

$A \approx 80$ 区奇 - 奇核 $^{80,82}\text{Rb}$ 的晕带能谱计算*

沈水法¹⁾ 顾嘉辉 沈文庆

(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

摘要 在 $A \approx 80$ 区奇 - 奇核旋称反转问题上已提出几种机制,但没有一种理论推断是结论性的. 在本工作中将角动量投影壳模型应用到 $^{80,82}\text{Rb}$ 核,对组态为 $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}$ 的正宇称晕带和组态为 $\pi(p_{1/2}, p_{3/2}, f_{5/2}) \otimes \nu g_{9/2}$ 的负宇称晕带理论计算和实验结果进行了比较,特别是对正宇称晕带中的 signature 反转机制进行了探讨. 角动量投影壳模型计算显示正宇称晕带中的 signature 反转是原子核随自旋增加形状发生变化的信号,其间原子核从低自旋的长椭球变到高自旋的扁椭球. 此外,还确定了此两带的原子核形状.

关键词 角动量投影壳模型 晕带 四极形变 旋称反转

1 引言

在 Cardona 等人的工作中, ^{80}Rb 的高自旋态通过 $^{55}\text{Mn}(^{28}\text{Si}, 2\text{pn})$ 布居^[1], 得出 13 个能级所对应的形变及 4 个能级的形变上限,它们均接近扁椭球,其四极形变参数 $|\beta_2| \approx 0.3$. 此外,总转动能面(total Routhian Surface)的计算预测 ^{80}Rb 正宇称态在低转动频率下是一个 γ 软性核,其四极形变参数 $\beta_2 \approx 0.33$. 随着频率的增加,例如在 $\hbar\omega = 0.492\text{MeV}$, $\gamma = 19^\circ$ 和 $\gamma = -30^\circ$ 时可以看到两个极小值. 第二个极小值在该实验所测能级自旋($I > 9\hbar$)范围内一直保持并随转动频率的增加趋向于扁椭球. 对组态为 $\pi(p_{1/2}, p_{3/2}, f_{5/2}) \otimes \nu g_{9/2}$ 的负宇称态,该计算预测实验所测能级范围内($I^{\pi} > 9^{-}$)为形变差不多的扁椭球.

1999 年 Döring 等^[2] 用薄靶符合测量通过 $^{68}\text{Zn}(^{18}\text{O}, \text{p}3\text{n})^{82}\text{Rb}$ 反应在束 γ 谱学方法研究 ^{80}Rb 的相邻同位素 ^{82}Rb 的高自旋态,该文研究 $^{76,78,80,82}\text{Rb}$ 中正宇称 yrast 带 signature 反转点的变动,得出反转点从 $^{76,78}\text{Rb}$ 的 $I = 9$ 及 ^{82}Rb 的 $I = 10$ 变到 ^{82}Rb 的 $I = 11$, 而 $^{76,78}\text{Rb}$ 的四极形变参数 $\beta_2 \approx 0.38$ 、 ^{82}Rb 的四极形变参数 $\beta_2 \approx 0.20$, 这似乎表明反转点与该核

的四极形变有关联. 此外,对正宇称态该工作用总转动能面的计算预测在低转动频率下($\hbar\omega \leq 0.292\text{MeV}$) ^{82}Rb 是一个极 γ 软性核(表示总转动能面在低转动频率下较平坦,能带上对应于各个能级的 γ 值有些不同),其四极形变至多在 $\beta_2 \approx 0.23$, 随着频率的增大,它的形变稍许变大且变成扁椭球和变硬($\beta_2 \approx 0.25$, $\gamma = -57^\circ$).

在质量数 $A \approx 80$ 区,核形变强烈地依赖于质子和中子所占据的高 $jg_{9/2}$ 侵入子壳,特别是低 Ω 轨道,如 $^{74,76}\text{Br}^{[3-5]}$ 和 $^{76,78}\text{Rb}^{[6,7]}$ 中建立在低位同质异能态上的高自旋集体带显示它们为 $\beta_2 \approx 0.38$ 的强形变核,随着中子数向着 $N = 50$ 满壳增加,核形变驱动特征减小,核倾向于小的形变,实验所得激发谱可在球形壳模型框架下予以很好的解释,如 ^{84}Rb 的邻近同位素 $^{86}\text{Rb}^{[8]}$. 可以预见,对本文所研究的 $^{80,82}\text{Rb}$ 来说,其中子分别为 43 和 45 个,占据了 $g_{9/2}$ 子壳的几乎一半的轨道,该核已丧失大部分形变驱动能力,所以可以想象它是一个中等形变的核.

