

文章编号: 1007-4627(2015) 04-0379-06

丰中子镁同位素的四极关联特性研究

董国香, 王小保, 于少英

(湖州师范学院理学院, 浙江 湖州 313000)

摘要: 基于改进的包含同位旋相关项的 Nilsson 势, 使用投影壳模型, 对镁同位素低激发谱所反映的四极关联特性进行了讨论。首先研究了单粒子能在反转岛附近的演化情况, 集中比较了同位旋相关项的 Nilsson 势及标准 Nilsson 势的差异, 指出同位旋相关项能够用来描述反转岛核素结构的原因。通过分析实验及计算得到的能谱, 发现镁同位素的集体运动特征随着中子数的增加在不断地增强。也计算了晕带中的电四极跃迁几率, 指出组态混合在晕带中所起的效应, 进一步阐述了反转岛附近的丰中子镁有很好的转子特征。还分析了质子组态及中子组态对 g 因子的分别贡献, 并与现有实验数据进行了比较, 挖掘了低激发态的组态信息。

关键词: 集体运动; 投影壳模型; 反转岛

中图分类号: O571.2 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.32.04.379

1 引言

壳演化现象是当今核物理研究的一个热点问题, 引起了很多理论学家和实验学家的研究兴趣^[1]。19 世纪 70 年代, Thibault 等^[2]首次发现在丰中子 $A = 32$ 附近, 原子核具有反常的结合能。这一现象预示了 $N = 20$ 中子壳在丰中子区有不同于稳定区的结构和性质。1995 年, Motobayash 等^[3]首次在 ^{32}Mg 中观测到了从 0_1^+ 到 2_1^+ 大的电四极约化跃迁几率。这一实验直接证实了 $N = 20$ 这个传统幻数壳的消失以及大形变的存在。该文章指出, 对于镁同位素, $N = 20$ 壳的减弱使得跨壳激发变得容易。

随着实验技术的发展, 人们做了更多的实验研究来进一步探索反转岛核区的结构信息。在 2012 年的一篇文章中, 实验学家通过测量原子核的电荷半径^[4], 并跟理论上的计算结果进行比较, 指出只有包含闯入组态信息才能描述好反转岛核区的电荷半径性质。因此, 根据实验上测到的 ^{32}Mg 的约化电四极跃迁几率以及原子核电荷半径, 并结合理论分析, 认为 ^{32}Mg 的基态具有大的长椭形变, 而且在它的低激发态中也是闯入组态占主要成分。对于特定核区来说, 正常组态是指按照稳定核中的单粒子能级顺序依次进行填充。比如 ^{32}Mg , 正常组态指的是它的所有中子填充到 sd 壳层为止。所谓闯入组态就是核子没有按照这种单粒子能级顺序进行填充, 有中子填充到了所谓更高单粒子能的轨道。对

于 ^{32}Mg 这个核, 就是中子出现并填充在 sd 壳以上的轨道^[3, 5-7]。一般情况下, 正常组态的能量比闯入组态的能量要低。如果情况相反, 正常组态和闯入组态的能量发生了反转^[7], 则认为这些具有能量反转现象发生的核素组成了所谓的反转岛^[8]。

为了更好地理解镁同位素中出现的反常大集体性质, 越来越多的理论工作开始致力于反转岛核区的研究。如大规模壳模型计算^[9-12]、蒙特卡罗壳模型计算^[13-15]和平均场方法^[16-18]等。大规模壳模型(球形壳模型)是建立在量子力学基本原理上的一个比较成功的核结构模型, 它实际上是在大的组态空间中对体系哈密顿量进行对角化的一个过程。因此, 在描述反转岛核区存在的正常组态和闯入组态相互作用方面会具有很大的优势。但是, 因为其基矢和哈密顿量都没包含形变的机制, 所以它不能直接给出形变的信息。相反, 平均场能直接地以形变或四极矩的形式描述原子核的集体性质。但是, 在平均场计算中, 由于破坏了转动对称性, 角动量不再是好量子数。而投影壳模型^[19-21]集合了这两模型的优点, 既能很好地描述形变, 又能很好地给出组态信息, 从而能很好地研究转动态的组态和激发机制。因此, 本文将使用投影壳模型对镁同位素的结构和集体性质进行研究。

2 模型

投影壳模型在研究原子核转动带的组态混合以及激

收稿日期: 2015-04-05; 修改日期: 2015-06-01

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11275067, 11447109, 11547104, 11505056, 11547312)

作者简介: 董国香(1984-), 女, 浙江桐乡人, 博士, 从事理论核物理研究; E-mail: daisy71411@126.com。

发机制方面具有很大优势。在这里,先对该模型做一个简单的介绍,更细致的描述可以参见综述文献[19]。具体的投影壳模型计算建立在 Nilsson+BCS 内禀变形准粒子基础上。而且为了避免在对力较弱情况下的对崩溃现象,我们用 Lipkin-Nogami 方法^[22-24] 改进了原有模型中的 BCS 对处理方式。即通过在哈密顿量里引入对粒子数的高阶约束: $\hat{H}'_{\text{Nil}} = \hat{H}_{\text{Nil}} - \lambda_1 \hat{N} - \lambda_2 \hat{N}^2$, 并对其进行变分 $\delta \langle \Phi | \hat{H}'_{\text{Nil}} | \Phi \rangle = 0$, 从而得到准粒子真空态 $|\Phi\rangle$ 。

