

用角动量投影壳模型研究 ^{129}La 的单准质子带^{*}

沈水法 王子兴 石双惠 顾嘉辉 刘静怡

(中国科学院上海原子核研究所, 上海 201800)

(1998 年 6 月 30 日收到)

将角动量投影壳模型应用到 ^{129}La 核, 对单准质子带理论计算与实验结果进行了比较, 与组态为 $\pi h_{11/2}$ 的 yrast 带和组态为 $\pi g_{7/2}$ 带的拟合令人满意. 还确认了一个组态为 $\pi g_{7/2} \otimes [\nu h_{11/2}]^2$ 的扁椭球带.

PACC: 2110F; 2110H; 2160C

1 引 言

1992 年, He 等人通过核反应 $^{51}\text{V}(^{82}\text{Se}, 4n)^{129}\text{La}$ 用在束 γ 谱学方法研究了奇质子核 ^{129}La 的高自旋态^[1], 从中得到了 9 个转动带, 其中 7 个转动带为首次发现, 并在推转壳模型(CSM)框架下对这些数据进行了讨论, 各转动带被指定为各自来源于 $\pi h_{11/2}$, $\pi g_{7/2}$, $\pi(h_{11/2})^2 \otimes \pi g_{7/2}$ 和 $\pi h_{11/2} \otimes \nu(h_{11/2} g_{7/2})$ 态的准粒子组态.

用推转壳模型进行计算时, 用了以下参数: 四级形变参数 $\epsilon_2 = 0.22$, 十六级形变参数 $\epsilon_4 = 0.01$, 三轴形变参数 $\gamma = 0^\circ$, 即认为 ^{129}La 是一个长椭球; 能隙参数 $\Delta_p = 1.30 \text{ MeV}$, $\Delta_n = 1.06 \text{ MeV}$, 其中的形变参数由总转动位能面(TRS)计算得到^[2]. 该计算指出 ^{129}La 在 $0 < I < \sim 30 \hbar$ 范围内, 其四级形变参数为 $\epsilon_2 \cong 0.20 - 0.22$, 十六级形变参数 ϵ_4 很小, 三轴形变参数 $\gamma \cong 0^\circ$, 是一长椭球. 能隙参数由奇偶质量差估计得到. 另外, Nilsson 势中的参数 κ 和 μ 取自文献[3].

1995 年, Kühn 等人用在束 γ 谱学方法通过核反应 $^{119}\text{Sn}(^{14}\text{N}, 4n\gamma)^{129}\text{La}$ 研究 ^{129}La 的低自旋态^[4], 从中建立了组态为 $\pi h_{11/2}$ 的负宇称 unfavoured yrast 带、favoured yrare 带、unfavoured yrare 带, 并在刚性三轴转子加粒子模型(RTRP)框架下对以上三个带及 favoured yrast 带进行了讨论, 得出 ^{129}La 为一 $\beta = 0.25$, $\gamma = 16^\circ$ 的三轴形变核. 该文用这些参数所作的理论计算与实验结果存在一些差距, 对其他正宇称带也未作任何理论探讨.

2 理论与计算

本文采用的角动量投影壳模型是建立在完全量子力学框架上的一种微观理论^[5-7],

^{*} 国家自然科学基金(批准号:19635030)及中国科学院基金(批准号:KJ-952-S1-420)资助的课题.

在具体计算中采用的系统哈密顿量是单粒子壳模型哈密顿量,四极-四极力,单极对力和四极对力之和

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \frac{1}{2} \chi \sum_{\mu} \hat{Q}_{\mu}^+ \hat{Q}_{\mu} - G_M \hat{P}^+ \hat{P} - G_Q \sum_{\mu} \hat{P}_{\mu}^+ \hat{P}_{\mu}, \quad (1)$$