$A \approx 80$ 区的奇 - 奇核建立起一个从复杂低自旋结构演变到激发能为 0.5—1.0MeV 以上的有规律间隔的转动能级. 正宇称能级为质子和中子都占据

2003 - 07 - 09 收稿

* 国家重点基础研究发展规划项目(TG2000077404)资助

1) E-mail: ssh@sinr.ac.cn

高 $jg_{9/2}$ 子壳形成的. 在 $I \approx 11\hbar$ 附近出现旋称反转 (signature inversion) 是该质量区的一大特征. 低于 $I = 9\hbar$ 的态的角动量来自于转动和内禀自旋的重新顺排, 而对高于 $9\hbar$ 的态转动是产生角动量的惟一机制. 这些核中的负宇称带却并不建立系统的 signature 劈裂和反转, 这是由于这些态由在相对高密度的具有负宇称的单粒子轨道上的一个中子(质子)和在 $g_{9/2}$ 上的一个质子(中子)耦合而成. 迄今为止, 在 $A \approx 80, 130$ 和 160 这 3 个区发现系统的旋称反转现象. 虽然有几个理论被建议来解释该现象, 但此现象仍未明了. Bengtsson 等^[9] 在推转壳模型 (cranked shell model) 计算中用 γ 形变效应解释此现象. Hamamoto^[10] 用粒子-转子模型 (particle-plus-rotor model) 的计算提议 γ 形变可能不那么重要. Jain 等人在轴对称转子加二粒子模型框架下建议大量带之间的科里奥利混合是旋称反转的机制^[11]. Hara 等建议用去耦合带的带交叉来描述它^[12]. 此外, 另外一些研究分析奇核子间质子中子相互作用, 诸如 Matsuzaki^[13] 和 Tajima^[14] 的工作; 及诸如 Yoshida 等^[15] 的工作则用相互作用玻色子模型中的不同动力学对称性效应来描述它. 最近, Plettner 等^[16] 用推转 Nilsson-Strutinsky 方法 (cranked Nilsson-strutinsky approach) 显示 ^{72}Br 中一负宇称带的旋称反转是随自旋增加核的三轴形状发生变化的信号, 其间核从低自旋的绕中轴转动的三轴形状通过一个集体长椭球形状变到高自旋的绕最短轴转动的三轴形状. 所以这些众多研究小组所建议的反转机制在一定程度上相互之间有差别, 而 $A \approx 80$ 区, 该机制的研究相对来说更少. 在文献[17], 我们在角动量投影壳模型框架下对 ^{84}Rb 的正宇称晕带中的 Signature 反转现象进行了探讨, 计算显示如果考虑核的形状改变, 即核在 $I \approx 11$ 以下是长椭球, 通过三轴形变变到 $I \approx 11$ 以上的扁椭球, 那么 Signature 反转可以很好理解. 是否 $A \approx 80$ 区奇-奇核的旋称反转机制 (特别是奇-奇 Rb 诸核) 有一个统一的描述? 所以为了系统研究反转机制, 将投影壳模型分别用到 ^{80}Rb 和 ^{82}Rb 核上.

本工作在投影壳模型 (PSM) 框架下对 $^{80,82}\text{Rb}$ 的正宇称晕带和负宇称晕带特别是正宇称晕带中的 Signature 反转现象进行了研究, 在此工作之前, 未获得关于 $^{80,82}\text{Rb}$ 的 Signature 反转机制.

