinese Physics Letter. (To be published)