

文章编号: 1007-4627(2013)03-0345-07

原子核过渡区的量子相变

戴连荣, 王礼星, 潘峰, 钟维维, 刘琦

(辽宁师范大学物理与电子技术学院, 辽宁大连 116029)

摘要: 在相互作用玻色子模型 (IBM) 基础上用 $O(6)$ 高阶项代替传统的 $SU(3)$ 四极-四极相互作用来研究原子核从振动到转动过渡区的量子相变行为。利用 $U(5)$ - $SU(3)$ 和 UQ 两种方案, 在玻色子数分别为 $N=8$ 和 $N=20$ 不同情况下, 研究了原子核的一些低激发态的能级比和电四极跃迁比。结果表明: 随着玻色子数 N 的增大, 系统的量子相变行为得到加强; 两种方案都可以用来描述从振动到转动过渡区的原子核的量子相变特征且 $O(6)$ 高阶项方案下量子相变行为更为明显。在此基础上, 进一步应用这两种方案具体讨论了 ^{152}Sm 核的低激发态能级和电四极跃迁性质并与实验数据进行对比分析。结果表明, 用 $O(6)$ 高阶项可以更为合理地描述带内跃迁及不同带之间的带间跃迁性质。

关键词: 相互作用玻色子模型; $O(6)$ 高阶项; 过渡区; 量子相变

中图分类号: O572.2 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.30.03.345

1 引言

量子相变在不同量子体系中的具体物理特性是不同的。在相互作用玻色子模型 (IBM) 中通常所指的量子相变主要表现为原子核的形状相变。量子形状相变的特性在理解有限多体系统的动力学行为时是极其重要的^[1-3]。IBM 中存在 3 种动力学对称性极限, 其分别对应 3 种集体运动模式, 并对应着原子核的 3 种几何形状, 即球形核 ($U(5)$ 振动极限)、椭球形核 ($SU(3)$ 转动极限) 和 γ 不稳定核 ($O(6)$ 极限)^[4-6]。从一种极限过渡到另一种极限, 对应着从一种几何形状到另一种几何形状。只考虑这 3 种极限的相图称为 Casten 三角形, 将这 3 种极限之间的区域称为过渡区。研究发现, 大部分原子核处在这 3 种极限的过渡区域, 因此对于量子相变和临界点对称性的研究成为关注的焦点。IBM 模型的哈密顿量可由上面 Casten 三角形上整个区域的控制参量的变化来描述^[7], 两个极限之间的临界点会发生量子相变^[8-10]。文献 [11] 提出了 $U(5)$ - $SU(3)$ 过渡区之间的临界点具有 $X(5)$ 对称性并用来描述 Nd, Sm, Gd 和 Dy 核的结构和性质^[12], 之后 Iachello 提出了利用玻尔哈密顿量来描述原子核从球形向轴对称形变化的临界点附近区域的量子相变。在文献 [13]

中 Casten 和 Zamfir 进一步以 ^{152}Sm 核和其它同中子异核素验证了这些特性, 接着文献 [14-16] 系统地报道了相关物理量在 $U(5)$ - $SU(3)$ 过渡区的量子相变行为。

事实上, 在文献 [17] 中 Van Isacker 就首先提出了不仅可以传统的 $SU(3)$ 四极-四极相互作用来描述转动谱, 也可以用 $O(6)$ 高阶项 $[\hat{Q}(0) \times \hat{Q}(0) \times \hat{Q}(0)]^0$ 来描述原子核的转动谱, 随后 Thiamova 等^[18]进一步验证了这一结果。这意味着可以用 $O(6)$ 高阶项代替传统的 $SU(3)$ 极限来描述 $U(5)$ - $SU(3)$ 过渡区的 $X(5)$ 核。最近文献 [19] 针对这一问题进行了仔细论述, 得到了很有意义的研究结果。本文将进一步应用这两种方案, 考虑不同的玻色子 $N=8$ 和 $N=20$ 情况, 论述从振动到转动过渡区的原子核的量子相变特征。首先计算了一些感兴趣物理量如低激发态能级比、电四极 $B(E2)$ 跃迁比、玻尔形变参量的基态期待值及均方根偏差值等。最后以 ^{152}Sm 实际核为例, 计算了相应的低激发态能级和电四极 $B(E2)$ 跃迁值, 并和实验数据进行了对比分析。

2 理论模型

在 IBM 中通常用 consistent- Q 描述哈密顿量^[20],

收稿日期: 2012-10-15; 修改日期: 2013-02-28

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11375080); 辽宁省自然科学基金资助项目(2013020091)

作者简介: 戴连荣(1968-), 女(满族), 辽宁开原人, 教授, 博士, 从事核物理理论研究; E-mail: dailr@lnnu.edu.cn.