2 投影壳模型简介

本文采用的角动量投影壳模型是用完全量子

力学方法解决多核子系统的一种微观理论^[18-21], 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

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

其中 \hat{H}_0 是球形单粒子壳模型哈密顿量, \hat{Q}_{μ} 为四极矩算符, \hat{P} 和 \hat{P}_{μ} 分别是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, 缺点是日前对奇奇核的计算机程序仅限于轴对称, 因此不能对具有 γ 形变的核作出定量分析^[22]. 以我们所考虑的奇奇核 ^{80}Rb 和 ^{82}Rb 为例, 壳模型基只有投影的二准粒子态

$$\{ \hat{P}_{MK}^{\dagger} a_n^{\dagger} a_p^{\dagger} | 0 \rangle \}, \quad (2)$$

其中 $K = K_n + K_p$, a_n^{\dagger} (a_p^{\dagger}) 是在 Nilsson + BCS 表象中的中子(质子)准粒子产生算符, $|0\rangle$ 是准粒子真空态, 角动量投影算符 \hat{P}_{MK}^{\dagger} 定义为

$$\hat{P}_{MK}^{\dagger} = \frac{I + 1/2}{4\pi^2} \int d\Omega \hat{R}(\Omega) D_{MK}^{\dagger}(\Omega), \quad (3)$$

式中 $\hat{R}(\Omega)$ 是转动算符, $D_{MK}^{\dagger}(\Omega)$ 是 D 函数 (转动群的不可约表示), Ω 则是欧拉角. 将 $N = 2, 3, 4$ 这 3 个壳的 Nilsson 能级作为中子和质子的单粒子基, 如果 3 个主壳中的所有 Nilsson 态都包括进来, 则基(2)架构空间中的大多数态都有很高的激发能, 这些态是不重要的, 所以只考虑靠近中子和质子费米面的态.

由此看来, 和唯象理论相比它有很大的适用范围, 但同时又避免了通常壳模型中角动量耦合的复杂计算, 并根据物理上的考虑选取了少量基矢所张的小空间就能得到很好地描述, 不仅大大减少了计算量, 而且也容易对结果作出物理解释. 近年来, 投影壳模型在核素图的各个区域内在解释形变核的一系列性质上取得了很大的成功, 这个建立在量子力学上的模型的一个显著方面是它用一个简单的物理解释来描述高自旋数据的精密细节^[23]. 在过去的工作中, 我们用该模型对 ^{129}La 和 ^{83}Rb 等核进行了研究^[24,25], 取得一些有价值的物理结果, 现在将它应用到 ^{80}Rb 和 ^{82}Rb 这两个核上.

3 投影壳模型对 $^{80,82}\text{Rb}$ 的计算

3.1 对 ^{80}Rb 的计算结果和讨论

在对 ^{80}Rb 能级计算的过程中,用下列公式计算能隙参数 Δ_p 和 Δ_n ^[26]:

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

$$\Delta_n = \frac{1}{4} \{ B(N-2, Z) - 3B(N-1, Z) + 3B(N, Z) - B(N+1, Z) \}, \quad (5)$$

公式中的核总结合能 $B(N, Z-2)$, $B(N, Z-1)$ ……值取自文献[27],并且如果有实验值的话尽量采用实验值,计算结果为 $\Delta_p = 1.215\text{MeV}$ 和 $\Delta_n = 1.1025\text{MeV}$. 计算 Nilsson 势的参数 κ 和 μ 取自文献[28],它是在 Bengtsson 和 Ragnarsson 所提参数基础上的一个改版^[29]. 最近,在质子数和中子数为 $28 \leq N \leq 40$ 的丰质子区, Sun 等人基于新的实验数据提出一组新的 Nilsson 参数^[30]. 考虑到我们所研究的核其中子数分别为 43 和 45,所以这组新的参数未必就适合这两个核,虽然 Zhang 等所建议的参数是从 $A \approx 120-140$ 区推断出来的^[28]. 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

$$G_M = \left[20.12 \mp 13.13 \frac{N-Z}{A} \right] A^{-1}, \quad (6)$$

剩下惟一可调的参数是四极对力常数 G_Q ,在计算中为简单起见,假设 G_Q 正比于 G_M ,

$$\left(\frac{G_Q}{G_M} \right)_n = \left(\frac{G_Q}{G_M} \right)_p = \gamma, \quad (7)$$

