

文章编号: 1007-4627(2004)04-0351-04

# 原子核配对壳模型——侵入态与原子核形变\*

罗延安<sup>1</sup>, 潘峰<sup>2</sup>, 宁平治<sup>1</sup>

(1 南开大学物理系, 天津 300071;

2 辽宁师范大学物理系, 辽宁 大连 116029)

**摘要:** 利用原子核配对壳模型讨论了侵入态对原子核形变的影响. 计算结果表明, 侵入态具有削弱原子核形变的趋势, 对原子核的形变起着重要作用.

**关键词:** 原子核配对壳模型; 侵入态; 形变

**中图分类号:** O571.21<sup>+1</sup>      **文献标识码:** A

## 1 引言

在原子核壳模型理论中, 由于其组态空间随着满壳外价核子数目以及单  $j$  壳层数目的增加而变得非常庞大, 从而在利用该理论讨论原子核的性质时, 不得不采用组态空间截断技术. 一般来说, 我们将组态空间截断为一个主振动壳. 但是对于重核, 即使采用这样的截断技术, 组态空间仍然很大. 从而早期壳模型理论的工作, 例如费米子动力学对称性模型(FDSM)<sup>[1]</sup>或赝  $SU(3)$ 模型<sup>[2]</sup>, 对侵入态引入附加限制, 即假定侵入态中的核子全部耦合为辛弱数为零的组态, 而这一假设的合理性目前还没有得到验证.

与此同时, 在其他的一些讨论中, 侵入态在拟合已有的实验结果以及对原子核形变的影响等问题中都具有重大作用. 例如, 在 Wood-Saxon 模型中的讨论表明, 侵入态中的核子对原子核的可观测量具有重大的贡献<sup>[3]</sup>, 还有一些平均场理论的研究表明侵入态中的核子在原子核形变中起着主要作用<sup>[4]</sup>. 而文献[5]的结论表明, 无论是正常宇称态还是侵入态都对原子核的集体性具有很大的影响.

在原子核配对壳模型中<sup>[6]</sup>, 由于受到计算速度的限制, 考虑到相互作用玻色子模型(IBM)以及 FDSM 的成功, 我们将组态空间截断为 SD 对子空间(SDPM)<sup>[7]</sup>. 在该模型当中, 通过对  $O(6)$  极限核<sup>130-132</sup>Ba 的研究表明, 侵入态的作用依赖于单粒子能级结构: 如果原子核的单粒子能级不简并, 并

且将侵入态限制为辛弱数为 0 的组态, 则理论结果难以描述  $O(6)$  极限核. 但是若假设单粒子能级简并, 即使限制侵入态为辛弱数为 0 的组态, 该模型仍然可以描述  $O(6)$  极限核<sup>[8, 9]</sup>. 在相互作用玻色子模型中,  $SU(3)$  极限对应于原子核的转动谱<sup>[10]</sup>. 由于 IBM 中的 sd 玻色子对应于费米子空间中的 SD 对<sup>[11]</sup>, 从而我们希望 SDPM 也可以用于描述原子核的转动谱. 本文的目的就是在原子核配对壳模型的理论框架下研究侵入态对原子核转动谱的影响, 从而分析如何在 SDPM 下实现转动谱.

## 2 哈密顿量、E2 跃迁算符

在本文中, 为讨论问题方便起见, 我们选择如下哈密顿量:

$$H = H_0 - G_\pi S_\pi^+ \cdot S_\pi - G_\nu S_\nu^+ \cdot S_\nu - \frac{1}{2} \kappa (Q_\pi^2 + Q_\nu^2) \cdot (Q_\pi^2 + Q_\nu^2),$$
$$H_0 = \sum_{\alpha\sigma} \epsilon_{\alpha\sigma} n_{\alpha\sigma},$$
$$Q_\sigma^2 = \sum_i r_{\sigma i}^2 Y^2(\theta_{\sigma i}, \phi_{\sigma i}); \sigma = \pi, \nu \quad (1)$$

E2 跃迁算符取为

$$T(E2) = e_\pi Q_\pi^2 + e_\nu Q_\nu^2 \quad (2)$$

其中  $e_\pi$  与  $e_\nu$  分别为质子与中子的有效电荷. 对于构建基矢的集体 SD 对, 我们通过下述方法确定:

收稿日期: 2004 - 08 - 16

\* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10305006)

作者简介: 罗延安(1969-), 男(汉族), 辽宁岫岩人, 博士, 从事原子核物理理论研究; E-mail: luoyan@nankai.edu.cn

$$S^+ = \sum_j \sqrt{2j+1} \frac{\nu_j}{u_j} (C_j^+ \times C_j^+)^0, \quad (3)$$

$$D^+ = \frac{1}{2} [Q^2, S^+],$$

其中  $\nu_j$  与  $u_j$  是轨道  $j$  的占有几率以及空着的几率, 二者可以通过求解 BCS 方程求得.