<http://www.npr.ac.cn>

其具体形式为

$$\hat{H}_Q = c_1 \left[x \hat{n}_d + \frac{x-1}{f_1(N)} \hat{Q}(\chi) \hat{Q}(\chi) \right], \quad (1)$$

这里: N 为玻色子数; \hat{n}_d 为 d 玻色子算符; $\hat{Q}_\mu(\chi) = (d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d})_\mu^{(2)} + \chi (d^\dagger \tilde{d})_\mu^{(2)}$; x 和 χ 是控制参量; $f_1(N)$ 是 N 的线性函数; $c_1 > 0$ 是能量标度因子。此模型的 3 种极限情况为: $x = 1$ 时对应 $U(5)$ 极限; $x = 0$, $\chi = 0$ 时对应 $O(6)$ 极限; $x = 0$, $\chi = -\frac{\sqrt{7}}{2}$ 时对应 $SU(3)$ 极限。

(1) $U(5)$ - $SU(3)$ 方案

利用 $SU(3)$ 极限下的四极-四极相互作用来研究振动和转动之间的过渡区, 此时采用的哈密顿量为

$$\hat{H}_1 = c_1 \left[x \hat{n}_d + \frac{x-1}{f_1(N)} \hat{Q} \left(-\frac{\sqrt{7}}{2} \right) \hat{Q} \left(-\frac{\sqrt{7}}{2} \right) \right], \quad (2)$$

这是式(1)的特例, 适用于描述从球形到轴对称形变化的过渡区原子核, 其中控制参量 $0 \leq x \leq 1$ 。 $\hat{Q}_\mu \left(-\frac{\sqrt{7}}{2} \right) = (s^\dagger \tilde{d}_\mu + d_\mu^\dagger s) - \frac{\sqrt{7}}{2} (d^\dagger \tilde{d})_\mu^{(2)}$ 是 $SU(3)$ 生成元。文献[12, 14, 21]中指出临界点 x_c 随着函数 $f_1(N)$ 选取的不同而不同, 这里取 $f_1(N) = 4N$ 。

(2) UQ 方案

前面提到 Van Isacker 在文献[17]中提出了 $O(6)$ 高阶项 $[\hat{Q}(0) \times \hat{Q}(0) \times \hat{Q}(0)]^0$ 同样具有典型的形变核性质, 这里 $\hat{Q}_\mu(0) = s^\dagger \tilde{d}_\mu + d_\mu^\dagger s$ 是 $O(6)$ 四极矩算符。因此可以利用 $O(6)$ 高阶项替代式(1)中描述 $SU(3)$ 极限的四极-四极相互作用, 此时哈密顿量为

$$\hat{H}_2 = c_2 \left[y \hat{n}_d + \frac{1-y}{f_2(N)} \left[Q(0) \times Q(0) \times Q(0) \right]^0 \right], \quad (3)$$

这里: 能量标度因子 $c_2 > 0$; y 是控制参量; $0 \leq y \leq 1$; $f_2(N)$ 是 N 的二次项函数, 这里选取 $f_2(N) = 0.8N^2$ 以使 UQ 方案中的 y_c 临界点接近于 $U(5)$ - $SU(3)$ 方案的 x_c 临界点。式(3)中的 $[\hat{Q}(0) \times \hat{Q}(0) \times \hat{Q}(0)]^0$ 项和式(2)中 $\hat{Q} \left(-\frac{\sqrt{7}}{2} \right) \hat{Q} \left(-\frac{\sqrt{7}}{2} \right)$ 项的作用相似。

为了对角化哈密顿量式(2)和式(3)。本文根据 $U(6) \supset SU(3) \supset SO(3)$ 的约化群链对应的基矢 $|N(\lambda\mu)KL\rangle$ 来展开相应的本征态:

$$|NL\xi\rangle = \sum_{(\lambda\mu)K} C_{(\lambda\mu)K}^{L\xi} |N(\lambda\mu)KL\rangle, \quad (4)$$