稀土区核的比例常数 γ 一般取在 0.14—0.18 之间^[18],本文取 $\gamma = 0.20$,正如我们在探讨 ^{83}Rb 能级结构工作中所取^[25]. 用 Nilsson + BCS 准粒子基计算了 Hartree-Fock-Bogoliubov 能量 E_{HFB} (由 Nilsson + BCS 准粒子基计算所得的势能和由 HFB 准粒子基计算所得的势能差别不会很大,关于这一点请读者参看文献[21]附录 A.1)随四极形变参数 ϵ_2 的变化,如图 1(a)所示,发现在 $\epsilon_2 = 0.30$, $\epsilon_2 = 0.00$ 和 $\epsilon_2 = -0.20$ 处有 3 个极小值,这 3 个极小值可考虑为平衡形变的候选者. 所以,分别用四极形变参数 $\epsilon_2 = 0.30$ 和 $\epsilon_2 = -0.2832$ (我们认为用此形变参数比较合适些,因为它从实验中提取出来的,参见引言)

来计算正宇称晕带. 在这里应当指出四极形变参数 ϵ_2 和 β_2 的关系^[31]:

$$\epsilon_2 \approx 0.944\beta_2 - 0.122\beta_2^2 + 0.154\beta_2\beta_4 - 0.199\beta_4^2, \quad (8)$$

如果仅取第一项,则 $\epsilon_2 = -0.2832$ 大致相当于 $\beta_2 = -0.3$. 十六极形变参数 $\epsilon_4 = 0.067$ 取自文献[27]. 在计算时组态空间由取 $N=4(N=4)$ 主壳中接近费米面的中子(质子)准粒子态架构,即当取四极形变 $\epsilon_2 = 0.30$ 时,取 $g_{9/2}$ 子壳的 $K = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2$ 轨道、 $d_{5/2}$ 的 $K = 1/2, 3/2$ 轨道和 $g_{7/2}$ 的 $K = 1/2$ 轨道 ($g_{9/2}$ 的 $K = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2$ 轨道)作为中子(质子)的准粒子态,并由它们组成二准粒子态. 当取四极形变参数 $\epsilon_2 = -0.2832$ 时,取 $g_{9/2}$ 子壳的所有轨道和 $d_{5/2}$ 的 $K = 5/2$ 轨道 ($g_{9/2}$ 子壳的 $K = 3/2, 5/2, 7/2, 9/2$ 轨道)作为中子(质子)的准粒子态,并由它们组

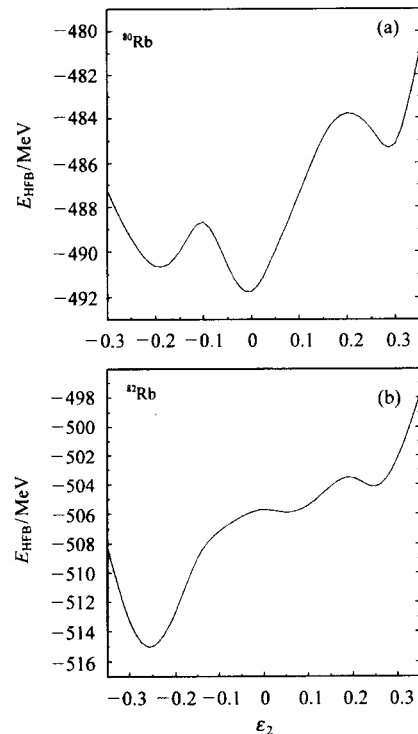


图 1 $^{80,82}\text{Rb}$ 的 Hartree-Fock-Bogoliubov 能量 E_{HFB} 随四极形变参数 ϵ_2 的变化

成二准粒子态. ^{80}Rb 的实验所得正宇称 yrast 带各相邻能级差与分别用四极形变参数 $\epsilon_2 = 0.30$ 和 $\epsilon_2 = -0.2832$ 所做的计算结果示于图 2(a)和(b)中,其中实验值取自文献[1]. 因为 7^+ 能级没有实验数据,所以图 2 中没有给出 8^+ 至 7^+ 和 7^+ 至 6^+ 之间的跃迁能量. 从图 2(a)和(b)中不能发现理论计算值有 signature 反转. 但是,如果分别取四极形变参数

