

关于用核相图判断高自旋态回弯 机制的问题需要商榷

高元义

(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

通过对 ${}_{40}\text{Zr}$, ${}_{42}\text{Mo}$ 相邻同位素的讨论,表明在核相图中,把对转动惯量的突变同核发生形状跃迁建立对应关系需要商榷。

划出 ${}_{40}\text{Zr}$, ${}_{42}\text{Mo}$ 两种同位素的 $\mathcal{J}_p - \omega_p^2$ 关系图,在 $N = 54$ 和 $N = 56$ 处有两个突变点,近乎形成回弯(图1)。从核相图的观点看^[1],对转动惯量的突变是和核形变联系着的,即在此区域的核随 I 的增加会发生形状跃迁,而是否存在对应形状的形状共存是能否发生这种形状跃迁的先决条件。那么 ${}_{40}\text{Zr}$, ${}_{42}\text{Mo}$ 两种同位素在对转动惯量的突变区域的核是否都存在这种形状共存呢?由于可资利用数据所限,在此仅讨论有无形状共存的问题。因为只有存在不同形状的形状共存,才有可能使核随 I 的增加发生形状跃迁。 ${}^{156}\text{Er}$ 似乎就是这种核^[1]。经初步分析认为 ${}^{122,124,126}\text{Tc}$ 三个核可能也是这种核^[2]。

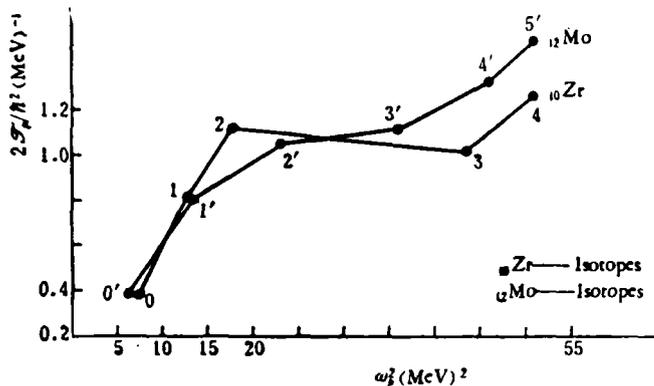


图 1

根据 Zr, Mo 同位素的能级图^[3],以及最低的 2^+ 态的位置(表1)来判断, $N = 50$ 的一端是近双闭壳的球形核, $N = 62$ 的一端是大变形核,中间还存在 $N = 56$ 的子壳,这为研究从球形核到大变形核的形状相变及子壳的影响提供了一个好机会^[4], Mo 同位素在 $N=60$ 处的形状相变已被 (t, p) 、 (p, t) 反应实验所证实。 ${}^{100}\text{Mo}$, ${}^{102}\text{Mo}$ 的形变参数 β_2 从

表 1

	N	48	50	52	54	56	58	60	62
Zr	E_{2^+}	1058	2182	935	920	1720	1224	212.7	151.9
	E_{4^+}/E_{2^+}	2.02	1.4	1.6	1.6	1.8	1.7	2.65	3.28
Mo	E_{2^+}	948	1511	870	778.7	787.4	535.8	(296)	1923
	E_{4^+}/E_{2^+}	2.2	1.5	1.7	2.1	1.9	2.1	(2.5)	2.9

0.21 到 0.31^[5], ^{98}Zr , ^{100}Zr 的形变参数 β_2 从 0.12 到 0.32^[6]. 因此, 轻同位素的 0_2^+ 激发态被解释成转动能级^[4,7], 重同位素 0_2^+ 激发态是振动能级. 能级分成转动系列和振动系列, 第二个 0^+-2^+ 能级表示第二个位能面的极小^[3,5]. 但也很容易看出, Zr 同位素的 $0^+, 2^+$ 激发能级系列比 Mo 同位素的高.

有人计算过 ^{96}Mo , ^{98}Mo , ^{100}Mo 位能面有球形和大变形两个极小^[7], 根据能级 $0^+, (0^+2^+), (2^+4^+)$ 的顺序有人计算过这三个核位能面在球形有一极小, 在三轴不对称处有一极小^[8].

哈密尔顿等人用约化跃迁几率的比值

$$\frac{B(E2:0_2^+ - 2_1^+)}{B(E2:2_1^+ - 0_1^+)} > 2.$$

(2 为声子模型要求的因子) 来判断形状共存^[7], 而且用形状共存模型很好地解释了 ^{72}Se , ^{74}Se 的高角动量态. 从计算结果(表 2)看出, ^{96}Mo , ^{98}Mo , ^{100}Mo 存在近球形同大变形的形状共存. 用达维多夫模型计算出 ^{102}Mo 的 $\gamma = 14.7$, 是三轴不对称的核, 加之 ^{96}Mo , ^{98}Mo , ^{100}Mo 位能面有近球形及三轴不对称两个极小, 因此其 0_2^+ 有可能是三轴不对称形变能级. 故我们认为, 这三个核可能存在近球形同三轴不对称的形状共存. ^{96}Mo , ^{98}Mo , ^{100}Mo 三个核形状共存的存在或许是对核相图观点的支持.