其中: ξ 用来标记角动量 L 处于第几个激发态; $C_{(\lambda\mu)K}^{L\xi}$ 是展开系数; N 为系统的玻色子总数。对于

给定的原子核, N 为确定值。 $(\lambda\mu)$ 为 $SU(3)$ 的不可约表示, K 为附加量子数来标记基矢的重复度。

式(4)中的本征态也可以用 $|L\xi; z\rangle$ 表示, 其中 $U(5)$ - $SU(3)$ 方案中 $z = x$, UQ 方案中 $z = y$ 。在计算中关于附加量子数 K 的标准正交化过程在文献[22]中给出。通过 d 玻色子的产生和湮灭算符的 $U(6) \supset SU(3)$ 约化矩阵元的解析式和 $SU(3) \supset SO(3)$ 约化的 Wigner 系数^[23-24]来求解本征方程(2)和(3), 从而得到相应的本征能量和波函数的 $C_{(\lambda\mu)K}^{L\xi}$, 并进一步计算其它感兴趣的相应物理量。

3 数值分析

为了探究从振动到转动的过渡区原子核相变特征, 本文在 $U(5)$ - $SU(3)$ 和 UQ 两种方案下, 在玻色子数分别为 $N = 8$ 和 $N = 20$ 的情况下, 分别计算了一些低激发态能级比、电四极跃迁 $B(E2)$ 比及相应的玻尔形变参量的基态期待值。为了节省计算时间, 在控制参量区间 $x \in [0, 1]$, $y \in [0, 1]$ 内只取了 10 个计算点, 来定性研究过渡区原子核的量子相变行为。

3.1 能级比

图 1 给出了 $U(5)$ - $SU(3)$ 和 UQ 两种方案下能级比 $R_{02} = \frac{E_{0_2^+}}{E_{2_1^+}}$ 和 $R_{42} = \frac{E_{4_1^+}}{E_{2_1^+}}$ 随控制参量 x 或 y 变化的曲线。从图 1 可以看出:

(1) 两种方案下, 系统相变的临界点 $x_c = 0.54$ 和 $y_c = 0.52$ 大致相同;

(2) 随着玻色子数 N 的增大, 系统的量子相变行为更为明显;

(3) 以 $N = 20$ 为例, R_{02} 曲线在两种方案下都比 R_{42} 曲线变化明显。在 $U(5)$ - $SU(3)$ 方案下 R_{02} 曲线比 UQ 方案下更为陡峭, 表明 $O(6)$ 高阶项方案下 R_{02} 的量子相变行为变得平缓, 在 $U(5)$ - $SU(3)$ 方案下, 转动极限时 $R_{02} \approx 52$, 振动极限时 $R_{02} \approx 2$ 。在 UQ 方案下, 转动极限时 $R_{02} \approx 38$, 振动极限时 $R_{02} \approx 2$ 。当 x , y 值大于相应的临界点时, 振动值 $R_{02} \approx 2$ 保持不变;

(4) 不论玻色子数 N 是多少, 两种方案下 R_{42} 曲线量子相变行为没有 R_{02} 曲线的明显, 并且两种方案下从转动极限到临界区域比值都为 $R_{42} \approx 3.3$, 从临界区域到振动极限都为 $R_{42} \approx 2$, 当 $x \geq x_c$ 或 $y \geq y_c$ 时, 所有的比值为常数。这一结果也证明了文献[25-26]中提到的准动力学 $U(5)$ 对称性。

