

# 偶偶核高自旋态的微观研究 (III) 对同位素 $^{126}\text{Ba}$ , $^{128}\text{Ba}$ 和 $^{130}\text{Ba}$ 的应用

桑建平

(武汉大学物理系 武汉 430072)

刘庸

(华中师范大学粒子物理所 武汉 430070)

1993年12月6日收到

## 摘 要

从壳模型组态及核子-核子有效相互作用出发,借助于一种描述偶偶核高自旋态的微观理论方案,对同位素  $^{126}\text{Ba}$ ,  $^{128}\text{Ba}$  和  $^{130}\text{Ba}$  的低能态及质子拆对占据  $h_{11/2}$  侵入轨道所出现的回弯现象作了研究.得到了与实验定性符合较好的结果.对 Yrast 带,进一步探讨了带间相互作用强度与耦合算子之间的关系.

**关键词**  $^{126-130}\text{Ba}$  同位素,微观研究, Yrast 带.

## 1 引 言

在文献[1]中,曾阐述了一种理论方法,借助于它可以在把偶偶核考虑为价中子和价质子体系的情况下研究高自旋态的性质.此后还给出了对稀土区  $^{154}\text{Dy}$ ,  $^{156}\text{Er}$  和  $^{158}\text{Yb}$  中子对顺排带作理论计算的结果<sup>[2]</sup>.本文是上述工作的继续,将探讨  $A \sim 130$  区  $^{126-130}\text{Ba}$  同位素的激发谱,侧重于讨论已观测到的质子对拆对产生的回弯现象.

$A \sim 130$  区是实验资料很丰富的核区,曾作过细致的理论分析.  $^{126}\text{Ba}$  有回弯现象,  $^{128,130}\text{Ba}$  有两个带与基带交叉出现回弯.它们是检验理论方法的很好的实例. Flaum 等人用粒子-转子模型分析和计算了  $^{126}\text{Ba}$  中的 S 带,指出它具有两质子顺排的特征<sup>[3]</sup>.对  $^{128,130}\text{Ba}$ , 两个高自旋转动带分别由两质子和两中子顺排形成<sup>[4,5]</sup>.由于侵入能级在 Yrast 谱学中占据重要地位<sup>[6]</sup>,参照对实验资料作出的上述分析,本文将研究两质子在  $h_{11/2}$  侵入轨道上顺排形成的高自旋转动带,同时也在统一的理论方案下给出低激发态能谱的计算结果.

## 2 理论方法

在文献[1]中曾对理论方法作过详细的叙述,在此只需结合  $^{126-130}\text{Ba}$  同位素的研究简

述方法的要点。

只考虑价核子体系,即假定 <sup>126-130</sup>Ba 同位素 50 满壳层以内的自由度对所讨论激发态的影响可以忽略,故可冻结这些自由度。此时,组态空间为:

$$(2d_{5/2}1g_{7/2}1h_{11/2}2d_{3/2}3s_{1/2})^{n_n}, \quad (2.1a)$$

$$(2d_{5/2}1g_{7/2}1h_{11/2}2d_{3/2}3s_{1/2})^{n_p}, \quad (2.1b)$$

其中  $n_n(n_p)$  为价中子(价质子)数。价核子有效哈密顿量的普遍形式可写为:

$$H_{\xi} = H_{\xi}^{(n)} + H_{\xi}^{(p)} + H_{\xi}^{(np)}, \quad (2.2)$$

且

$$H_{\xi}^{(\sigma)} = \sum_{\alpha} E_{\alpha}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)\dagger} a_{\alpha}^{(\sigma)} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)\dagger} a_{\beta}^{(\sigma)\dagger} a_{\gamma}^{(\sigma)} a_{\delta}^{(\sigma)}, (\sigma = n, p) \quad (2.3)$$

$$H_{\xi}^{(np)} = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(np)} a_{\alpha}^{(n)\dagger} a_{\beta}^{(p)\dagger} a_{\gamma}^{(p)} a_{\delta}^{(n)}, \quad (2.4)$$

