

文章编号: 1007-4627(2018)01-0010-08

## 丰中子锶同位素的投影壳模型研究

田永威<sup>1,2</sup>, 刘艳鑫<sup>2,†</sup>, 图雅<sup>1</sup>

(1. 沈阳师范大学物理科学与技术学院, 辽宁 沈阳 110034;

2. 湖州师范学院理学院, 浙江 湖州 313000)

**摘要:** 利用考虑跨壳激发的投影壳模型 (PSM) 方法, 研究了质子数  $Z = 38$ 、中子数  $N = 63$  和  $64$  大形变丰中子  $^{101,102}\text{Sr}$  同位素的结构性质。主要计算了转动谱、转动惯量和电磁跃迁性质等 (如  $B(E2)$  和  $g$  因子), 并与相应的实验数据进行系统比较和相关的理论预言。结果表明, PSM 可以利用理论计算的能带图解释  $^{101,102}\text{Sr}$  同位素的转动惯量、电磁跃迁随自旋的变化, 分析晕带的结构。PSM 理论可以很好地再现实验结果, 说明 PSM 方法及其采用的有效相互作用可以外推研究丰中子核区  $^{101,102}\text{Sr}$  同位素的原子核结构。对于  $^{101,102}\text{Sr}$  同位素, 核子开始填充质子  $g_{9/2}$  和中子  $h_{11/2}$  轨道, 通过更为仔细地分析能带图中来自质子  $g_{9/2}$  和中子  $h_{11/2}$  轨道对各转动带的组态成分的贡献, 清晰地表明丰中子核结构性质对不同核子填充的依赖。

**关键词:** 丰中子核; 锶同位素; 原子核形变; 投影壳模型

**中图分类号:** O571.2   **文献标志码:** A   **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.35.01.010

### 1 引言

近年来实验技术和探测手段迅猛发展, 实验研究向丰中子、丰质子、超重等极端条件推进, 这为了解远离稳定区核素的性质创造了条件<sup>[1-3]</sup>。近期由北京大学和中国原子能科学研究院联合设计的 BISOOL 项目列入国家重大科技基础设施“十三五”规划, 为核物理学家探索丰中子核区的物理提供了前所未有的机遇<sup>[4]</sup>。质量数  $A \sim 100$  核区的原子核恰好位于核素图核合成过程的拐点处, 因此该核区原子核结构性质的研究对于揭示该大形变丰中子核区原子核形状的演化及单粒子运动向集体运动的过渡有非常重要的意义<sup>[5-8]</sup>, 同时该核区也是检验原子核理论模型的理想核区, 由于质子和中子开始填充  $g_{9/2}$  和  $h_{11/2}$  单粒子轨道, 使得原子核的性质对孩子的具体填充有很强的依赖性, 因此研究该核区原子核特别是奇质量核的结构性质对于理解原子核形状共存及形状演化很重要。另外, 该区大形变的丰中子核理论研究与天体物理中的快中子俘获过程 ( $r$  过程) 密切相关。该区丰中子核的性质、能级和跃迁、以及它们的  $\beta$  衰变几率等物理量对于核天体物理中的元素合成丰度计算非常重要。因此, 研究该丰中子核区原子核的微观结构, 也可以促进核天体物理这一交叉学科的发展。

实验上, 从 20 世纪 70 年代, Cheifetz 等<sup>[9]</sup>观测到大形变  $A \sim 100$  丰中子核区以来, 吸引了很多实验和理论核物理学家的关注。截至目前, 实验上已经研究了  $A = 100 \sim 120$  丰中子核区质子数  $Z = 38 \sim 48$ , 中子数  $N = 58 \sim 70$  范围内的原子核高自旋态结构。对于大多数丰中子核, 实验上只能通过铷系原子核裂变获得高自旋态分光谱。在文献<sup>[10]</sup>中, 实验上通过  $^{102}\text{Rb}$  发生  $\beta$  衰变方法建立了丰中子  $^{101,102}\text{Sr}$  同位素的能级纲图, 并观测到了一些低激发态能级结构。实验中还发现  $^{102}\text{Rb}$  的  $\beta$  衰变中子分支比比之前的实验测量大, 这一实验结果可能修改  $r$  过程的计算结果, 同时促进理论模型的完善。

对于  $A \sim 100$  丰中子核区的原子核, 由于集体性的出现, 丰中子核素的基态往往会发生形变。而在球形壳模型的框架下, 不能对形变产生的集体运动给出内禀组态的相关信息。另外, 对于丰中子核而言, 基于球形基的大规模壳模型计算所要求的组态空间巨大, 这对哈密顿量的对角化带来极大的困难。投影壳模型 (PSM) 不仅能给出内禀结构, 而且在投影后的准粒子基矢下, 体系哈密顿矩阵的维数相对较小, 不像大规模壳模型计算那样存在对角化困难的问题。PSM 在平均场下做了空间组态截断, 这说明 PSM 方法搭建了壳模型和平均场

收稿日期: 2017-09-25; 修改日期: 2017-11-04

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (11305059, 11647306, 11475062, 11305108, 11575290, 11747312); 沈阳师范大学优秀人才计划; 辽宁省博士启动基金; 辽宁省百千万人才工程资助项目

作者简介: 田永威 (1992-), 男, 辽宁人, 硕士研究生, 从事原子核结构研究; E-mail: 2298839887@qq.com

† 通信作者: 刘艳鑫, E-mail: hzlyx@zjhu.edu.cn.