在具体计算中, 为了便于分析, 我们将正常宇称态的所有能级均取为简并, 而侵入态的单粒子能级从  $-0.15$  连续变到  $0.15$  MeV, 对力强度取为  $0.1$  MeV, 而四极-四极相互作用强度取为  $0.1$  MeV/ $r_0^2$ , 其中  $r_0$  是谐振子参数. 本文中, 我们选取质子和中子均为 3 对的系统进行研究, 且假定除非特殊声明, 质子与中子将占据同一个谐振子壳.

### 3 结果和讨论

我们将由 BCS 方法决定的 S 对在各个单粒子能级上的分布情况列于图 1. 从图中不难发现, 当侵入态的单粒子能级较低时, 核子几乎全部分布在侵入态上, 说明侵入态对原子核低激发态的贡献较大. 另一方面, 随着侵入态单粒子能级的提高, 核子在侵入态上的分布逐渐减少, 而在正常宇称态上的分布则增多, 这说明侵入态的贡献减少.

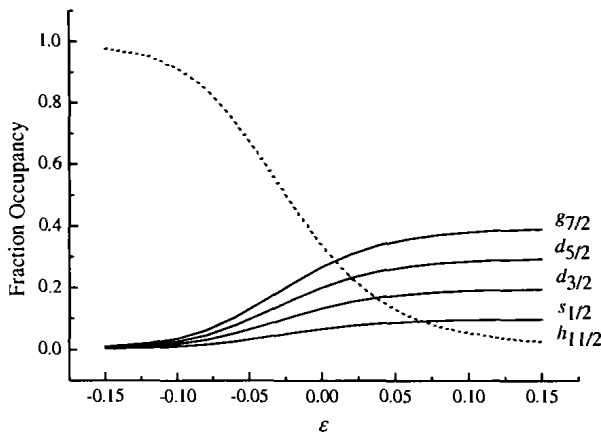


图 1 核子在各个单粒子能级上的分布随侵入态单粒子能级的变化(所选的壳层为 50—32 壳)

为了研究侵入态贡献大小对原子核集体性的影响, 图 2 给出了基带内 E2 跃迁随侵入态单粒子能级变化的结果. 其中有效电荷取为  $e_\pi = 3e, e_n = 1.5e$ . 由图 2 可以看到, 随着侵入态单粒子能级的提高, 质子中子在侵入态上的占有率降低, 而 E2 跃迁反而越强, 从而形变越大. 我们把侵入态的位置对能谱的影响列于表 1, 表中仅给出了晕带的结果. 从

表 1 不难发现, 对于  $ds$  壳层, 随着侵入态位置的升高, 能谱更接近转动结构. 例如, 当侵入态和正常宇称态简并时, 第一个  $4^+$  态与第一个  $2^+$  态的比值为 2.81, 而当侵入态位于  $0.1$  MeV 时, 该比值为 3.3. 这一结果与文献[4]的结论不同. 该文献的结果表明侵入态在原子核形变中起着主要作用, 而由以上的讨论发现在 SDPM 中侵入态更倾向于消弱原子核的形变. 具体来说, 侵入态的位置越低, 其对原子核低激发谱的影响就越大, 形变反而减小.

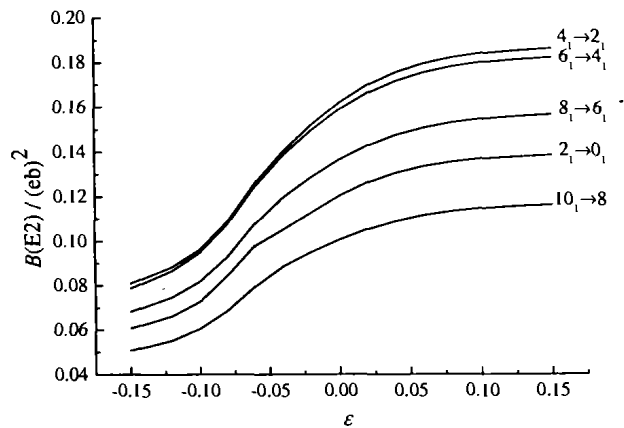


图 2  $B(E2)$  值随着侵入态单粒子能级的变化情况(所选壳层为 50—82 壳)

从表 1 还可以看到, 随着每一个主壳层内单  $j$  数目以及每一个  $j$  值的增加,  $E_{4_1^+}/E_{2_1^+} = 3.3$  的位置越来越低. 对于 20—50, 50—82, 82—126 以及 126—184 壳, 他们的位置分别是 0.09, 0.07, 0.03 和 0 MeV. 除了能谱的比值以外, 我们也将 E2 跃迁的比值列于表 2. 从表中可以看到, 在  $E_{4_1^+}/E_{2_1^+} = 3.3$  处 SDPM 的结果与 IBM-SU(3) 极限的结果非常接近.