式中相互作用矩阵元  $P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\sigma)}$  和  $P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(np)}$  的形式依赖于相互作用的选取。在实际计算时,同类价核子的相互作用取为对力、四极对力和四极-四极力,中子-质子相互作用取为四极-四极力,对应的强度参数分别记为  $g_{\sigma}, G'_{\sigma}, K'_{\sigma} (\sigma = n, p)$  和  $K'_{np}$ 。

由(2.1)式给出的态空间维数极高,要研究从基态到第一回弯区激发态的性质,必须实现态空间的合理截断,给出可以处理的模型空间。鉴于基带与 S 带交叉是已被接受的理解回弯机制的观点,把体系看作一对拆对核子与其余核子所形成核芯的耦合体系成为理论上描述 S 带的共同的物理图象。对核芯的描述有不同的理论方法,本文试探性地采纳 IBM + 2q.p. 唯象研究的经验<sup>[7]</sup>,假定 s-d 截断为描述核芯的可取的近似,因而实现态空间截断的问题可通过探讨 s, d 玻色子的微观结构加以解决。因此从(2.1)和(2.2)式出发研究高自旋态的理论方法事实上是 IBM 微观基础研究方案在包含一对费米子情况下的推广。

关于 s 和 d 的定义,本文沿用了基于玻色子展开建立的微观研究途径的做法<sup>[8]</sup>,即首先借助于玻色子展开把价核子描述转换为玻色子描述,利用耦合玻色子表象,考察哈密顿量中的相互作用引起的相干性。按照 s, d 玻色子的性质,把集体性最强的相应的玻色子定义为 s, d 玻色子。然后实现态空间的 s-d 截断。

相应于本文讨论的问题,经截断后的模型空间由两部分组成:

$$\Sigma = \Sigma_1 \oplus \Sigma_2 \quad (2.5)$$

其中  $\Sigma_1 = \{(sd)^N\}$ , 不含费米子,主要适用于描述低能态;  $\Sigma_2 = \{(sd)^{N-1} + 2q.p.\}$ , 含一对质子,适用于研究 S 转动带。在不区分中子及质子玻色子时,基矢可写作:

(I) 自旋为 J 的 IBM-1 态  $\alpha: |\alpha JM\rangle$ ;

(II) 自旋为 K 的 IBM-1 态  $\beta$  与自旋为 L 的一对质子态的直积:  $|\beta K, j_p^2 L; JM\rangle$ 。

若玻色子核芯采用 U(5) 表象,则基矢的形式为

$$|\alpha JM\rangle = |N n_d \nu n_{\Delta} JM\rangle; \quad (2.6)$$

$$|\beta K, j_p^2 L; JM\rangle = \sum_{m_1 m_2} \langle K m_1 L m_2 | JM \rangle |N - 1 n_d \nu n_{\Delta} K m_1\rangle |j_p^2 L m_2\rangle; \quad (2.7)$$

以及

$$|j_p^2 L m_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (\xi_j^{(p)\dagger} \xi_j^{(p)\dagger})_{L m_2} |0\rangle, \quad (2.8)$$

式中  $j_p$  限制在  $h_{11/2}$  侵入轨道上.

在(2.5)式给出的态空间中,哈密顿量的等效算子可写为:

$$h = h_{sd} + h_f + V_{Bf} + h_{mix} \quad (2.9)$$

其中  $h_{sd}$  为普遍形式的 IBM-1 哈密顿量,  $h_f$ ,  $V_{Bf}$  和  $h_{mix}$  分别为纯费米子哈密顿量、玻色子-费米子相互作用项和耦合项. 它们的具体形式见文献[1].

具体步骤是: 给定价核子体系的有效哈密顿量(2.2), 根据它确定  $s, d$  玻色子的微观结构以实现态空间的截断, 进而导出哈密顿量的相应等效算子(2.9)式. 然后在以基矢(2.5)表达的模型空间中求解算子(2.9)的本征值方程, 解出的本征值谱将与实验资料作直接的比较, 再结合本征函数对结果进行一定的分析和讨论.

### 3 计算结果和讨论

在计算  $^{126}\text{Ba}$ ,  $^{128}\text{Ba}$  和  $^{130}\text{Ba}$  时, 主壳各能级单粒子能量及核子有效相互作用强度的选取参照了文献[9]给出的值. 考虑到本文计算中不区分中子玻色子和质子玻色子, 故对核子有效相互作用强度作了微小调整, 见表1和表2.