其中 $\hat{H}_0$ 为球形单粒子壳模型哈密顿量, $\hat{Q}_{\mu}$ 为四极矩算符, $\hat{P}$ 和 $\hat{P}_{\mu}$ 分别为单极对力算符以及四极对力算符. 这一理论本身并不局限于具体的哈密顿量形式, 采用这种可分离模型的好处在于各种相互作用是人们所熟知的, 因此比较容易对定量结果作出解释. 缺点是用(1)式所示哈密顿量形式不能对具有 γ 形变的核作出定量分析^[8]. 以我们所考虑的奇质子核 ^{129}La 为例, 壳模型基只有投影的单准粒子态和三准粒子态

$$\{ \hat{P}_{MK_p}^{\dagger} a_p^+ | 0 \rangle, \hat{P}_{MK_{np}}^{\dagger} a_{n_1}^+ a_{n_2}^+ a_p^+ | 0 \rangle \}, \quad (2)$$

其中 a_n^+ (a_p^+) 为在 Nilsson + BCS 表象中的中子(质子)准粒子产生算符, $|0\rangle$ 为准粒子真空态. 将 $N=3, 4, 5$ 这三个壳的 Nilsson 能级作为中子和质子的单粒子基, 如果三个主壳中的所有 Nilsson 态都包括进来, 则基(2)式架构空间中的大多数态都有很高的激发能, 这些态不重要, 所以只考虑靠近中子和质子费密面的态.

由此看来, 角动量投影壳模型至少有两个优点: 1) 避免了处理一般壳模型中较为棘手的角动量耦合过程; 2) 它允许根据物理重要性来选择多粒子基. 到目前为止, 该方法应用到稀土区获得了很大成功. 本文将该方法应用到稀土区强形变核的范围之外, 试图通过对 ^{129}La 高自旋态的研究显示该方法的潜力.

在我们用角动量投影壳模型进行 ^{129}La 能级计算的过程中, 用下列公式计算能隙参数 Δ_p 和 Δ_n ^[9]:

$$\Delta_p = \frac{1}{4} \{ B(N, Z-2) - 3B(N, Z-1) + 3B(N, Z) - B(N, Z+1) \}, \quad (3)$$

$$\Delta_n = \frac{1}{4} \{ B(N-2, Z) - 3B(N-1, Z) + 3B(N, Z) - B(N+1, Z) \}, \quad (4)$$

其中 $B(N, Z-2)$, $B(N, Z-1)$, ... 值取自文献[10], 其中已有实验值的采用实验值, 其余采用理论值, 计算结果为 $\Delta_p = 1.2975 \text{ MeV}$ 和 $\Delta_n = 1.065 \text{ MeV}$, 几乎与 He 等人使用的值相同, 因此, 我们采用与推转壳模型计算中相同的 Δ_p 和 Δ_n 值. 计算 Nilsson 势的参数 κ 和 μ 取自文献[11], 因为文献[11]给出的 Nilsson 参数较之文献[3]对 ^{129}La 而言更为合理. 单极对力的强度 G_M 则由核的奇偶质量差来定, 本文采用计算稀土区核的经验公式

$$G_M = \left[20.12 + 13.13 \frac{N-Z}{A} \right] A^{-1}, \quad (5)$$

四极对力对偶-偶核和奇 A 核有较强影响, 在目前的模型中需要引入较大的四极对力常数 G_Q . 为简单起见, 假设 G_Q 正比于 G_M ,

$$\left(\frac{G_Q}{G_M} \right)_n = \left(\frac{G_Q}{G_M} \right)_p = \gamma, \quad (6)$$

稀土区核的比例常数 γ 一般取为 0.14—0.18^[5]. 本文所研究的核属于过渡区核, 为此, 取 $\gamma = 0.20$ ^[8]. 用 Nilsson + BCS 方法计算了形变参数. 图 1 示出 ^{129}La 形变能 E_{HFB} 随四级形变参数 ϵ_2 的变化情况. 发现图 1 形变能有两个极小值, 分别对应于长椭球 ($\epsilon_2 = 0.24$) 和

扁椭球($\epsilon_2 = -0.22$), 每一个极小值可考虑为对应于平衡形变, 当通过 ϵ_2 形变从一极小值至另一极小值时无有效的位垒, 所以这个原子核对 ϵ_2 形变较软.