两种传统方法之间的桥梁。所以, 运用 PSM 可以将两种方法的优点结合起来, 能更好地解释一些物理现象并探究其物理本质。而且, 在 PSM 中, 采用投影方法恢复了好角动量, 因而得到的理论结果可以直接和实验数据进行对比, 来解释实验现象。经过近二十年的发展和应用, PSM 已经成为国际上流行的理论方法之一, 并广泛应用于丰中子核区原子核结构的研究<sup>[11-13]</sup>。

本文采用 PSM 方法, 系统地研究 <sup>101,102</sup>Sr 同位素转动带的能级, <sup>102</sup>Sr 晕带的结构性质(如转动惯量、 $B(E2)$  和  $g$  因子等), 并与相应的实验值进行比较, 在此基础上进一步分析单粒子能级对丰中子核微观结构的影响, 预言了高自旋态的能级及组态结构, 为进一步实验研究提供理论依据。

## 2 理论模型

PSM<sup>[14, 15]</sup> 的基本物理思想是考虑核子间的强对关联作用, 选取 Nilsson + BCS 准粒子基矢, 把变形基的角动量和粒子数进行投影。通过角动量投影将体系从内禀系变换到实验室系, 来恢复由形变平均场所破坏的转动对称性, 从而在投影空间下对哈密顿量进行对角化<sup>[14]</sup>。该模型应用于变形重核时, 可以看成是  $SU(3)$  壳模型对变形重核体系的自然推广, 它能很好地解释一些观察到的实验事实。在 PSM 的框架下, 原子核的波函数可以写成

$$|\Psi_{JM}^\sigma\rangle = \sum_{K\kappa} f_{JK_\kappa}^\sigma \hat{P}_{MK}^J |\Phi_\kappa\rangle, \quad (1)$$

这里,  $\hat{P}_{MK}^J$  为角动量投影算符,  $f_{JK_\kappa}^\sigma$  为展开系数,  $|\Phi_\kappa\rangle$  则为对应的内禀形变准粒子态。通过求解下面的本征方程, 可进一步得到体系的能量本征值和波函数(用展开系数  $f_{JK_\kappa}^\sigma$  表示),

$$\sum_{K'\kappa'} \left( H_{K\kappa, K'\kappa'}^J - E_J N_{K\kappa, K'\kappa'}^J \right) f_{JK_\kappa}^\sigma = 0, \quad (2)$$

公式中  $H_{K\kappa, K'\kappa'}^J$  和  $N_{K\kappa, K'\kappa'}^J$  分别为哈密顿量和 Norm 的投影矩阵元。

PSM 哈密顿量<sup>[16-18]</sup> 取为如下形式,

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \frac{1}{2} \chi \sum_{\mu} \hat{Q}_{2\mu}^\dagger \hat{Q}_{2\mu} - G_M \hat{P}^\dagger \hat{P} - G_Q \sum_{\mu} \hat{P}_{2\mu}^\dagger \hat{P}_{2\mu}, \quad (3)$$

式中:  $\hat{H}_0$  表示球形的 Nilsson 单粒子项;  $\chi, G_M$  和  $G_Q$  分别表示四极-四极相互作用、单极对力和四极对力的相互作用强度。在对偶核 <sup>102</sup>Sr 和奇中子核 <sup>101</sup>Sr 的 PSM 计算中, 质子取自  $N=2, 3, 4$  三个谐振子主壳, 中子取自  $N=3, 4, 5$  三个谐振子主壳, 并把

它们作为准粒子的基矢空间。单极对力强度  $G_M$  取为  $G_M = [G_1 - G_2(N-Z)]/A$  (中子) 以及  $G_M = G_1/A$  (质子), 其中  $G_1=20.25, G_2=16.20$  是耦合常数。四极对力强度  $G_Q = \gamma G_M$ , 其中比例系数  $\gamma$  取为 0.20。根据文献<sup>[19]</sup>, 对于 <sup>102</sup>Sr 核, 形变参量  $\varepsilon_2$  和  $\varepsilon_4$  分别取 0.333 和 0.027; 对于 <sup>101</sup>Sr 核, 形变参量  $\varepsilon_2$  和  $\varepsilon_4$  分别取 0.333 和 0.013。

## 3 计算结果与讨论

### 3.1 <sup>102</sup>Sr 的能级

通过锶同位素晕带  $2^+$  态激发能的系统性研究, <sup>98,100,102</sup>Sr 同位素都表现出大形变特性<sup>[20]</sup>。最新的实验测量表明<sup>[10]</sup>, 对于 <sup>102</sup>Sr 原子核, 能量比  $E(4^+)/E(2^+) = 3.26$ , 接近集体转子极限 3.33, <sup>102</sup>Sr 原子核与 <sup>98,100</sup>Sr 的晕带结构几乎相同, 表明丰中子 Sr 同位素的大形变特性一直延续到  $N=66$  中子壳。文献<sup>[21]</sup>采用 PSM 方法研究了 <sup>98,100</sup>Sr 同位素的全同跃迁, 本文主要讨论 <sup>101,102</sup>Sr 同位素的能级结构, 偶核晕带的电磁跃迁性质及奇中子核的单粒子组态等。

由于实验方法和产额的限制, <sup>102</sup>Sr 原子核实验数据偏少, 给理论研究带来了挑战。图 1 给出了计算的晕带能级与实验数据的比较, 理论计算的晕带能级很好地再现了实验结果, 理论计算还预言了高  $K$  低能的边带, 相应组态和带头能量列在表 1 中。