表1 单粒子能级的能量 (MeV)

$n l j$	$2d_{3/2}$	$1g_{7/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{5/2}$	$3f_{7/2}$
中子	4.00	4.88	5.70	6.24	7.24
质子	4.54	4.00	5.80	7.47	6.54

表2 核子-核子有效相互作用参数 (MeV)

核	$g_n$	$G'_n$	$K'_n$	$g_p$	$G'_p$	$K'_p$	$K'_{np}$
$^{126}\text{Ba}$	0.041	0.051	0.020	0.041	0.051	0.020	0.028
$^{128}\text{Ba}$	0.040	0.051	0.020	0.040	0.051	0.020	0.026
$^{130}\text{Ba}$	0.040	0.050	0.020	0.040	0.050	0.020	0.028

图1和图2分别给出了  $^{128,130}\text{Ba}$  能谱的计算结果与相应的实验值.  $^{126}\text{Ba}$  的情况是类似的. 由于尚未查到  $^{128}\text{Ba}$  核  $\beta$  带的实验资料, 图上只给出了理论作出的推测. 具体到 Yrast 带, 以  $\mathcal{E} - \omega^2$  曲线可以更明显地看出理论与实验符合的情况, 见图3.

从定性的角度理解, 图1—3的结果表明, 理论方案对包括第一回弯区在内的激发态的描述整体上与实验符合得较好. 较为突出的是重现了高自旋态的第一个回弯, 转动惯量随  $\omega^2$  变化的趋势与观测到的资料完全一致. 在 2MeV 以下能量区, 各能带的结构均与实验资料有相同的特征. 尤其是  $\gamma$  带所呈现的 Staggering 现象, 然而  $\gamma$  带头显得偏高. 对比用 IBM +  $2q.p.$  模型研究 Yrast 带的唯象工作<sup>[7,10]</sup>, 与实验对比的情况是相似的, 偏离

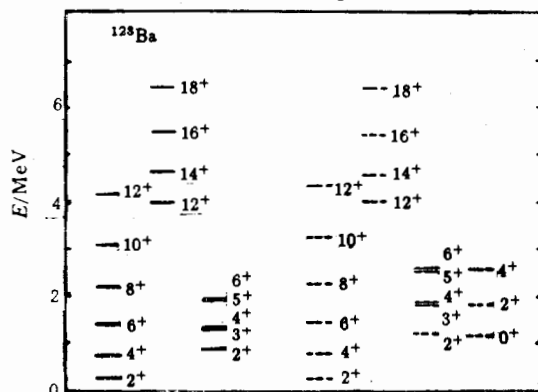


图 1 实验值取自文献[5]

—Exp. ---Cal.

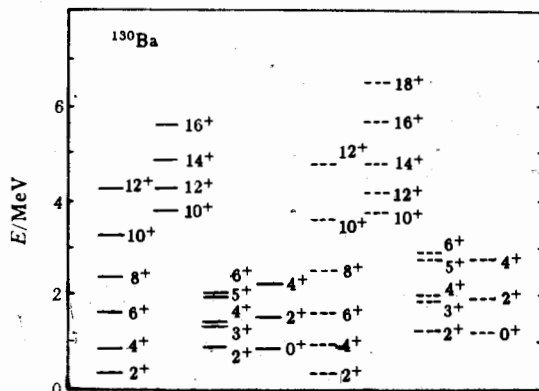


图 2 实验值取自文献[4]

—Exp. ---Cal.

较大的态处于带交叉以下 2MeV 以上的能区,计算值高于实验值,在  $\mathcal{J}-\omega^2$  曲线上表现为转动惯量系统地偏小。

关于 Yrast 带出现以上系统偏离的原因,我们认为可以从带间相互作用及态空间截断两方面理解。

本文计算的实际情况是带间相互作用很弱,如果带间相互作用较强,理论给出的回弯不会象图 3 那样尖锐,上述偏离将可能得到部分改善。正因带间相互作用很弱,使 Yrast 带中带交叉以前的能态几乎全由含纯的  $(sd)^N$  组态形成。许多工作已显示这样的组态适合描述 2MeV 以下的激发态,而对 2MeV 以上的能态不能排除其它激发模式作出的贡献,这表明上述偏差来源于 s-d 截断。