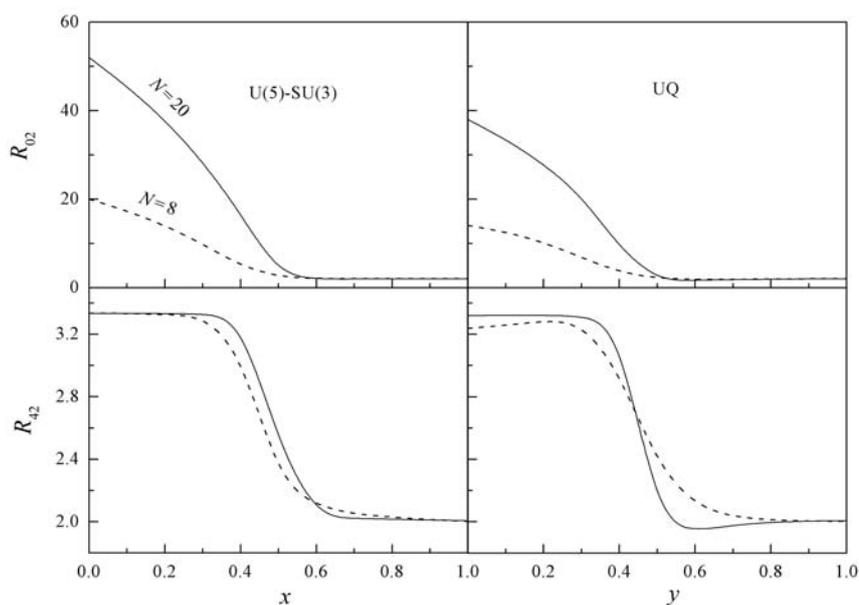


图 1 能级比 R_{02} 和 R_{42} 分别随控制参量 x 或 y 的变化

3.2 电四极跃迁比

$B(E2)$ 跃迁也是对核结构敏感的物理量, 图 2 给出了计算的电四极跃迁比 R_1 , R_2 和 R_3 随控制参量 x 或 y 变化情况。其中, $R_1 = \frac{B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_g^+)}$ 为

基带跃迁; $R_2 = \frac{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_g^+)}$ 为 β 带到基带跃迁;

$R_3 = \frac{B(E2; 2_3^+ \rightarrow 4_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_g^+)}$ 为 γ 带到基带跃迁; 虚线和实线

分别表示玻色子数为 $N = 8$ 和 $N = 20$ 时的计算结果。

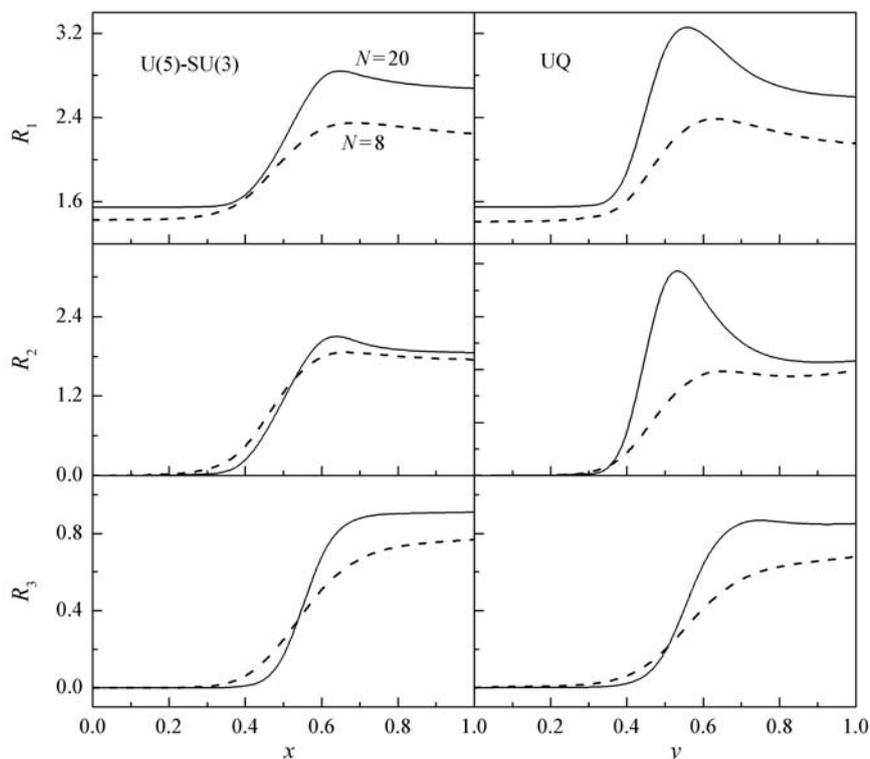


图 2 电四极跃迁比 R_1 , R_2 和 R_3 分别随控制参量 x 或 y 的变化

U(5)-SU(3) 方案下, E2 算符定义与文献 [14] 中相同, 即

$$T_{\mu}(E2) = q_2 \hat{Q}_{\mu} \left(-\frac{\sqrt{7}}{2} \right), \quad (5)$$

这里

$$\hat{Q}_{\mu} \left(-\frac{\sqrt{7}}{2} \right) = (s^{\dagger} \tilde{d}_{\mu} + d_{\mu}^{\dagger} s) - \frac{\sqrt{7}}{2} (d^{\dagger} \tilde{d})_{\mu}^{(2)} \quad (6)$$