但是, 如果是振动核, $B(E2:0_2^+ - 2_1^+)/B(E2:2_1^+ - 0_1^+) = 2$. 其位能面应仅有球形极小一个单谷^[9], 不可能出现近球形同大变形的形状共存.

表 2

	比率 \ N	52	54	56	58
Zr	$\frac{B(E2:0_2^+ - 2_1^+)}{B(E2:2_1^+ - 0_1^+)}$	1.17 ^[13]	1.95 ^[13]		
Mo	''		2.4 ^[7]	5.4 ^[7]	2.7 ^[7]

从跃迁几率比 $B(E2:0_2^+ - 2_1^+)/B(E2:2_1^+ - 0_1^+) < 2$ 来看, Zr 同位素在 $N = 52-60$ 之间的核不满足振动模型形状共存的要求. 另外, $^{96,98,100}\text{Mo}$ 三个核的 β_2 在 0.2 左右, $B(E2:2_1^+ - 0_1^+)_{\text{p.u.}}$ 在 20-48 之间, 是很好地集体振动核, $^{92,94,98}\text{Zr}$ 的 β_2 在 0.1 左右, $^{92,94}\text{Zr}$ 的 $B(E2:2_1^+ - 0_1^+)_{\text{p.u.}}$ 在 3-6.3 之间, 这是由于受质子 $Z = 40$ 的壳效应的影晌成刚球核^[10], 不易集体激发, $E_{4^+}/E_{2^+} = 1.6$, 超出振动核, 进入幻数区域^[5], 具有双闭壳球形核的性质. 因此, $^{92,94,98}\text{Zr}$ 近双闭壳核基态位能面不可能满足形状共存条件. 有人从理论上和实验上研究过 ^{92}Zr , ^{94}Zr 的 $0^+, 2^+, 4^+$ 态, 表明是脱耦合的 $(2d_{5/2})^2$ 中子加基态核心的

结果^[12], 0_2^+ 是质子组态。简言之, Zr 的轻同位素不能满足类似于 Mo 轻同位素的形状共存的条件。

Zr 同位素的 $\mathcal{J}_p \sim \omega_p^2$ 关系图同 Mo 同位素的很相近, 都有从对振动向对转动的过渡区域, 而且 $N=52-60$ 的核都处在过渡区域, 但不存在不同形状的形状共存, 这同核相图把对转动惯量的突变同核可能发生形状跃迁建立对应关系的观点是不一致的, 而从目前的理论和实验来看, 这种不一致是正常的。Kumar 在描述过渡核 Ge 同位素时指出^[11], 从球形 ($N=40$) 到扁椭圆形, 单粒子能级密度有突然的变化, 以至仅一对中子之差, ^{75}Se 具有易于观察到形状共存的适当的位能面, 而 ^{74}Se 就差些。理论和实验证明, ^{188}Hg 存在形状共存, ^{190}Hg 就不存在形状共存^[12]。质子对的涨落对核的形状共存影响亦十分明显。 ^{184}Hg 、 ^{186}Hg 、 ^{188}Hg 存在形状共存, 仅一对质子之差, Pt 同位素理论证明无形状共存。Pb 同位素中仅有 Pb^{188} 在高激发能处有形状共存^[12]。在 Te 同位素中, 如果 $^{122}, ^{124}, ^{126}\text{Te}$ 是三个形状共存的核, Xe 同位素中, 在此区域目前尚未发现有形状共存的核。即使是 Er 同位素, 如果 ^{156}Er 存在形状共存, 同在对转动惯量突变区域的 ^{158}Er 却不存在形状共存^[1]。再做出 Hg, Se, Ge 等同位素的 $\mathcal{J}_p \sim \omega_p^2$ 关系图, 发现形状共存的核都不在突变区域 (图上标有 \times 号者), 而是在水平段, 或两满壳中间。这就表明由于对涨落造成的形状共存同对转动惯量的突变并无对应关系。