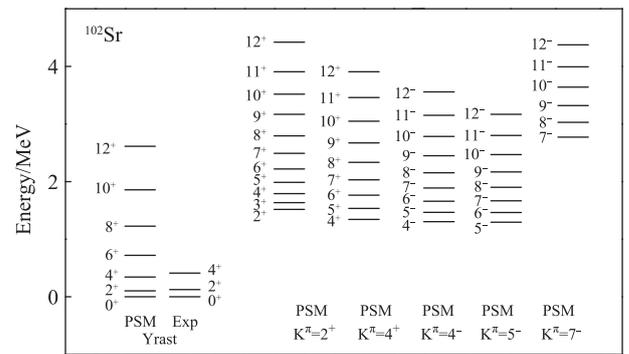


图 1 <sup>102</sup>Sr 理论计算能级与现有实验数据比较, 图中实验数据来源于文献<sup>[10]</sup>

表 1 理论计算的 <sup>102</sup>Sr 的 2 准粒子低激发态的带头能量及组态

$K^\pi$	带头能量/MeV	2 准粒子组态
$2^+$	1.517	$1/2^+ [411] \oplus 5/2^+ [413]$
$4^+$	1.344	$3/2^+ [411] \oplus 5/2^+ [413]$
$4^-$	1.304	$3/2^- [411] \oplus 5/2^- [532]$
$5^-$	1.294	$5/2^+ [413] \oplus 5/2^- [532]$
$7^-$	2.771	$9/2^+ [404] \oplus 5/2^- [532]$

为了更好地展示在形变势场中, 靠近费米面附近的单粒子态对构成低激发组态的重要性。在图 2 中, 我们采用 Nilsson 模型计算了质子和中子的形变单粒子态, 给出了质子和中子的 Nilsson 能级图, 其中实线表示正

宇称态, 虚线表示负宇称态。为了简单起见, 我们仅选取了四极形变参数。矩形框所包围的区域代表  $A \sim 100$  丰中子核区原子核所在的  $\varepsilon_2 = 0.32 \sim 0.34$  范围内费米面附近重要的单粒子能级。

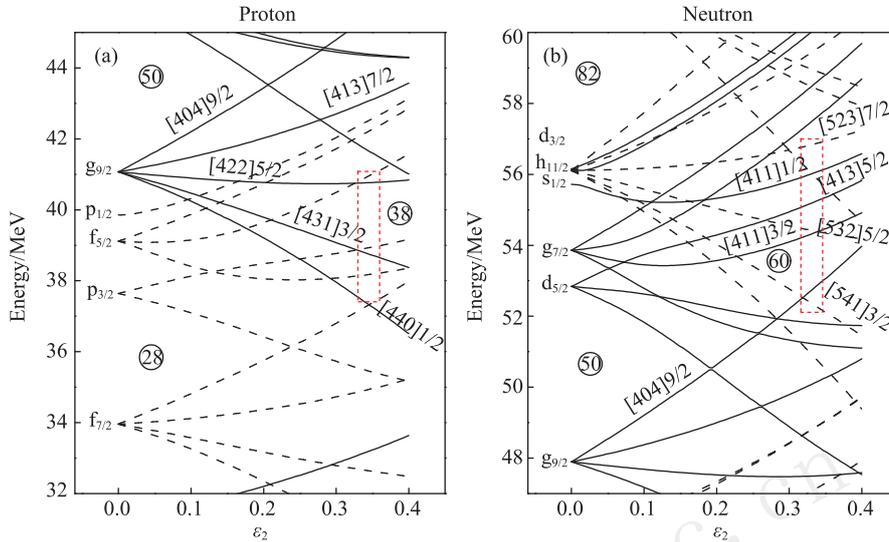


图 2 Nilsson 能级图

从图 2 可以看出, 对于 Sr 同位素, 质子费米面附近(图 2(a)), 来自  $g_{9/2}$  轨道的  $K=1/2$ 、 $3/2$  和  $5/2$  态恰好落在矩形线框中, 是物理上重要的轨道, 对 4 准粒子带的构成起重要作用。在中子费米面附近(图 2(b)),  $N=4$  壳的 4 条单粒子轨道比较重要, 分别是来自  $s_{1/2}$  的  $K=1/2$  态,  $g_{7/2}$  的  $K=3/2$  态,  $d_{5/2}$  的  $K=5/2$  态和来自  $g_{9/2}$  的  $K=9/2$  态, 它们可以耦合成 2 准粒子高  $K$  带。例如:  $K^\pi=2^+$  带, 其组态成分为  $1/2^+[411] \oplus 5/2^+[413]$ ;  $K^\pi=4^+$  带, 其组态成分为  $3/2^+[411] \oplus 5/2^+[413]$ 。来自  $h_{11/2}$  轨道的  $K=5/2$  态离  $^{102}\text{Sr}$  中子费米面较近, 因此可以与  $N=4$  壳的单粒子态耦合形成负宇称 2 准粒子低激发态。例如:  $K^\pi=4^-$  带, 其组态成分为  $3/2^+[411] \oplus 5/2^-[532]$ ;  $K^\pi=5^-$  带, 其组态成分为  $5/2^+[413] \oplus 5/2^-[532]$ ;  $K^\pi=7^-$  带, 其组态成分为  $9/2^+[404] \oplus 5/2^-[532]$ 。这些带的能量较低, 因此很可能被实验探测到。