$\epsilon_2 = 0.30 (5 \leq I \leq 8)$ 和 $\epsilon_2 = -0.2832 (I \geq 9)$ 计算正宇称晕带(这里应当指出用两个形变参数 ϵ_2 所做理论计算值的连接方式和文献[32]相同),如图 2(c)所示,则理论计算和实验结果符合得明显的好. 从图 2(c)中可发现一个显著的特点是 signature 反转被正确复现. ^{80}Rb 正宇称晕带在 $I \approx 11$ 处 signature 反转,目前的角动量投影壳模型计算显示这种反转方式是原子核随自旋增加形状发生变化的信号,其间原子核从低自旋的长椭球变到高自旋的扁椭球. 另一方面,值得注意的是 6^+ 能级是一个寿命为 μs 量级的同质异能态,所以有理由认为 $6^+, 7^+$ 及 (8^+) 能级的形变和 $1^+, 3^+$ 及 $4^{(+)}$ 的形变不同^[33]. 这种结论的可靠性为临近核 ^{82}Rb 的正宇称晕带相似形状改变所支持,参见引言.

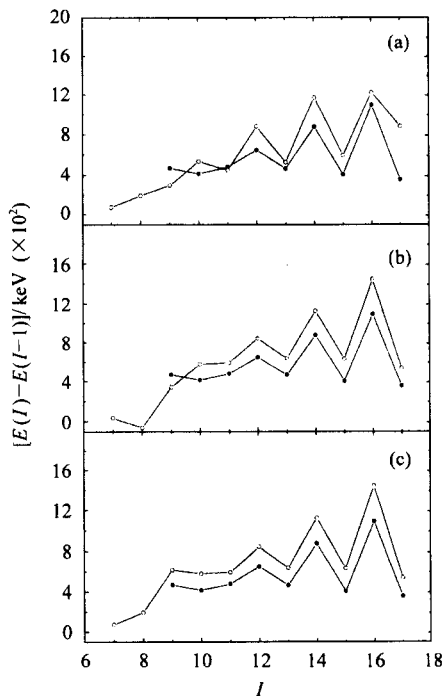


图2 计算所得 ^{80}Rb 的正宇称晕带各相邻能级差 $E(I) - E(I-1)$ 与自旋 I 的关系及与实验值的比较
●表示实验值,○表示计算值.

^{80}Rb 的实验所得负宇称态各最低能级值(即负宇称晕带)与计算结果示于图 3 中,实验数据取自文献[33]. 在计算时,取 $N = 4 (N = 3)$ 主壳中 $g_{9/2}$ 子壳的所有轨道($p_{3/2}$ 和 $f_{5/2}$ 子壳的所有轨道)作为中子(质子)的准粒子态,并由它们形成二准粒子态. 在作计算时实际上取四极形变参数为 $\epsilon_2 = -0.2832$ 能最好地重现实验能级. 另一方面,正像引言中所提到的,要用这个形变参数作 ^{80}Rb 负宇称带的计算.

在 ^{80}Rb 的负宇称晕带中,在 signature $\alpha = 1$ 部

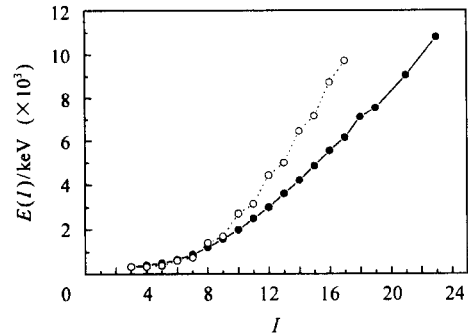


图3 ^{80}Rb 实验所得负宇称态各最低能级值(即负宇称晕带)与用角动量投影壳模型计算值的比较
●实验值,○拟合计算值.

分,转动频率 $\hbar\omega = 0.63$ 附近有一个二准粒子带和四准粒子带的交叉,而在 $\hbar\omega = 0.73$ 附近有一个四准粒子带和六准粒子带的交叉^[33]. 第一次和第二次带交叉是分别由 $\pi g_{9/2}$ 和 $\nu g_{9/2}$ 对顺排引起的,所以在 $\hbar\omega = 0.63$ 以上要给出满意的描述已不可能,因为 $\hat{P}_{MK}^I a_n^+ a_p^+ |0\rangle$ 只能产生二(中子-质子)准粒子带. 所以 $I > 10$ 时理论值普遍偏高.