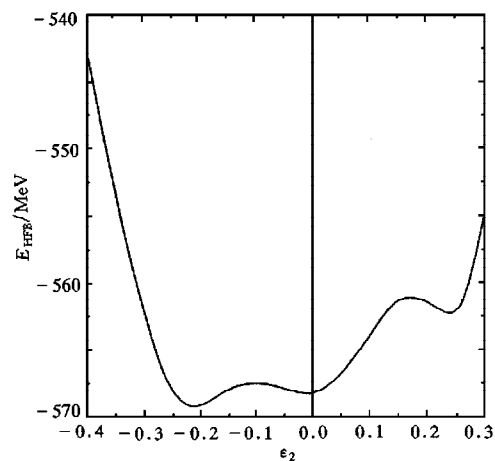


图 1 ^{129}La 形变能 E_{HFB} 与四级形变参数 ϵ_2 的关系

形变参数 $\epsilon_2 = 0.24$ (对应于图 1 右极小值), 即长椭球形状, 分析组态为 $\pi h_{11/2}$ 的负宇称带得出: 对带 1 与带 2 的拟合很好, 但对带 3 与带 4 的拟合不能令人满意, 这与文献[4]相符; 对组态为 $\pi g_{7/2}$ 的正宇称带 5 和带 6, 理论计算与实验结果符合得很好, 这表明 ^{129}La 的此二带可由长椭球形变予以解释, 这是文献[4]所未作的理论分析. 这里需要指出的是: (1) 对 ^{129}La 这样一个处于过渡区的核, 其质子和中子费密面分别位于闯入子壳 $h_{11/2}$ 的底部和顶部, 由于 $h_{11/2}$ 价质子使核倾向于长椭球 ($\gamma = 0^\circ$), 而 $h_{11/2}$ 价中子使核倾向于扁椭球 ($\gamma = -60^\circ$)^[8], 所以不同的带由于其组态不同核形状和形变可能不同; (2) 本工作对带 5 和带 6 理论分析所得结论与 He 等人用长椭球解释 ^{129}La 的高自旋态的结果基本一致^[1], 但我们理论计算时所取的四级形变参数 ($\epsilon_2 = 0.24$) 稍大于 He 等人的取值 ($\epsilon_2 = 0.22$); (3) 本工作通过求解哈密顿量 ((1) 式) 的本征值得出各带成员的能级, 进而直接与实验结果作比较, 这是 He 等人使用推转壳模型所无法做到的^[1].

对文献[1]所示其他组态的带, 即组态分别为 $\pi h_{11/2} \otimes \nu(h_{11/2}g_{7/2})$, $\pi g_{7/2} \otimes (\pi h_{11/2})^2$ 的带, 因为目前的角动量投影壳模型中没有与此相对应的基 (参见 (2) 式), 我们试图进行了一些计算, 但理论与实验结果拟合不太好, 看来目前的角动量投影壳模型有其一定的局限性, 需要作一些改进, 虽然其创立者 Hara 等人并不这么认为^[5-7].

鉴于已在 ^{129}La 的相邻奇 A 同位素 ^{131}La 中已发现组态为 $\pi h_{11/2} \otimes [\nu h_{11/2}]^2$ 的扁椭球带及可能的组态为 $\pi g_{7/2} \otimes [\nu h_{11/2}]^2$ 的扁椭球带^[12,13], 我们尝试对文献[4]中的带 O, 带 P 进行理论计算, 计算时取 $N=4$ ($N=5$) 壳中 $g_{7/2}(h_{11/2})$ 子壳的 Nilsson 能级作为质子 (中子) 的单粒子基, 分别用四级形变参数 $\epsilon_2 = 0.24$ 和 $\epsilon_2 = -0.22$ 进行拟合. 用 $\epsilon_2 = 0.24$ 拟合时, 即认为带 O, 带 P 为组态 $\pi g_{7/2}$ 的 yrare 带, 结果示于图 3(a) (图中以带 7 和带 8 表示带 O, 带 P). 从图 3(a) 可看出 $9/2^+$, $13/2^+$ 能级的理论值分别小于 $7/2^+$, $11/2^+$ 的理论值, 所以带 7 和带 8 不能解释为组态 $\pi g_{7/2}$ 的 yrare 带; 用 $\epsilon_2 = -0.22$ 进行拟合的结果示于图 3(b),