文献[10]中对于带头能量为 540.9 keV 的激发态组态进行了讨论, 可能的自旋宇称候选是第二个  $0^+$  或  $2^+$  组态, 讨论中首先排除了  $0^+$  组态的指定, 因为第二个  $0^+$  的能量应该是增加的, 在  $^{98,100}\text{Sr}$  同位素中, 该能量分别为 215 和 938 keV。如果激发态是  $2^+$  组态, 第二个  $2^+$  态和第一个  $2^+$  态的能量比为  $R_{22}=4.29$ , 这个值明显低于稀土区的典型值[22]。因此, 在实验文献中没有指定带头能量为 540.9 keV 的激发态的组态。在 PSM 计算中, 对于正宇称带, 能量最低的转动带

为  $K^\pi=4^+$ , 其组态成分为  $3/2^+[411] \oplus 5/2^+[413]$ , 带头能量为 1.344 MeV; 在负宇称带中, 能量最低的转动带为  $K^\pi=5^-$ , 其组态成分为  $5/2^+[413] \oplus 5/2^-[532]$ , 带头能量为 1.294 MeV。

对于该能级图预言的信息希望能给实验工作者提供帮助, 以找到该核素的更多的边带, 建立这些转动带的高自旋态结构。由以上分析可以看出, 对于  $^{102}\text{Sr}$  丰中子核素, 其边带主要是由  $N=4$  和  $N=5$  壳上的 2 准中子激发引起的, 而  $h_{11/2}$  轨道上的中子激发对负宇称带的形成起到了关键作用。

### 3.2 $^{101}\text{Sr}$ 的能级

奇质量原子核的研究对于理解偶偶核中 2 准粒子组态结构很重要, 因为奇质量核中包含重要的单粒子信息。对于  $A \sim 100$  丰中子核区, 价核子开始填充  $h_{11/2}$  中子轨道和  $g_{9/2}$  质子轨道, 该核区的原子核性质对单粒子的具体填充非常敏感。

图 3 列出了  $^{101}\text{Sr}$  核理论计算的基带和边带的能量及与实验数据的比较。相应的带头能量和组态列在表 2 中。PSM 计算发现,  $^{101}\text{Sr}$  核的基带组态为  $\nu 5/2^- [532]$ , 与实验指定一致。图 3 还给出了  $\nu 3/2^+ [411]$  转动带的能量及与实验结果的比较, 可以看出理论计算的带头能量明显低于实验值。同样的情况也出现在粒子转子模型和 PSM 研究  $^{103}\text{Zr}$  的  $\nu 3/2^+ [411]$  转动带中, 可能的解释是来自于高  $j$

壳的负宇称闯入能级需要不同的 Nilsson 参数<sup>[18]</sup>。 $\nu 3/2^+[411]$  转动带的跃迁能量及与实验数据的比较画在图 4 中, 从图 4 可以看出, 理论计算完美再现了实验结果。因此, 除了与基带带头能量的偏差, 实验观测到的转动带在 PSM 计算中得到了很好的再现。

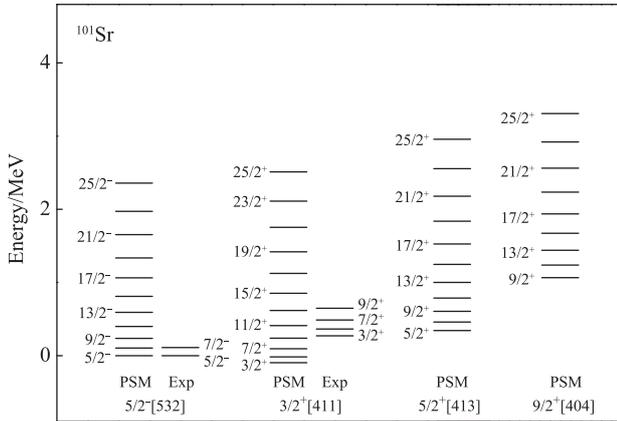


图 3  $^{101}\text{Sr}$  理论计算能级与现有实验数据比较, 图中实验数据来自文献<sup>[10, 23]</sup>

表 2  $^{101}\text{Sr}$  的 1 准粒子低激发态的带头能量理论和实验值及组态

$K^\pi$	带头能量/MeV		1 准粒子组态
	PSM	EXP.	
$3/2^+$	-0.095	0.271	$\nu 3/2^+[411]$
$5/2^+$	0.343	0.363	$\nu 5/2^+[413]$
$9/2^+$	1.066	/	$\nu 9/2^+[404]$

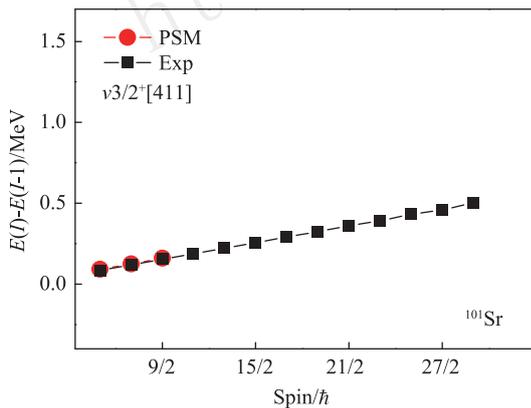


图 4 (在线彩图)  $\nu 3/2^+[411]$  转动带的跃迁能量及与实验数据的比较, 实验数据取自文献<sup>[10, 23]</sup>

同时, 我们在计算中预言了两条正宇称边带, 理论计算指定其组态分别为  $\nu 5/2^+[413]$  和  $\nu 9/2^+[404]$ , 理论计算的能级也被推到了  $I = 25/2$  高自旋区。其