3.2 对 ^{82}Rb 的计算结果和讨论

对 ^{82}Rb 的计算几乎与 ^{80}Rb 相同,能隙参数用公式(4)和(5)计算,结果为 $\Delta_p = 1.3375\text{MeV}$ 和 $\Delta_n = 1.1675\text{MeV}$. 计算 Nilsson 势的参数 κ 和 μ 也取自文献[28]. 用 Nilsson + BCS 准粒子基计算了 ^{82}Rb 的 Hartree-Fock-Bogoliubov 能量 E_{HFB} 随四极形变参数 ϵ_2 的变化关系,见图 1(b)所示. 从图中可见有 3 个极小值,它们各自对应于微弱长椭球形变($\epsilon_2 = 0.05$)、中等长椭球形变($\epsilon_2 = 0.25$)和扁椭球形变($\epsilon_2 = -0.25$),它们可作为平衡形变的候选者. 所以,分别用四极形变参数 $\epsilon_2 = 0.25$ 和 $\epsilon_2 = -0.25$ 来计算正宇称晕带,十六极形变参数 $\epsilon_4 = 0.000$ 取自文献[27]. 在计算时取 $N = 4 (N = 4)$ 主壳中接近费米面的准粒子态作为中子(质子)的单粒子基,即当取 $\epsilon_2 = 0.25$ 时取 $g_{9/2}$ 子壳的 $K = 5/2, 7/2$ 轨道和 $d_{5/2}$ 子壳的 $K = 1/2$ 轨道($g_{9/2}$ 子壳的 $K = 1/2, 3/2, 5/2$ 轨道)作为中子(质子)的准粒子态,并由它们组成二准粒子态. 当取 $\epsilon_2 = -0.25$ 时取 $g_{9/2}$ 子壳的 $K = 1/2, 3/2, 5/2$ 轨道($g_{9/2}$ 子壳的 $K = 7/2, 9/2$ 轨道)作为中子(质子)的准粒子态,并由它们组成二准粒子态. ^{82}Rb 的实验所观测到的正宇称晕带各相邻能级差与分别用四极形变参数 $\epsilon_2 = 0.25$ 和 $\epsilon_2 = -0.25$ 所做计算结果的比较示于图 4(a)和(b)中,其中实验值取自文

献[2]. 最近,有一个采用 $^{76}\text{Ge}(^{11}\text{B}, 5n)$ 反应研究 ^{82}Rb 的在束实验工作^[34]. 由该实验得出的 ^{82}Rb 能级图在很大程度上与过去的工作^[2]一致. 从图 4(a)和(b)中不能发现所做的计算有旋称反转,但是,如果分别取四极形变参数 $\epsilon_2 = 0.25$ ($6 \leq I \leq 8$) 和 $\epsilon_2 = -0.25$ ($I \geq 9$) 计算该带,如图 4(c)所示,理论计算和实验符合得明显的好,除了 $I^\pi = 11^+$ 和 $I^\pi = 10^+$ 这两能级之间隔. 这是因为这一小区域可能是原子核从长椭球转变为扁椭球的转变区,即三轴形变区,而本工作所使用的计算机程序仅限于轴对称,这是我们目前所能做到的^[21]. 此外, $E(8^+) - E(7^+)$ 相对地比 $E(7^+) - E(6^+)$ 小也不能由本工作获得解释.