是 SU(3) 生成元, q_2 是有效电荷。

而在 UQ 方案中, E2 算符定义为

$$T_{\mu}(E2) = q_2 \hat{Q}_{\mu}(0), \quad (7)$$

这里

$$\hat{Q}_{\mu}(0) = s^{\dagger} \tilde{d}_{\mu} + d_{\mu}^{\dagger} s \quad (8)$$

是 O(6) 的四极算符。

从图 2 可以看出: (1) 两种方案下, 系统相变的临界点 x_c 和 y_c 大致相同; (2) 随着玻色子数 N 的增大, $B(E2)$ 跃迁更为明显, 表明系统的量子相变行为得到加强; (3) 以 $N = 20$ 为例, R_3 曲线在两种方案下变化大致相同, 但是 R_1 和 R_2 曲线在 UQ 方案比 U(5)-SU(3) 方案更为陡峭, 表明基带内跃迁和 β 带到基带跃迁得到加强。

3.3 原子核形状变量

在集体模型^[27]中, 以玻尔变量 (β, γ) 来描述原子核形状。尽管它们是不可观测量, 但在理论上它们能

判断原子核的形状。玻尔变量和代数模型中 SU(3) 不可约表示 (λ, μ) 存在一对一关系并可以用二阶和三阶 Casimir 算符表示为

$$\hat{\beta} = \beta_0 \sqrt{\hat{C}_2(\text{SU}(3)) + 3}, \quad (9)$$

$$\beta_0 = \sqrt{\frac{4\pi}{5Ar_0^2}}, \quad (10)$$

这里 A 是系统的核子数, r_0^2 是无量纲半径的平方^[27]。

$$\hat{\gamma} = \tan^{-1} \left[\frac{\sqrt{3}(\hat{\mu} + 1)}{2\hat{\lambda} + \hat{\mu} + 3} \right], \quad (11)$$

这里可将 $\hat{\lambda}$ 和 $\hat{\mu}$ 看成算符。定义算符 $\hat{\beta}$ 和 $\hat{\gamma}$ 在基态下的期望值以及相应均方根偏差为

$$\bar{\beta} = \langle 0_g^+; z | \hat{\beta} | 0_g^+; z \rangle, \quad (12)$$

$$\pm \Delta\beta = \pm \sqrt{\langle 0_g^+; z | (\hat{\beta} - \bar{\beta})^2 | 0_g^+; z \rangle}, \quad (13)$$

$$\bar{\gamma} = \langle 0_g^+; z | \hat{\gamma} | 0_g^+; z \rangle, \quad (14)$$

$$\pm \Delta\gamma = \pm \sqrt{\langle 0_g^+; z | (\hat{\gamma} - \bar{\gamma})^2 | 0_g^+; z \rangle}. \quad (15)$$

图 3 给出了玻尔变量 $\bar{\beta}/\beta_0$ 和 $\bar{\gamma}$ 基态期望值分别随控制参量 x 或 y 的变化曲线。从图 3 可以看出: 随着玻色子数 N 的增大, 曲线变化更为明显, 系统的量子相变行为得到加强; 在临界点处, $\bar{\beta}/\beta_0$ 和 $\bar{\gamma}$ 有明显改变。