以上的分析表明, 侵入态具有消弱原子核形变的趋势. 由图 1 可以知道, 侵入态的位置越低, 对原子核低激发态的贡献也就越大, 但原子核的形变反而越小. 对于这一个结果我们可以这样来理解: 首先, 由于宇称不同, 侵入态中的核子不可能与正常宇称态中的核子耦合为正宇称的 SD 对, 我们称之为“宇称阻塞效应”; 其次, 由于侵入态空间不完整, 从而不能构成相干的集体对, 从而使形变减弱. 简而言之, 由于原子核内较强的自旋轨道劈裂, 使得侵入态的位置降低, 对原子核低激发态的贡献增大, 形变减小.

表 1 每一个主壳层内  $E_{J_1^+}/E_{2_1^+}$

| Shell           | $\epsilon$     | $J=4$ | $J=6$ | $J=8$ | $J=10$ | $J=12$ |
|-----------------|----------------|-------|-------|-------|--------|--------|
| 8—20            | -0.15          | 2.30  | 4.32  | 6.55  | 9.20   | 11.82  |
|                 | 0.00           | 2.81  | 5.38  | 8.62  | 12.43  | 16.68  |
|                 | 0.10           | 3.30  | 6.86  | 11.64 | 17.57  | 24.62  |
|                 | 0.15           | 3.32  | 6.92  | 11.78 | 17.85  | 25.09  |
| 20—50           | -0.15          | 2.69  | 4.45  | 6.40  | 8.40   | 9.97   |
|                 | 0.00           | 3.14  | 6.29  | 10.36 | 15.20  | 20.71  |
|                 | 0.09           | 3.30  | 6.83  | 11.55 | 17.37  | 24.24  |
|                 | 0.15           | 3.31  | 6.88  | 11.65 | 17.57  | 24.59  |
| 50—82           | -0.15          | 2.77  | 5.11  | 7.95  | 11.13  | 14.52  |
|                 | 0.00           | 3.14  | 6.31  | 10.37 | 15.20  | 20.66  |
|                 | 0.07           | 3.30  | 6.83  | 11.53 | 17.32  | 24.12  |
|                 | 0.15           | 3.31  | 6.89  | 11.69 | 17.63  | 24.68  |
| 82—126          | -0.15          | 2.66  | 4.90  | 7.68  | 10.92  | 14.57  |
|                 | 0.00           | 3.27  | 6.72  | 11.25 | 16.76  | 23.13  |
|                 | 0.03           | 3.30  | 6.85  | 11.58 | 17.42  | 24.28  |
|                 | 0.15           | 3.32  | 6.95  | 11.84 | 17.96  | 25.28  |
| 126—184         | -0.15          | 2.48  | 4.37  | 6.63  | 9.20   | 12.05  |
|                 | 0.00           | 3.30  | 6.85  | 11.58 | 17.40  | 24.24  |
|                 | 0.15           | 3.33  | 6.96  | 11.88 | 18.06  | 25.45  |
| (50—82) $\pi$   | (-0.15, -0.15) | 3.28  | 6.72  | 11.00 | 15.87  | 21.42  |
| (82—126) $\nu$  | (0.00, 0.00)   | 3.31  | 6.90  | 11.75 | 17.75  | 24.84  |
|                 | (0.15, 0.15)   | 3.33  | 6.96  | 11.88 | 18.05  | 25.45  |
| (82—126) $\pi$  | (-0.15, -15)   | 3.29  | 6.73  | 11.12 | 16.27  | 22.16  |
| (126—184) $\nu$ | (0.00, 0.00)   | 3.32  | 6.94  | 11.81 | 17.89  | 25.12  |
|                 | (0.15, 0.15)   | 3.33  | 6.97  | 11.90 | 18.11  | 25.56  |
| IBM SU(3)极限     |                | 3.33  | 7.00  | 12.00 | 18.33  | 26.00  |

\*  $\epsilon$  为侵入态单粒子能级的位置；表中只给出了重要结果，即侵入态位置相对正常宇称态的位置最低、简并、 $E_{4_1^+}/E_{2_1^+} = 3.3$  以及最高时。

为了验证以上分析的正确性，我们将自己的分析结果与实验进行比较。实验上存在一些  $ds$  壳核素具有转动谱的特征，那么根据我们以上分析，其对应的侵入态应该远离其正常宇称态。从单粒子壳层能谱我们知道， $f_{7/2}$  确实远离  $ds$  壳<sup>[12]</sup>。对于 20—50 以及 50—82 壳，单粒子壳层结构表明他们各自对应的侵入态与正常宇称态简并或靠近<sup>[12]</sup>。由我们以上的分析可以判断在该区域不应该出现转动核。这一分析结果与实验一致，即实验上几乎没有发现该区域的原子核具有转动谱特征。最后，对于质子在 50—82 壳而中子在 82—126 壳，或者是质子在 82—126 壳而中子在 126—184 壳两个区域，单粒子壳层结构表明他们各自对应的侵入态与正常宇称态简并<sup>[12]</sup>。而表 1 表明对于这两个区域，即使当侵入态和正常宇称态简并，也可以出现转动谱。实际上，在这两个区域均有一些原子核具有转动谱的特征，与我们的分析一致。