中,  $\nu 9/2^+[404]$  态是高  $K$  闯入态, 相应的带头能量为 1.0659 MeV, 随着中子数和形变的增加, 才可能被实验探测到。同时, 图 3 中给出的单粒子组态是构成偶偶核  $^{102}\text{Sr}$  的 2 准粒子态的重要组成部分, 从奇中子核  $^{101}\text{Sr}$  中完全可以得到印证。

### 3.3 能带图的讨论

在 PSM 计算中, 能带图经常被用来分析晕带的结构变化以及各转动带的相对位置等, 接下来我们讨论  $^{101,102}\text{Sr}$  的能带图。

图 5 给出了  $^{102}\text{Sr}$  的能带图。晕带、0 准粒子基带、正负宇称 2 准粒子带和 4 准粒子带分别画于图 5(a) 和 5(b) 中。图中实心三角代表晕带, 是对应自旋下能量最低的态组成的转动带, 是对角化以后得到的结果, 用来与实验数据进行直接比较, 其他转动带是对角化之前的结果, 对角化后, 由于组态之间的相互作用, 能量还会有变化。为了清楚地解释物理, 图中只画出了偶自旋态以避免奇偶自旋态之间的锯齿曲线。正宇称图 5(a) 中, 在自旋  $I = 0 \sim 12$  范围内, 晕带的主要成分为 0 准粒子基带。在  $I = 12$  附近, 中子 2 准粒子带靠近基带并与基带交叉, 在自旋  $I = 12$  到  $I = 18$  范围内成为物理上重要的组态, 带交叉后基带的能量升高远离晕带, 晕带的主要成分变为 2 准粒子带。首先与基带发生交叉的是中子 2 准粒子  $K^\pi = 1^+$  带, 其组态成分是中子  $h_{11/2}$  闯入轨道的  $5/2^- [532] \oplus 3/2^- [541]$ , 质子 2 准粒子  $K^\pi = 1^+$  带与基带在自旋  $I = 14$  附近与基带交叉, 与中子 2 准粒子带共同主导晕带。上述 2 准中子和 2 准质子态构成的 4 准粒子带能量在自旋  $I = 2 \sim 14$  范围内几乎保持为常数, 只有当自旋为  $I = 18$  左右, 4 准粒子带的贡献才变得很重要。图 5(b) 中给出了  $^{102}\text{Sr}$  负宇称的能带图, 从图中可知, 带头能量最低的两条带是  $K^\pi = 4^-$  和  $K^\pi = 5^-$  带, 这与图 1 中给出的结果一致。

在图 6 中, 给出了包含 1 准粒子带和 3 准粒子带的  $^{101}\text{Sr}$  原子核的能带图。图 6(a) 给出了正宇称带的能带图, 所有正宇称带的能量随自旋的增加而平滑上升, 没有观察到锯齿现象。然而, 在图 6(b) 负宇称能带图中,  $K^\pi = 3/2^-$  的 1 准粒子带和  $K^\pi = 5/2^-$  的 3 准粒子态却表现出了锯齿现象。 $K^\pi = 5/2^-$  的基带能量在大部分自旋区随自旋变化比较平滑, 只在高自旋  $I = 29/2 \sim 39/2$  区出现了一点不规则现象。但  $K^\pi = 3/2^-$  带却在几乎整个自旋区间内都观察到了明显的锯齿行为。因此  $K^\pi = 3/2^-$  带和  $K^\pi = 5/2^-$  带的耦