在计算带间耦合时,参照唯象工作的做法<sup>[10]</sup>。耦合算子现取为  $[b_i^\dagger(\tilde{a}\tilde{a})_i]_0 + h. c.$  ( $b_i^\dagger = s^\dagger, d^\dagger$ ) 的形式。即略去了(2.9)式  $h_{mix}$  中的高阶项。但是,观察算出的 S 带各能

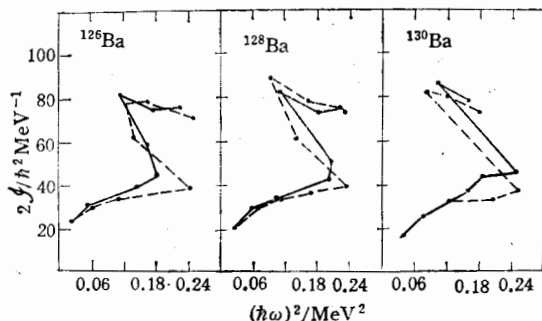


图3 实验值取自文献[3—5]

—Exp. ---Cal.

态中两质子耦合角动量  $L$  取不同值的分量,发现  $L = 0, 2$  的分量很小. 由于耦合算子中的  $l \leq 2$ , 故  $L > 2$  的分量因角动量选择规则的限制, 对耦合算子的矩阵元不作贡献, 于是导致很弱的带间耦合. 这表明目前的方案限于研究带间相互作用很弱的偶偶核体系, 若研究带间相互作用较强的核, 看来需计及被略去的耦合算子中的高阶项或者应考虑高角动量玻色子对耦合产生的效应等因素.

## 参 考 文 献

- [1] 桑建平、刘庸, “偶偶核高自旋态的微观研究 (I) 理论方案”, 高能物理与核物理, 待发表.
- [2] 桑建平、刘庸, “偶偶核高自旋态的微观研究 (II) 对同中子异荷素  $^{154}\text{Dy}$ ,  $^{156}\text{Er}$  和  $^{158}\text{Yb}$  的应用”, 高能物理与核物理, 待发表.
- [3] C. Flaum, et al., *Nucl. Phys.*, **A264**(1976) 291.
- [4] K. Schiffer, et al., *Z. Phys.*, **A313**(1983) 245.
- [5] S. Xiangfu, et al., *Phys. Rev.*, **C28**(1983) 1167.
- [6] I. Hamamoto, *Nucl. Phys.*, **A522**(1991) 63c.
- [7] N. Yoshida, A. Arima and T. Otsuka, *Phys. Lett.*, **B114**(1982) 86.
- [8] Yang Ze-sen, Liu Yong and Qi Hui, *Nucl. Phys.*, **A421**(1984) 297.
- [9] 赵晓凤、李先胤, 高能物理与核物理, **15**(1991)240.
- [10] A. Faessler, et al., *Nucl. Phys.*, **A438**(1985)78.

## The Microscopic Investigation of High-Spin States for Even-Even Nuclei

### (III) Application to isotopes $^{126}\text{Ba}$ , $^{128}\text{Ba}$ and $^{130}\text{Ba}$

Sang Jianping

(Department of Physics, Wuhan University, Wuhan 430072)

Liu Yong

(Institute of Particle Physics, Hua-Zhong Normal University, Wuhan 430070)

Received on December 6, 1993

## Abstract

Starting from the shell model configurations and the effective nucleon-nucleon interactions, a microscopic approach is applied to study high-spin states for the isotopes  $^{126}\text{Ba}$ ,  $^{128}\text{Ba}$  and  $^{130}\text{Ba}$ . The low-lying states and the band built upon aligned  $(h_{11/2})$  proton pair configurations are considered. Energy levels and backbendings are reproduced well. For the yrast band, the dependence of the strength of inter-band interaction on the coupling operator is discussed.

**Key words** isotopes  $^{126}\text{Ba}$ ,  $^{128}\text{Ba}$  and  $^{130}\text{Ba}$ , microscopic approach, yrast band.