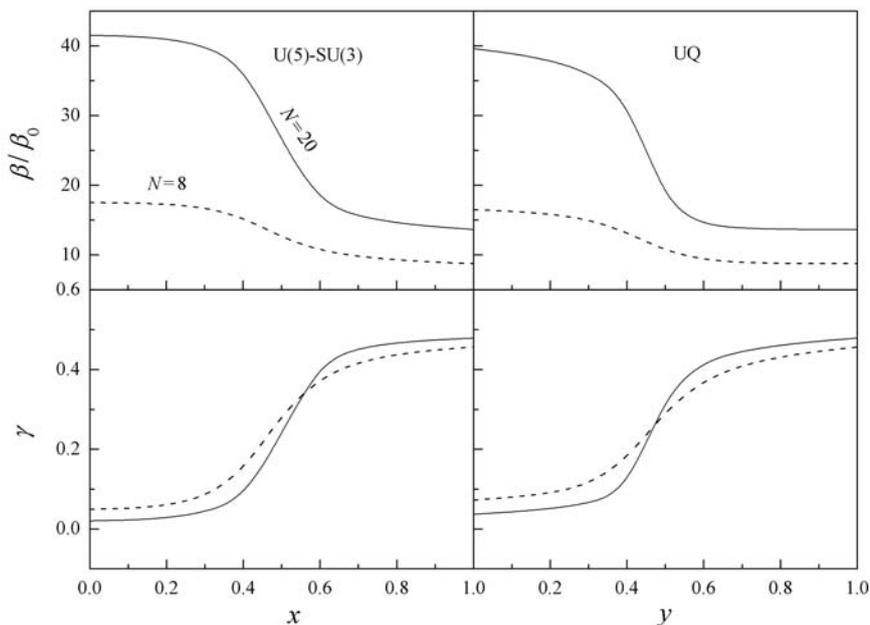


图 3 基态玻尔变量期望值随控制参量 x 或 y 的变化曲线

接下来固定玻色子数 $N = 20$, 进一步研究玻尔变量的基态期望值以及相应的均方根偏差分别随控制参量 x 或 y 的变化曲线, 图 4 给出了计算结果, 其中实线分别代表基态玻尔变量 $\bar{\beta}/\beta_0$ 和 $\bar{\gamma}$ 期待值变化曲线, 虚线分别代表对应的均方根偏差 $\Delta\bar{\beta}/\beta_0$ 和 $\Delta\bar{\gamma}$ 变化曲线。从图 4 可以看出: (1) 在临界点 $\Delta\bar{\beta}/\beta_0$ 和 $\Delta\bar{\gamma}$ 变化达到最大, 表明临界区的原子核是软的; (2) U(5)-SU(3) 方案, 在转动极限 $x = 0$ 时,

$\Delta\bar{\beta}/\beta_0 = 0$ 和 $\Delta\bar{\gamma} = 0$, 表明原子核有确定的形状; (3) UQ 方案, 当 $y = 0$ 时, $\Delta\bar{\beta}/\beta_0 \neq 0$ 和 $\Delta\bar{\gamma} \neq 0$, 表明原子核没有确定的形状; (4) 两种方案下, 越过临界点 x_c 或 y_c 后 $\Delta\bar{\beta}/\beta_0$ 和 $\Delta\bar{\gamma}$ 变化仍然很大, 即两种方案下在临界点附近区域原子核都很容易被激发, 这表明两种方案都可以用来描述从球形振动到轴对称形转动过渡区的原子核性质。

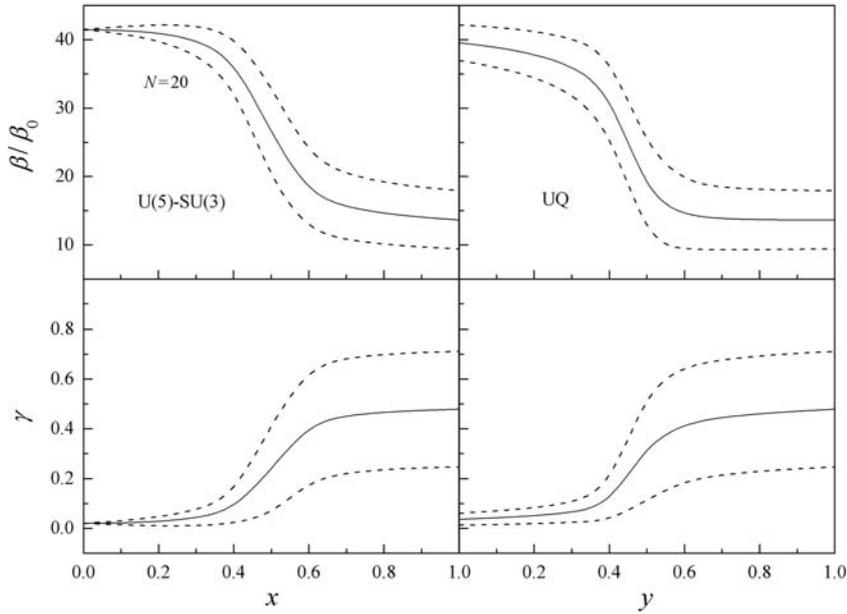


图 4 基态玻尔变量期望值和均方偏差随控制参量 x 或 y 的变化

4 应用

以 ^{152}Sm 核为例, 在两种方案下, 计算一些低激发态能级和感兴趣的电四极跃迁 $B(E2)$ 值, 并与相应的实验数据进行比较。表 1 给出 ^{152}Sm 核能级的计算结果。可以看出, UQ 方案可以比 U(5)-SU(3) 方案更好地描述 ^{152}Sm 核的低激发态能级。