实验所得 ^{129}La 单准质子带能级与计算结果示于图 2, 其中组态为 $\pi h_{11/2}$ 负宇称 unfavoured yrast 带、favoured yrare 带、unfavoured yrare 带取自文献[4], 我们标以带 2, 带 3, 带 4, 其余带取自文献[1], 我们标以带 1, 带 5, 带 6 (其中带 6 的 $17/2^+$ 能级取自文献[4]), 它们分别为组态 $\pi h_{11/2}$ 的负宇称 favoured yrast 带, 组态为 $\pi g_{7/2}$ 的 favoured 和 unfavoured 带. 对带 1 和带 2, 取 $N=5$ ($N=5$) 壳中 $h_{11/2}$ 子壳的 Nilsson 能级作为质子 (中子) 的单粒子基. 对带 5 和带 6, 取 $N=4$ ($N=5$) 壳中 $g_{7/2}(h_{11/2})$ 子壳的 Nilsson 能级作为质子 (中子) 的单粒子基, 以便与其组态相对应. 在作理论计算时所用四级

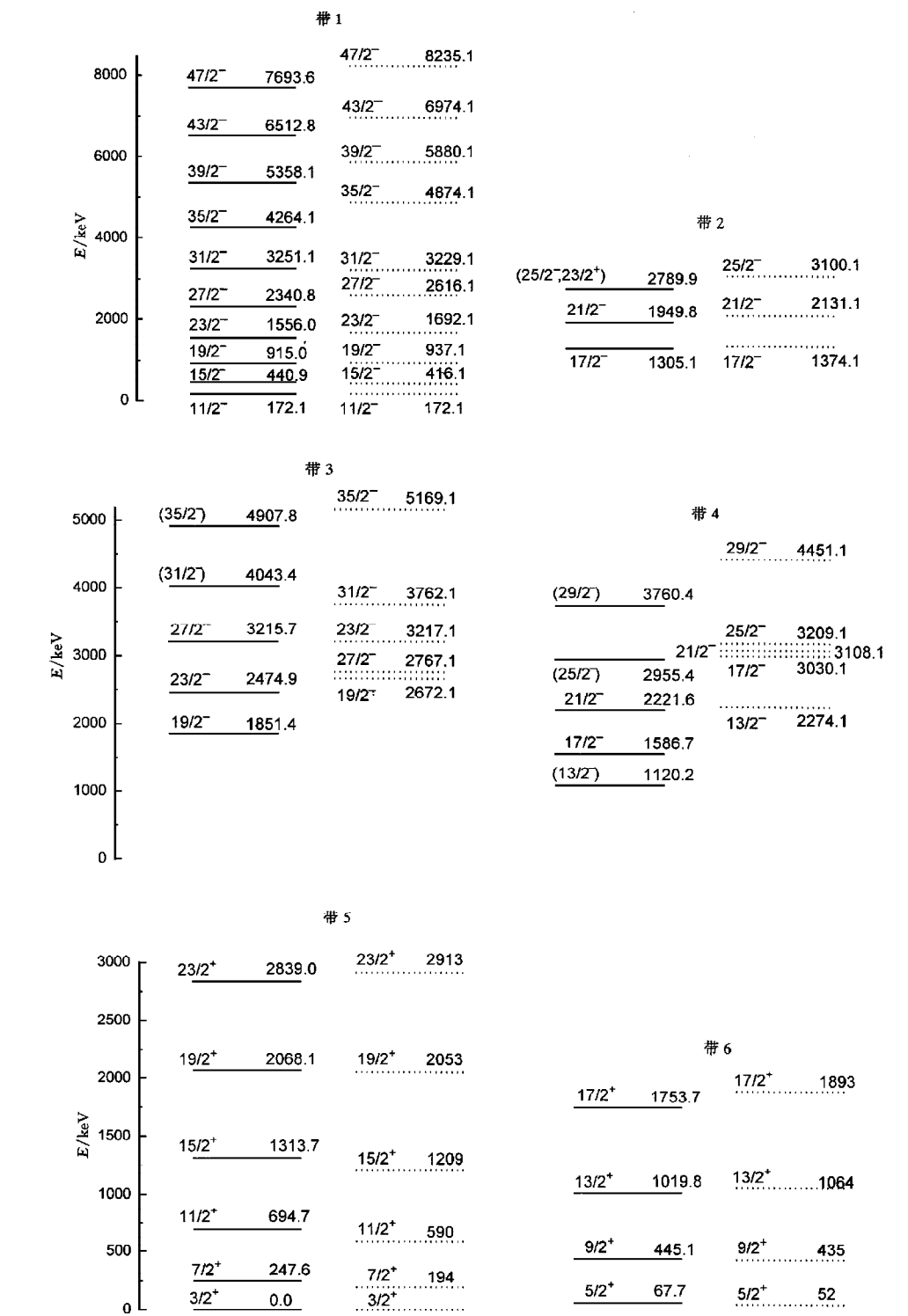


图 2 实验所得¹²⁹La 单准质子带能级与用角动量投影壳模型计算结果的比较 —— 为实验值, ... 为拟合计算值

可以看出能级按顺序排列,与 $5/2^+$, $9/2^+$, $13/2^+$ 能级的拟合相当令人满意,至于 $7/2^+$, $11/2^+$ 能级与实验值有些差异,但能级间隔与实验值一致. 考虑到对这两个带拟合时所取的基,本工作确认该带为组态 $\pi g_{7/2} \otimes [\nu h_{11/2}]^2$ 的扁椭球带,其实在四级形变参数分别为 $\epsilon_2 = -0.22$ 和 $\epsilon_2 = 0.24$ 时,准质子能量 E_{Qp} 及其在本体坐标轴上的投影和所属子壳如表