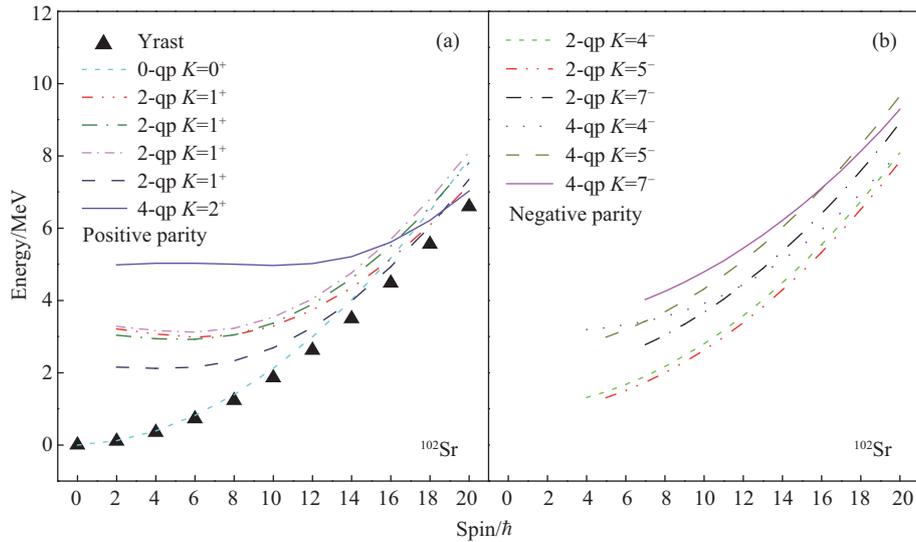


图 5 (在线彩图)  $^{102}\text{Sr}$  的能带图

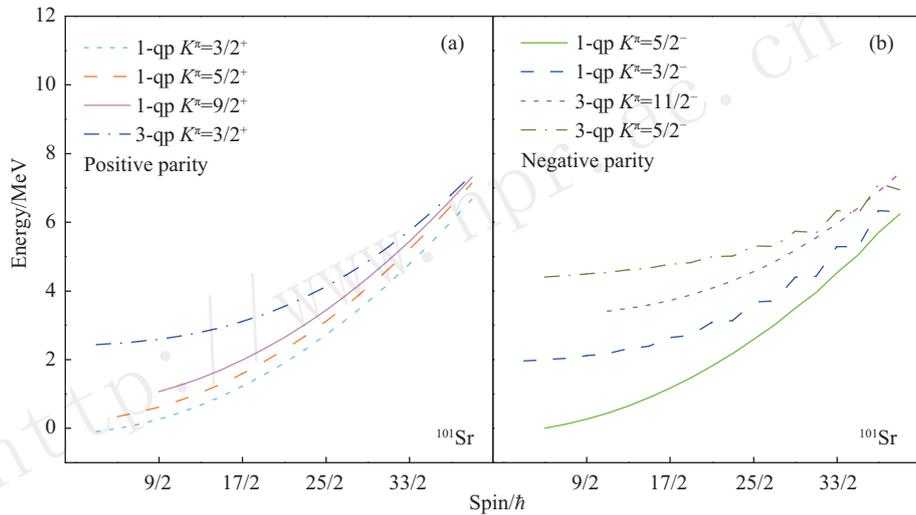


图 6 (在线彩图)  $^{101}\text{Sr}$  能带图

合导致  $\nu 5/2^-$  [532] 带的能级劈裂。微观上出现锯齿现象的主要原因是高  $j$  低  $K$  态中的退耦合效应导致 [18]。从图 6 中，我们还可以看出 3 准粒子  $K^\pi=3/2^+$  和  $K^\pi=11/2^-$  带的能量比较低，可能在将来的实验中被探测到。

### 3.4 $^{102}\text{Sr}$ 的晕带结构

#### 3.4.1 转动惯量

为了描述  $^{102}\text{Sr}$  晕带的转动特征,我们引入转动惯量,

$$J = \frac{2J-1}{E(J) - E(J-2)} \quad (4)$$

在图 7 中，我们计算了偶偶核  $^{102}\text{Sr}$  的转动惯量，并与实验数据做了比较。PSM 的理论计算较好地再现了转动惯量在低自旋区的实验结果并预言了转动惯量在

高自旋区的变化。在较低自旋区， $^{102}\text{Sr}$  原子核的转动惯量的理论计算值几乎保持为常数，说明理论计算更倾

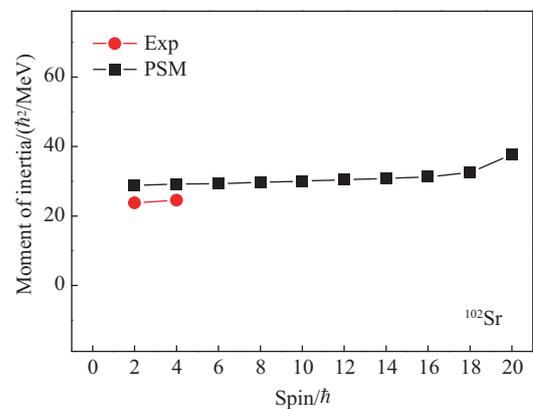


图 7 (在线彩图)  $^{102}\text{Sr}$  的转动惯量(方块)及与实验数据(点)的比较,实验数据取自文献[10]

向于预言理想转子行为。在  $I = 18 \sim 20$  高自旋区, 理论计算的转动惯量出现上弯现象, 如何理解转动惯量的这种变化呢? 我们回到能带图, 在图 5(a) 中, 由于 4 准粒子带与基带发生带交叉导致转动惯量的上弯现象。

### 3.4.2 电磁跃迁 $B(E2)$

能量和波函数的结构变化都可以反映晕带的结构变化。波函数结构的变化可以通过研究  $B(E2)$  来进行检验, 初态  $I$  到末态  $I-2$  的电四极跃迁概率可表示为

$$B(E2, I \rightarrow I-2) = \frac{1}{2I+1} \left| \langle \Psi^{I-2} | \hat{Q}_2 | \Psi^I \rangle \right|^2, \quad (5)$$

其中,  $|\Psi^I\rangle$  是公式 (1) 给出的波函数, 计算中有效电荷采用标准值:  $e^\pi = 1.5e$  和  $e^\nu = 0.5e$ 。

目前, 对于我们研究的原子核,  $B(E2)$  的实验信息还非常少, 更多是理论上的预测。通过图 8 我们可以看到  $^{102}\text{Sr}$  核素的  $B(E2)$  值在低自旋区随着自旋有所增加, 在高自旋区, 呈下降趋势。要理解  $B(E2)$  的这种变化, 回到能带图 5。由于 2 准粒子带在自旋  $I = 12$  处与基带交叉, 改变了晕带波函数的结构, 带交叉后  $B(E2)$  的值开始下降。在高自旋区  $I = 18 \sim 20$ , 4 准粒子带开始起作用, 导致了  $B(E2)$  的值明显增加, 从而反映出晕带进一步的结构变化。因此通过  $B(E2)$  的变化可以反映出带交叉对波函数结构的影响。这些丰中子高自旋态呈现出的有趣现象, 需要进一步的实验研究来验证。