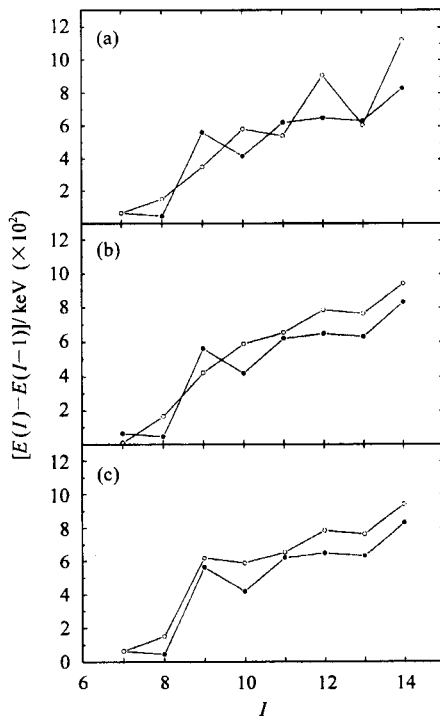


图 4 计算所得 ^{82}Rb 的正宇称晕带各相邻能级差 $E(I) - E(I-1)$ 与自旋 I 的关系及与实验值的比较
●表示实验值,○表示计算值.

在负宇称晕带计算中,组态空间由 $N = 4$ ($N = 3$) 主壳中接近费米面的准粒子态架构而成,即取 $g_{9/2}$ 子壳的 $K = 5/2, 7/2$ 轨道和 $d_{5/2}$ 子壳的 $K = 1/2$ 轨道 ($p_{3/2}$ 子壳的 $K = 3/2$ 轨道和 $f_{5/2}$ 子壳的 $K = 1/2, 3/2$ 轨道) 作为中子(质子)的准粒子态,并由它们组

成二准粒子态. 对该带用 $\epsilon_2 = 0.25$ 做计算, 6^- 能级就可以很好地重现,但对其他自旋高一点的能级理论值普遍高于实验值. 用 $\epsilon_2 = 0.35$ 所作的计算其实验值与计算值的比较见图 5, 其中实验值取自文献[34].

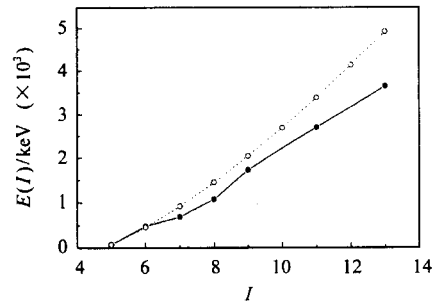


图 5 ^{82}Rb 实验所得负宇称晕带与用角动量投影壳模型计算值的比较
●实验值,○拟合计算值.

在 ^{82}Rb 核中,总转动能面的计算^[2]预测在低转动频率下价中子占据 $g_{9/2}$ 的负宇称组态对应于核几乎是球状,因为对应于 45 个中子, $g_{9/2}$ 子壳半满,中子组态的形状驱动性质被大大减弱. 在高转动频率下(例如,在 $\hbar\omega = 0.487\text{MeV}$),对应于接近长椭球和接近于扁椭球的两个微小形变极小值出现,然而随着转动频率的进一步增加,接近于扁椭球的极小值消失. 一般地说,总转动能面的计算支持核 ^{82}Rb 在低自旋下没有稳定形变的结论.

4 结语

本工作在角动量投影壳模型框架下对 $^{80,82}\text{Rb}$ 的起始于 6^+ 的正宇称晕带和负宇称晕带进行了理论分析并与实验做了比较,特别是正宇称晕带中的反转点在 $I \approx 11$ 处的 signature 反转现象进行了探讨,计算显示如果考虑核的形状改变,即核从 $I \approx 11$ 以下的长椭球变到 $I \approx 11$ 以上的扁椭球,那么 $^{80,82}\text{Rb}$ 中的 signature 反转可以很好的理解. 此种结论提示人们对 ^{80}Rb (^{82}Rb)的低于自旋 $I = 10^+$ 的能级(所有的能级)作寿命测量的必要性以获得此两核中核形状随转动频率的变化趋势.