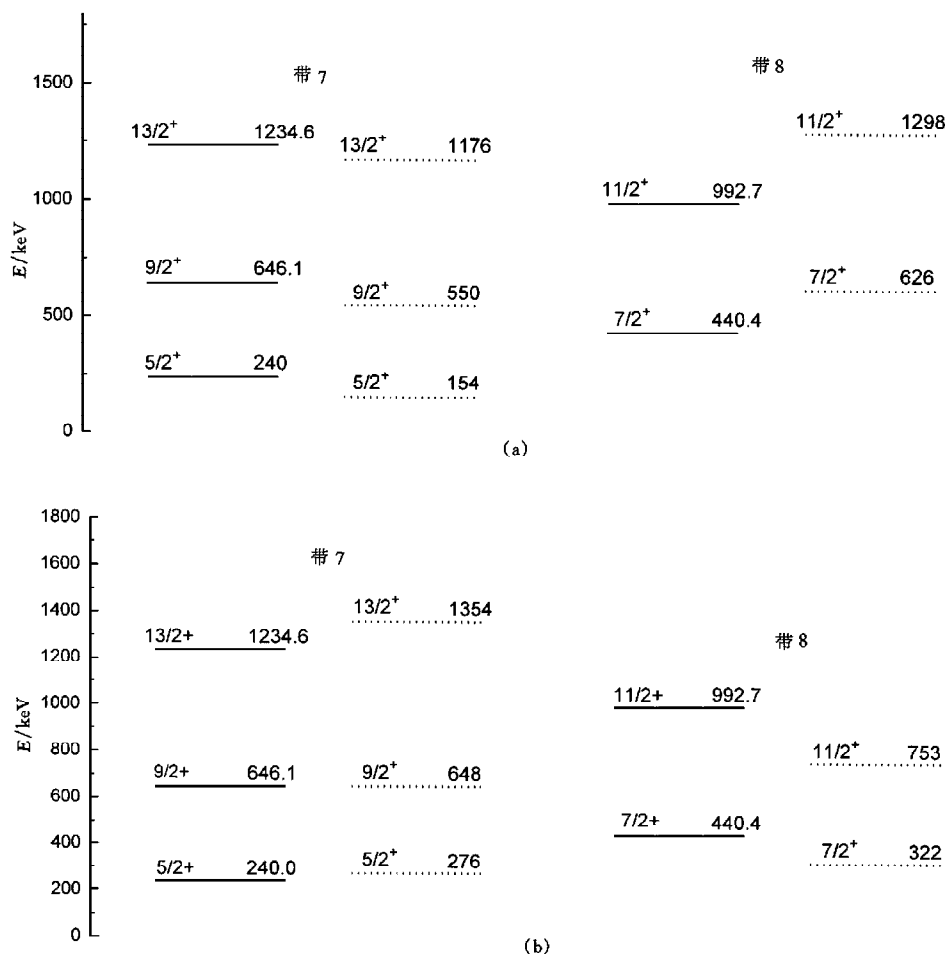


图3 带7和带8各能级的实验值和用四级形变参数 $\epsilon_2 = 0.24$ (a)和 $\epsilon_2 = -0.22$ (b)所作理论计算的比较
曲线说明同图2

1所示,其中 E_{Qp} 以费密面 λ_p 为参照,对应于四级形变参数 $\epsilon_2 = -0.22$ 和 $\epsilon_2 = 0.24$, λ_p 分别为 43.668419 和 43.481304 .根据 Gizon 等人用中子-质子相互作用玻色-费密子模型 (IBFM-2)对 ^{129}La 低能正宇称态的分析得出^[14]:带7和带8的 $5/2^+$, $7/2^+$ 态波函数是强烈混杂的,它们的结构分别为 $14\% s_{1/2} + 10\% d_{3/2} + 28\% d_{5/2} + 48\% g_{7/2}$ 和 $15\% s_{1/2} + 25\% d_{3/2} + 45\% d_{5/2} + 15\% g_{7/2}$.该文中没有提及 $g_{9/2}$ 子壳,而从表1可以看出,在四级形变参数取 $\epsilon_2 = 0.24$ 时, $g_{9/2}$ 的 $K=9/2$ 轨道非常接近费密面,由此看来取 $\epsilon_2 = -0.22$ 更为合理;同样,我们相信今后实验将会发现 ^{129}La 的组态为 $\pi h_{11/2} \otimes [\gamma h_{11/2}]^2$ 的带,而该带可

由四级形变参数 $\epsilon_2 = -0.22$ (对应于图 1 左极小值) 予以解释.

表 1 两种形变下准质子能量及其在主体坐标轴上的投影和所属子壳