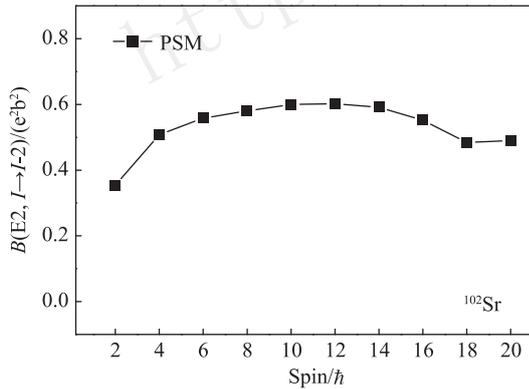


图 8  $^{102}\text{Sr}$  的  $B(E2)$

### 3.4.3 $g$ 因子

朗德因子 ( $g$  因子) 是对波函数中的单粒子成分以及单粒子成分与集体自由度相互作用非常敏感的物理量。通过研究  $g$  因子, 我们可以获得特定中子和质子轨道的信息。在 PSM 中,  $g$  因子可以通过下式直接计算,

$$g(I) = \frac{\mu(I)}{\mu_N I} = \frac{1}{\mu_N I} [\mu_\pi(I) + \mu_\nu(I)], \quad (6)$$

其中  $\mu_\tau(I)$  是态  $|\Psi^I\rangle$  的磁矩, 具体定义,

$$\begin{aligned} \mu_\tau(I) &= \langle \Psi^I | \hat{\mu}_z^\tau | \Psi^I \rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{I(I+1)}} \langle \Psi^I | \hat{\mu}^\tau | \Psi^I \rangle \\ &= \frac{I}{\sqrt{I(I+1)}} [g\tilde{I} \langle \Psi^I | \hat{j}^\tau | \Psi^I \rangle + (g_s^\tau - g\tilde{I}) \langle \Psi^I | \hat{s}^\tau | \Psi^I \rangle]. \end{aligned} \quad (7)$$

图 9 给出了  $^{102}\text{Sr}$  原子核  $g$  因子的理论计算值随着自旋的变化,  $g^\pi$  和  $g^\nu$  分别代表质子和中子的  $g$  因子, 图中方块表示  $^{102}\text{Sr}$  原子核总的  $g$  因子。从图 9 可以看出, 在整个自旋区域,  $g^\pi$  为负值并几乎保持常数不变,  $g^\nu$  在  $I = 2 \sim 14$  自旋区平缓增加, 在  $I = 14 \sim 20$  自旋区随着自旋的增加,  $g^\nu$  的值减小, 总的  $g$  因子的变化趋势与中子  $g$  因子  $g^\nu$  的变化非常接近, 表明中子  $g$  因子  $g^\nu$  对  $g$  因子的贡献占主导。以上结果可以通过能带图 5(a) 加以解释。当原子核高速转动时, 2 准粒子带与基带交叉, 其组态为中子  $5/2^- [532] \oplus 3/2^- [541]$  结构, 来自  $h_{11/2}$  轨道的贡献主导了晕带的行为, 导致  $I = 14 \sim 20$  自旋区  $^{102}\text{Sr}$  原子核  $g$  因子的下降。

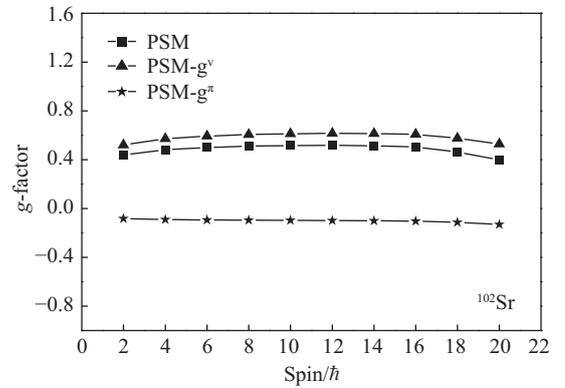


图 9  $^{102}\text{Sr}$  的  $g$ -factor

## 4 总结

本文以处于  $A \sim 100$  丰中子核区的偶偶核  $^{102}\text{Sr}$  和奇中子核  $^{101}\text{Sr}$  为例, 在 PSM 方法的理论框架下, 研究了其正负宇称态的能级结构、 $^{102}\text{Sr}$  原子核的转动惯量、 $B(E2)$  和  $g$  因子, 并把得到的理论结果与相应的实验结果进行了比较。理论计算很好地再现了偶偶核晕带的现有实验结果。我们还预言了偶偶核的一些低激发 2 准粒子高  $K$  带结构, 由于这些带具有较低的激发能, 因此很可能在进一步的实验工作中被观测到。对于奇中子核, 我们讨论了  $^{101}\text{Sr}$  的基带, 1 准粒子和 3 准粒子边带的结构, 并预言了一些目前实验未知的边带结构。