参考文献 (References)

- 1 Cardona M A et al. Phys. Rev., 2000, **C61**:044316
- 2 Döring J et al. Phys. Rev., 1999, **C59**:71
- 3 Holcomb J W et al. Phys. Rev., 1991, **C43**:470
- 4 Döring J et al. Phys. Rev., 1993, **C47**:2560
- 5 PAN Q et al. Nucl. Phys., 1997, **A627**:334
- 6 Harder A et al. Phys. Rev., 1995, **C51**:2932
- 7 Kaye R A et al. Phys. Rev., 1996, **C54**:1038
- 8 Winter G et al. Phys. Rev., 1994, **C49**:2427
- 9 Bengtsson R, Frisk H, May F R et al. Nucl. Phys., 1984, **A415**:189
- 10 Hamamoto I. Phys. Lett., 1990, **B235**:221
- 11 Jain A K, Goel A. Phys. Lett., 1992, **B277**:233
- 12 Hara K, Sun Y. Z. Phys., 1991, **A339**:15
- 13 Matsuzaki M. Phys. Lett., 1991, **B269**:23
- 14 Tajima N. Nucl. Phys., 1994, **A572**:365
- 15 Yoshida N, Sagawa H, Otsuka T. Nucl. Phys., 1994, **A567**:17
- 16 Plettner C, Ragnarsson I, Schnare H et al. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**:2454
- 17 SHEN S, GU J, SHI S et al. Phys. Lett., 2003, **B554**:115
- 18 Hara K et al. Nucl. Phys., 1991, **A529**:445
- 19 Hara K et al. Nucl. Phys., 1991, **A531**:221
- 20 Hara K et al. Nucl. Phys., 1992, **A537**:77
- 21 Hara K et al. Int. J. Mod. Phys., 1995, **E4**:637
- 22 Rizzuto M A et al. Nucl. Phys., 1994, **A569**:547
- 23 Palit R, Sheikh J A, SUN Y et al. Phys. Rev., 2003, **C67**:014321
- 24 SHEN S F, WANG Z X, SHI S H et al. Acta Phys. Sin., 1999, **48**(3):426(in Chinese)
(沈水法, 王子兴, 石双惠等. 物理学报, 1999, **48**(3):426)
- 25 SHEN S, YU X, SHI S et al. Eur. Phys. J., 2000, **A9**:463
- 26 Aage Bohr, Ben R. Mottelson. Nuclear Structure. New York, Amsterdam: Benjamin, 1969. 169
- 27 Möller P et al. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1995, **59**:185
- 28 ZHANG Jing-Ye et al. Phys. Rev., 1989, **C39**:714
- 29 Bengtsson T et al. Nucl. Phys., 1985, **A436**:14
- 30 SUN Yang, ZHANG Jing-Ye, Guidry Mike et al. Phys. Rev., 2000, **C62**:021601
- 31 Bengtsson R et al. Physica Scripta, 1989, **39**:196
- 32 Palit R, Jain H C, Joshi P K et al. Phys. Rev., 2001, **C63**:024313
- 33 Tandel S K, Patel S B, Bhowmik R K et al. Nucl. Phys., 1998, **A632**:3
- 34 Schwengner R, Rainovski G, Schnare H et al. Phys. Rev., 2002, **C66**:024310

Calculation of Yrast Bands for Odd-Odd Nuclei $^{80,82}\text{Rb}$ in $A \approx 80$ Mass Region *

SHEN Shui-Fa¹⁾ GU Jia-Hui SHEN Wen-Qing

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

Abstract Several mechanisms have been proposed for the signature inversion in the structure of $A \approx 80$ odd-odd nuclei, but the theoretical calculations have not been conclusive. In this work, the angular momentum projected shell model (PSM) is applied to the nuclei $^{80,82}\text{Rb}$. The results of theoretical calculations about the positive-parity yrast band with configuration $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}$ and the negative-parity yrast band with configuration $\pi(p_{1/2} \text{ or } p_{3/2} \text{ or } f_{5/2}) \otimes \nu g_{9/2}$ are compared with experimental data, especially, the mechanism of the signature inversion in the positive-parity yrast band is discussed. The interpretation within the projected shell model shows that the signature inversion displayed in the positive-parity yrast band in these nuclei is a signal of a substantial quadrupole shape change with increasing spin where the nucleus evolves from a prolate shape at low spin through a triaxial shape to an oblate shape at high spin. In addition, we also specify the nuclear shape for these two bands in these two nuclei, respectively.

Key words Projected Shell Model (PSM); yrast state, quadrupole deformation, signature inversion

Received 9 July 2003

* Supported by the Major State Basic Research Development Program in China (TG2000077404)

1) E-mail: ssh@sinnr.ac.cn