四级形变参数 ϵ_2	准质子能量 E_{Qp}	在主体坐标轴上的投影 K	所属子壳
- 0.22	- 6.2931	9/2	1g _{9/2}
	- 4.8756	- 7/2	1g _{9/2}
	- 4.0610	5/2	1g _{9/2}
	- 3.4985	- 3/2	1g _{9/2}
	- 3.2455	1/2	1g _{9/2}
	- 1.8165	- 7/2	1g _{7/2}
	- 1.5203	5/2	1g _{7/2}
	1.4426	- 3/2	1g _{7/2}
	1.5226	1/2	1g _{7/2}
	1.5753	5/2	2d _{5/2}
	1.8920	- 3/2	2d _{5/2}
	2.2507	1/2	2d _{5/2}
	4.2353	- 3/2	2d _{3/2}
	4.4773	1/2	2d _{3/2}
	7.3427	1/2	3s _{1/2}
0.24	- 6.1900	1/2	1g _{9/2}
	- 5.5398	- 3/2	1g _{9/2}
	- 4.4530	5/2	1g _{9/2}
	- 3.0756	- 7/2	1g _{9/2}
	- 2.3491	1/2	1g _{7/2}
	- 1.6627	9/2	1g _{9/2}
	- 1.3989	1/2	2d _{5/2}
	- 1.3970	- 3/2	1g _{7/2}
	1.8463	5/2	1g _{7/2}
	1.9033	- 3/2	2d _{5/2}
	3.1596	1/2	2d _{3/2}
	3.6545	- 7/2	1g _{7/2}
	3.8505	5/2	2d _{5/2}
	6.0339	3/2	2d _{3/2}
	6.0988	1/2	3s _{1/2}