表 1 理论计算的 ^{152}Sm 核的能级和实验数据^[28]

$E(L^+)$	Exp.	U(5)-SU(3)	UQ
2_1^+	122	122	122
4_1^+	366	316	340
6_1^+	707	575	645
8_1^+	1 125	893	1 020
10_1^+	1 609	1 267	1 445
0_2^+	685	379	369
2_2^+	810	580	676

续表 1

$E(L^+)$	Exp.	U(5)-SU(3)	UQ
4_2^+	1 023	857	1 011
2_3^+	1 086	739	931
4_3^+	1 372	1 062	1 224

图 5 给出了两种方案下计算的 $B(E2)$ 结果, 并与相应的实验数据进行比较, 其中 (a) 和 (b) 分别为 $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ 和 $B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$, 属于基带内跃迁; (c) 为 $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$, 属于 β 带到基带跃迁; (d) 为 $B(E2; 2_3^+ \rightarrow 4_1^+)$, 属于 γ 带到基带跃迁。从图 5 可以看出: (1) 两种方案下, 基带的带内跃迁结果比较接近; (2) 对于 β 带到基带跃迁, 结果表明 UQ 方案计算值比 U(5)-SU(3) 方案更接近于实验值, 因而更为合理; (3) 对于 γ 带到基带的跃迁, UQ 方案下结果也比 U(5)-SU(3) 方案更接近于实验数据。

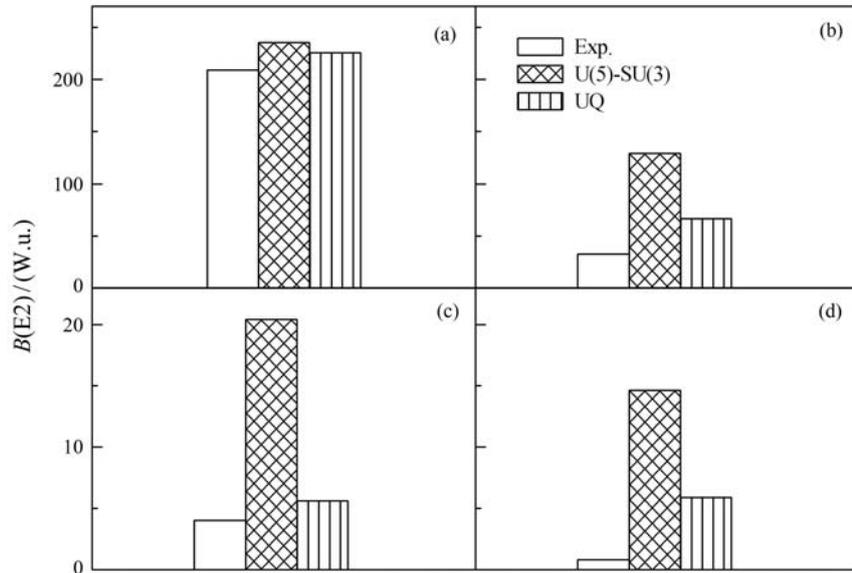


图 5 ^{152}Sm 核的 $B(E2)$ 理论计算值和实验值

5 结论

本文利用 $O(6)$ 高阶项代替传统的 $SU(3)$ 四极-四极相互作用来研究原子核从振动到转动过渡区的量子相变行为。在 $U(5)$ - $SU(3)$ 方案和 UQ 方案下, 对应于不同玻色子数情况下, 分别研究了一些低激发态能级比和电四极跃迁 $B(E2)$ 比及玻尔形状参量的基态期望值和相应的均方根偏差。在此基础上, 进一步以具有 $X(5)$ 对称性的实际核为例, 具体计算了 ^{152}Sm 核的低激发态能级比和电四极跃迁 $B(E2)$ 比。结果表明, $O(6)$ 高阶项代替 $SU(3)$ 四极-四极相互作用可以用来描述从振动到转动过渡区具有 $X(5)$ 对称性的原子核的量子相变特征, 能合理地描述一些实验结果, 更深入的分析仍在进行中。

参考文献(References):