表 2 相对  $B(E2)$  比值

| Shell       | $\epsilon$ | $\frac{4_1^+ \rightarrow 2_1^+}{2_1^+ \rightarrow 0_1^+}$ | $\frac{2_1^+ \rightarrow 2_1^+}{2_1^+ \rightarrow 0_1^+}$ | $\frac{2_1^+ \rightarrow 2_1^+}{2_1^+ \rightarrow 0_1^+}$ |
|-------------|------------|---|---|---|
| 8—20        | -0.15      | 1.335   | 0.026   | 0.421   |
|             | 0.00       | 1.348   | 0.363   | 0.051   |
|             | 0.10       | 1.350   | 0.010   | 0.004   |
| 20—50       | -0.15      | 1.236   | 0.301   | 0.000   |
|             | 0.00       | 1.347   | 0.119   | 0.008   |
|             | 0.09       | 1.345   | 0.008   | 0.000   |
| 50—82       | -0.15      | 1.332   | 0.255   | 0.023   |
|             | 0.00       | 1.346   | 0.119   | 0.006   |
|             | 0.05       | 1.344   | 0.007   | 0.000   |
| 82—126      | -0.15      | 1.337   | 0.001   | 0.039   |
|             | 0.0        | 1.346   | 0.004   | 0.000   |
|             | 0.03       | 1.346   | 0.006   | 0.000   |
| 126—184     | -0.15      | 1.286   | 1.226   | 0.001   |
|             | 0.0        | 1.347   | 0.006   | 0.001   |
| IBM SU(3)极限 |            | 1.349   | 0.0   | 0.0   |

\* 表中只给出了三种情况的结果，即侵入态向对于正常宇称态的位置最低、简并以及  $E_{4_1^+}/E_{2_1^+} = 3.3$  的位置。

## 4 结论

本文利用原子核配对壳模型讨论了侵入态对原子核形变的影响. 通过分析我们发现, 侵入态对原

子核的形变具有重要影响. 在讨论原子核的集体性质时, 侵入态的贡献不应忽略.

## 参 考 文 献

- [1] Wu C L, Feng D H, Chen X G, *et al.* Phys Lett, 1986, **B168**: 313; Phys Rev, 1987, **C36**: 1 157.
- [2] See, E G, Draayer J P. Nucl Phys, 1990, **A520**: 259c.
- [3] Bhatt K H, Nestor Jr C W, Raman S. Phys Rev, 1992, **C46**: 164.
- [4] Berg S A, Flocard H, Nazarevicz W. Ann Rev Nucl Part Sci, 1990, **40**: 439.
- [5] Escher J, Draayer J P, Faessler A. Nucl Phys, 1995, **A586**: 73.
- [6] Chen J Q. Nucl Phys, 1997, **A626**: 686.
- [7] Chen J Q, Luo Y A. Nucl Phys, 1998, **A639**: 615.
- [8] Zhao Y M, Yoshinaga N, Yamaji S, *et al.* Phys Rev, 2000, **C62**: 024322.
- [9] Luo Y A, Chen J Q, Gao Y C, *et al.* Chin Phys Lett, 2001, **18**: 501.
- [10] Iachello F, Arima A. The Interacting Boson model. Cambridge New York; Cambridge University Press, 1987, 174, 60.
- [11] Otsuka T, Arima A, Iachello F. Phys Lett, 1978, **76B**: 139; Nucl Phys, 1978, **A309**: 1.
- [12] Brussaard P J, Glaudemans P W M. Shell-model Applications in Nuclear Spectroscopy. Amsterdam; North-Holland Publishing Company, 1977, 19.

## Intruder Level and Deformation in SD-pair Shell Model\*

LUO Yan-an<sup>1</sup>, PAN Feng<sup>2</sup>, NING Ping-zhi<sup>1</sup>

(1 Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China;

2 Department of Physics, Liaoning Normal University, Dalian 116029, China)

**Abstract:** The influence of intruder level on nuclear deformation is studied within the framework of the nucleon-pair shell model truncated to an SD-pair subspace. The results suggest that the intruder level has a tendency to reduce the deformation and plays an important role in determining the onset of rotational behavior.

**Key words:** nucleon-pair shell model; intruder level; deformation

\* Foundation item: National Natural Science Foundation of China(10305006)