3 结 语

本文用角动量投影壳模型对¹²⁹La 的 6 个单准质子带进行了研究. 用 Nilsson + BCS 方法计算了¹²⁹La 形变能 E_{HFB} 随四级形变参数 ϵ_2 的变化情况, 得出形变能有两个极小值, 分别对应于长椭球 ($\epsilon_2 = 0.24$) 和扁椭球 ($\epsilon_2 = -0.22$), 并用其中的 $\epsilon_2 = 0.24$ 对¹²⁹La 的 6 个单准质子带进行了研究, 理论计算与实验结果的比较表明: 对组态为 $\pi h_{11/2}$ 的负宇称 yrast 带和组态为 $\pi g_{7/2}$ 的正宇称带的拟合令人满意, 但对组态为 $\pi h_{11/2}$ 的负宇称 yrare 带的拟合并不令人满意. 文中还确认了一个组态为 $\pi g_{7/2} \otimes [\nu h_{11/2}]^2$ 的扁椭球带, 同时预言了在

^{129}La 中可能存在由 $\epsilon_2 = -0.22$ 解释的组态为 $\pi h_{11/2} \otimes [\nu h_{11/2}]^2$ 的扁椭球带, 这需要实验的证实.

- [1] Y. He, M. J. Godfrey, J. Jenkins *et al.*, *J. Phys.*, **G18**(1992), 99; *Nucl. Data Sheets*, **77**(1996), 743.
- [2] R. Wyss, J. Nyberg, A. Johnson *et al.*, *Phys. Lett.*, **B215**(1988), 211.
- [3] T. Bengtsson, I. Ragnarsson, *Nucl. Phys.*, **A436**(1985), 14.
- [4] R. Kühn, I. Wiedenhöver, O. Vogel *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A594**(1995), 87.
- [5] K. Hara, Y. Sun, *Nucl. Phys.*, **A529**(1991), 445.
- [6] K. Hara, Y. Sun, *Nucl. Phys.*, **A531**(1992), 221.
- [7] K. Hara, Y. Sun, *Nucl. Phys.*, **A537**(1992), 77.
- [8] M. A. Rizzutto, E. W. Cybulska, L. G. R. Emediato *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A569**(1994), 547.
- [9] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. 1 (Benjamin, New York, Amsterdam, 1969), p. 169.
- [10] P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers *et al.*, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **59**(1995), 185.
- [11] Jing-ye Zhang, N. Xu, D. B. Fossan *et al.*, *Phys. Rev.*, **C39**(1989), 714.
- [12] E. S. Paul, C. W. Beausang, D. B. Fossan *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 984.
- [13] C. W. Beausang, D. B. Fossan, R. Ma *et al.*, *Phys. Rev.*, **C39**(1989), 471.
- [14] A. Gizon, J. Genevey, B. Weiss *et al.*, *Z. Phys.*, **A359**(1997), 11.

STUDY OF ONE-QUASIPROTON BANDS OF ^{129}La USING THE ANGULAR MOMENTUM PROJECTION SHELL MODEL*

SHEN SHUI-FA WANG ZI-XING SHI SHUANG-HUI GU JIA-HUI LIU JING-YI

(Shanghai Institute of Nuclear Research, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 30 June 1998)

ABSTRACT

The angular momentum projection shell model is applied to the nucleus ^{129}La . The results of theoretical calculations about the one-quasiproton bands are compared with experiment data, the agreement with the yrast $\pi h_{11/2}$ band and the $\pi g_{7/2}$ band is satisfactory. We also assign the $\pi g_{7/2} \otimes [\nu h_{11/2}]^2$ configuration with an oblate shape for one of the bands of ^{129}La .

PACC: 2110F; 2110H; 2160C

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19635030) and by the Foundation of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. KJ-952-S1-420).