- [1] ROWE D J, THIAMOVA G. Nucl Phys A, 2005, **760**: 59.
- [2] THIAMOVA G. Eur Phys J A, 2010, **45**: 81.
- [3] FORTUNATO L, ALONSO C E, ARIAS J M, *et al.* Phys Rev C, 2011, **84**: 014326.
- [4] ARIMA A, IACHELLO F. Ann Phys, 1976, **99**: 253.
- [5] ARIMA A, IACHELLO F. Ann Phys, 1978, **111**: 201.
- [6] ARIMA A, IACHELLO F. Ann Phys, 1979, **123**: 468.
- [7] CASTEN R F. Interacting Bose-Fermi System[C]// IACHELLO F ed. New York: Plenum Publishing, 1981: 14.
- [8] DIEPERINK A E L, SCHOLTEN O, IACHELLO F. Phys Rev Lett, 1980, **44**: 1747.
- [9] DIEPERINK A E L, SCHOLTEN O. Nucl Phys A, 1980, **346**: 125.
- [10] FENG D H, GILMORE R, DEANS S R. Phys Rev C, 1981, **23**: 1254.
- [11] SCHOLTEN O, IACHELLO F, ARIMA A. Ann Phys, 1978, **115**: 325.
- [12] IACHELLO F. Phys Rev Lett, 2001, **87**: 052502.
- [13] CASTEN R F, ZAMFIR N V. Phys Rev Lett, 2001, **87**: 052503.
- [14] PAN F, DRAAYER J P, LUO Y. Phys Lett B, 2003, **576**: 297.
- [15] ROSENSTEEL G, ROWE D J. Nucl Phys A, 2005, **759**: 92.
- [16] FOSSION R, ALONSO C E, ARIAS J M, *et al.* Phys Rev C, 2007, **76**: 014316.
- [17] VAN ISACKER P. Phys Rev Lett, 1999, **83**: 4269.
- [18] THIAMOVA G, CEJINAR P. Nucl Phys A, 2006, **765**: 97.
- [19] DAI L R, PAN F, LIU L, *et al.* Phys Rev C, 2012, **86**: 034316.
- [20] WARNER D D, CASTEN R F. Phys Rev C, 1983, **28**: 1798.
- [21] WERNER V, BRENTANO P V, CASTEN R F, *et al.* Phys Lett B, 2002, **527**: 55.
- [22] ROSENSTEEL G. Phys Rev C, 1990, **41**: 730.
- [23] DRAAYER J P, AKIYAMA Y. Math J Phys, 1973, **14**: 1904.
- [24] AKIYAMA Y, DRAAYER J P. Comput Phys Commun, 1973, **5**: 405.
- [25] ROWE D J, TURNER P S, ROSENSTEEL G. Phys Rev Lett, 2004, **93**: 232502.
- [26] ROWE D J. Phys Rev Lett, 2004, **93**: 122502.
- [27] CASTAÑOS O, DRAAYER J P, LESCHBER Y. Z Phys A, 1988, **329**: 33.
- [28] JOLOS R V, BRENTANO P V. Phys Rev C, 2009, **80**: 034308.

Quantum Phase Transitional Patterns of Nuclei

DAI Lianrong¹⁾, WANG Lixing, PAN Feng, ZHONG Weiwei, LIU Qi

(*Department of Physics, Liaoning Normal University, Dalian 116029, Liaoning, China*)

Abstract: With the framework of Interacting Boson Model (IBM), transitional patterns from the spherical to the axially deformed limit of the IBM with a schematic Hamiltonian are studied by replacing the SU(3) quadrupole-quadrupole term with O(6) cubic interaction. But, we use the two schemes to investigate some energy ratios and $B(E2)$ ratios for different bosons $N = 8$ and $N = 20$. The results show that with the increasing of the numbers of bosons, the transitional behaviors can be enhanced; the transitional behaviors are very similar in the two schemes. However, there are some distinctive differences for some quantities across the entire transitional region, such as energy levels and ratios, $B(E2)$ values and ratios, and expectation values of the shape variables. Generally speaking, the transition is smoother and the nuclear shape is less well defined in the new scheme. Then we apply the two schemes to the critical point symmetry candidate, such as ^{152}Sm , and find the overall fitting quality of the UQ scheme is better than that of the U(5)-SU(3) scheme, especially for the inter-band E2 transitions in ^{152}Sm .

Key words: Interacting Boson Model; O(6) cubic interaction; transitional region; quantum phase transition

Received date: 15 Oct. 2012; **Revised date:** 28 Feb. 2013

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (11375080); Natural Science Foundation of Liaoning Province (2013020091)

1) E-mail: dailr@lnnu.deu.cn

<http://www.npr.ac.cn>