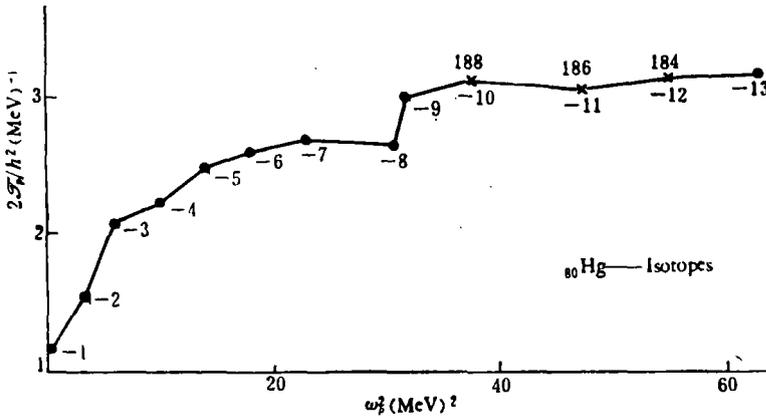


图 2

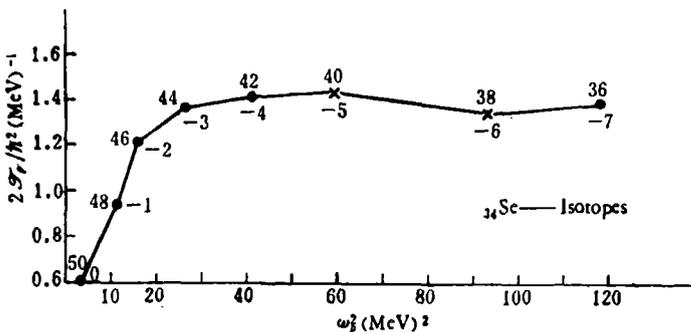


图 3

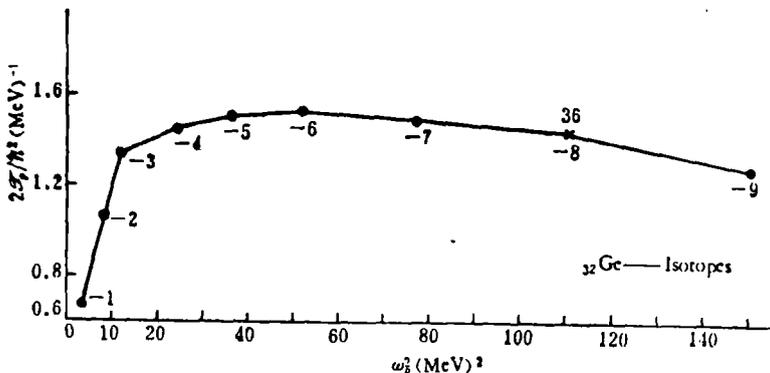


图 4

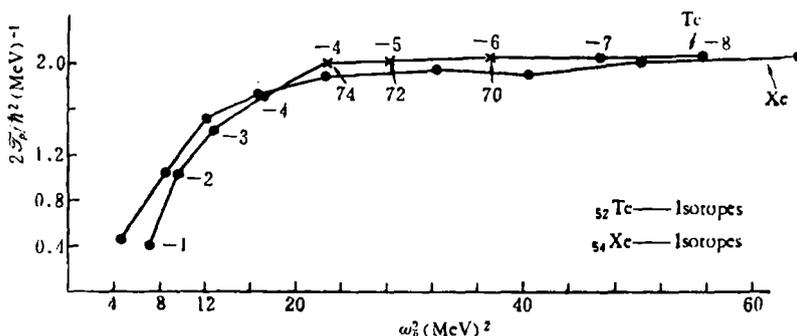


图 5

所以,一种同位素是否存在形状共存的核,不仅与对转动惯量有关,更重要的是同对涨落有关的单粒子能级密度的变化有关,核相图把对转动惯量的突变当作唯一因素,自然结论就和实际不符.而且, $J_p \sim \omega_p^2$ 关系图描述的是同位素基态性质, $J \sim \omega^2$ 关系图描述的是核的激发态性质,在这两者之间要建立对应关系,以至用对转动惯量的突变来判断高自旋态的回弯机制,须特别谨慎!

感谢中国科学院近代物理研究所理论组的有益讨论.

参 考 文 献

- [1] 徐躬耦, 张敬业, 高能物理与核物理, 3(1979), 232.
- [2] 高元义, 张敬业, 高能物理与核物理, 4(1980), 386.
- [3] R. K. Sheline, *Phys. Lett.*, 41B(1972), 115.
- [4] P. Federman et al., *Phys. Lett.*, 77B(1978), 29.
- [5] T. A. Khan et al., *Z. Physik*, A283(1977), 105—120.
- [6] H. Bohr et al., *Z. Physik*, A274(1975), 327—334.
- [7] J. H. Hamilton et al., *Phys. Rev. Lett.*, 36(1976), 340.
- [8] GAJA ALAGA problems of vibrational nuclei, p. 253.
- [9] Judah M. Eisenberg, *Nuclear Model*, Vol. 1, p. 85.
- [10] P. H. Stelson et al., *Phys. Rev.*, 110 5. 1-3(1958), 495.
- [11] K. Kumar, Private Communication to be Published.
- [12] J. H. Hamilton et al., 高能物理与核物理, 3(1979), 355.
- [13] S. Coclavi et al., *Phys. Rev.*, C1(1970), 1821; *N. D. S.*, B7-299(1972), *N. D. S.*, 10. 241(1973).

**THE AMBIGUITY OF USING NUCLEAR PHASE DIAGRAM AS
A CRITERION TO DETERMINE THE BACKBANDING
MACHANISIM AT THE HIGH SPIN STATES**

GAO YUAN-YI

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

Some properties of energy lenels for the isotopes $_{40}\text{Zr}$ and $_{42}\text{Mo}$ were discussed

It was then shown that the sudden change of moment of inertia was not diretly correlated with the transition of nuclear shape but rather with the energy level density of the single particles near fermi surface.