由于我们的理论工作采用了形变的单粒子基, 因此我们认为, 任何对理论预言的实验验证还是对理论预言的争论都将为我们深入探讨该核区的原子核结构提供非常有价值的信息。

#### 参考文献:

- [1] THOENNESSEN M. Rep Prog Phys, 2004, **67**: 1187.
- [2] THOENNESSEN M. Rep Prog Phys, 2013, **76**: 056301.
- [3] HOFMANN S, MUNZENBERG G. Rev Mod Phys, 2000, **72** (3): 733.
- [4] ZENG S, LIU W P, YE Y L, *et al.* Chin Sci Bull, 2015, **60**: 1329. (in Chinese)  
(曾晟, 柳卫平, 叶沿林, 等, 科学通报, 2015, **60**: 1329.)
- [5] SKALSKI J, MIZUTORI S, NAZAREWICZ W. Nucl Phys A, 1997, **617**: 282.
- [6] HAMILTON H. Prog in Particle and Nucl Phys, 1985, **15**: 107.
- [7] ZHU S J, LUO Y X, HAMILTON J H, *et al.* Inter Jour of Modern Phys E, 2009, **18**(8): 1697.
- [8] LUO Y X, RASMUSSEN J O, STEFANESCU I, *et al.* J Phys G, 2005, **31**: 1303.
- [9] CHEIFETZ E, JARED R C, THOMPSON S G, *et al.* Phys Rev Lett, 1970, **25**: 38.
- [10] WANG Z M, GARNSWORTHY A B, ANDREOIU C, *et al.* Phys Rev C, 2016, **93**: 054301.
- [11] JIN H, WANG H K, SUN Y. Nucl Phys Rev, 2016, **33**(3): 268. (in Chinese)  
(金华, 王韩奎, 孙扬. 原子核物理评论, 2016, **33** (3): 268.)
- [12] LUO Y X, HAMILTON J H, RASMUSSEN J O, *et al.* Nucl Phys Rev, 2015, **32** (1): 1.
- [13] DONG Y S, YU S Y, SHEN C W, *et al.* Nucl Phys Rev, 2012, **29**(3): 235. (in Chinese)  
(董永胜, 于少英, 沈彩万, 等. 原子核物理评论, 2012, **29**(3): 235.)
- [14] HARA K, SUN Y. Int J Mod Phys E, 1995, **4**: 637.
- [15] SUN Y, HARA K. Computer Physics Communications, 1997, **104**: 245.
- [16] SUN Y, YANG Y C, LIU H L, *et al.* Phys Rev C, 2009, **80**: 054306.
- [17] YANG Y C, SUN Y, KANEKO K, *et al.* Phys Rev C, 2010, **82**: 031304(R).
- [18] LIU Y X, SUN Y, ZHOU X H, *et al.* Nucl Phys A, 2011, **858**: 11.
- [19] MÖLLER P, NIX J R, MYERS W D. Atom Data Nucl Data Tables, 1995, **59**: 185.
- [20] VERMA S, AHMAD, DEVI R, *et al.* Phys Rev C, 2008, **77**: 024308.
- [21] WANG G H, YU S Y, LIU Y X, *et al.* Sci China-Phys, Mech & Astron, 2011, **41**: 1184. (in Chinese)  
(王国华, 于少英, 刘艳鑫, 等. 中国科学: 物理学力学天文学, 2011, **41**: 1184.)
- [22] MCCUTCHAN E A, ZAMFIR N V, CASTEN R F. Phys Rev C, 2004, **69**: 064306.
- [23] LHERSONNEAU G, GABELMANN H, PFEIFFER B, *et al.* Z Phys A, 1995, **353**: 293.

# Projected Shell Model Studies for Neutron-rich Sr Isotopes

TIAN Yongwei<sup>1,2</sup>, LIU Yanxin<sup>2,†</sup>, TU Ya<sup>1</sup>

(1. College of Physics Science and Technology, Shenyang Normal University, Shenyang 110034, Liaoning, China;  
2. College of Science, Huzhou University, Huzhou 313000, Zhejiang, China)

**Abstract:** Recently, we have carried out systematically studies on the structural properties of proton number  $Z = 38$ , neutron number  $N = 63$  and  $64$  neutron-rich isotopes  $^{101,102}\text{Sr}$  by using the projected shell model (PSM) with consideration of cross shell excitation. The rotation spectra, the moment of inertia and the electromagnetic transition properties (such as  $B(E2)$  and  $g$ -factor) are calculated and compared with the corresponding experimental data in this paper. Furthermore, more high spin states are predicted in the calculation and expected to be confirmed experimentally. The results show that the PSM can not only well analyze the structural properties of yrast bands in  $^{101,102}\text{Sr}$  but also interpret the variation of the moment of inertia, electromagnetic transition with spins in terms with the theoretical band diagram. The good agreement with the experimental data suggests that the PSM with the adopted effective interactions can be generalized to study the nuclear structure of  $^{101,102}\text{Sr}$  isotopes in neutron-rich mass region. For  $^{101,102}\text{Sr}$  isotopes, the nucleons begin to fill proton  $g_{9/2}$  and neutron  $h_{11/2}$  orbital, the dependence of nuclear structure and properties on the different orbital occupancies is described by carefully analyzing the contribution from proton  $g_{9/2}$  and neutron  $h_{11/2}$  orbital to the configuration of rotational bands in band diagram.

**Key words:** neutron-rich nuclei; Sr isotope; nuclear deformation; projected shell model

---

**Received date:** 25 Sep. 2017; **Revised date:** 4 Nov. 2017

**Foundation item:** National Natural Science Foundation of China (11305059, 11647306, 11475062, 11305108, 11575290, 11747312); Talents Plan of Shenyang Normal University; Doctoral Scientific Research Foundation of Liaoning Province; Liaoning Baiqianwan Talents Program

† **Corresponding author:** LIU Yanxin, E-mail: [hzlyz@zjhu.edu.cn](mailto:hzlyz@zjhu.edu.cn).