在投影壳模型实际的计算中,多准粒子基矢的选取是非常重要的。在这篇文章的计算当中,我们选取的两准粒子基为二准质子、二准中子。理论上的两准粒子基数目比较庞大,但是在实际的计算中,主要是挑选费米面附近轨道所构建出来的。其次,我们在计算中也包含了四准粒子基,是通过二准质子、二准中子耦合得到的。这些准粒子是在 Nilsson+BCS 框架下构建出来,用公式可以简洁地概述如下:

$$\{|0\rangle, a_{\nu_i}^\dagger a_{\nu_j}^\dagger |0\rangle, a_{\pi_i}^\dagger a_{\pi_j}^\dagger |0\rangle, a_{\nu_i}^\dagger a_{\nu_j}^\dagger a_{\pi_k}^\dagger a_{\pi_l}^\dagger |0\rangle\}, \quad (1)$$

其中的下标 i, j, k 和 l 指示的是 Nilsson 势给出的单粒子态的相应量子数。 $|0\rangle$ 表示的是准粒子真空态, a_ν^\dagger 和 a_π^\dagger 分别表示中子和质子的准粒子产生算符。

在确定了多准粒子基矢之后,我们可以将投影壳模型的波函数形式表示出来^[19]

$$|\psi^I\rangle = \sum_{\xi} f_{\xi}^I \hat{P}_{MK_{\xi}}^I |\phi_{\xi}\rangle, \quad (2)$$

其中标号 ξ 指示的是公式(1)给出的多准粒子基矢中的其中一个组态。 $\hat{P}_{MK_{\xi}}^I$ 是角动量投影算符,它恢复了被形变平均场破坏的空间转动对称性,另一个效果是在各个多准粒子基矢中提取出要求解的具有自旋 I 的态。系数 f_{ξ}^I 可以看作是相应的组态的权重系数,在求解了本征问题之后,才能够最终确定。由于我们在计算中,原子核的形变限制于轴对称形变,所以多准粒子基矢具有好量子数 K (总的角动量在对称轴上的投影)。那么,投影壳模型的波函数就可以看作是不同量子数 K 的态的一个线性叠加态。也就是说,投影壳模型具有一个 K 混合的机制。该机制与三轴形变引起的 K 混合有本质的不同,前者是基于生成坐标法,吸收了一定动力学效应,后者依然是平均场框架下的静态图像。这是该模型分析研究问题的优点之一。

为了解体系能量,我们需要进行哈密顿量的选取。通常情况下,使用的是单体项(基于 Nilsson 单体势),四级-四级相互作用(长程关联项)、单极对力(短

程关联)以及四极对力(短程关联)^[19]

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

在上式中, $\hat{H}_0 = \sum_{\alpha} e_{\alpha} c_{\alpha}^{\dagger} c_{\alpha}$ 就是单体项, e_{α} 就是球形的 Nilsson 单粒子能。我们选取单极对力强度的形式为 $G_M = [G_1 \mp G_2(N-Z)/A]/A$, 这里的正负号分别代表质子和中子的情况,且 $G_1 = 18.52$, $G_2 = 11.74$ ^[25-27]。四极对力的强度,我们取定为正比于单极对力的强度,具体形式为 $G_Q = 0.4 G_M$ ^[25-27]。

由于投影壳模型的计算是建立在 Nilsson 单体势的基础上,由它计算出来的单粒子态是否值得信赖,将对于我们的计算结果有着十分关键的影响。而标准的 Nilsson 单体势是根据 β 稳定线附近核素拟合出来的,而在反转岛核素中,核结构已经有比较大的变化,所以使用标准的 Nilsson 单体势进行计算,可靠性是值得商榷的。我们发现,在文献[28]中,他们提出了一种具有同位旋依赖性 Nilsson 单体势,将该单体势应用于宏观微观模型当中,可以得到与实验一致的镁同位素的结合能、形变、电四极矩的信息。这样,我们可以应用他们拟合的核势到投影壳模型的计算当中,从而得到合理的结果。他们拟合得到的 Nilsson 单体势的质子及中子的 κ 和 μ 参数,分别为

$$\begin{aligned} \kappa_{\pi} &= 0.105 \times (1 - 1.1 \times |I|), \quad \mu_{\pi} = 0.0 \times |I|, \\ \kappa_{\nu} &= 0.105 \times (1 + 1.1 \times |I|), \quad \mu_{\nu} = 0.8 \times |I|, \end{aligned} \quad (4)$$

该参数是应用于 sd 壳,其中 $I = (N-Z)/A$ 。由于投影壳模型是建立在变形的平均场的基础上的,我们还需要形变参数作为输入量,为保持一致性,我们应用了文献[28]的计算结果。我们把具体的数值列出,参见表 1。

表 1 投影壳模型计算中使用的镁同位素的四级形变(ϵ_2)及十六级形变(ϵ_4)参数,摘自文献[28]。

中子数	ϵ_2	ϵ_4	中子数	ϵ_2	ϵ_4
10	0.361	0.019	20	0.460	0.066
12	0.374	0.069	22	0.351	0.018
14	0.237	0.026	24	0.273	-0.004
16	0.231	0.048	26	0.252	0.044
18	0.400	0.024	28	0.327	0.062

3 计算结果与讨论

在进行投影壳模型计算之前,我们首先研究该核区附近的单粒子能演化情况。我们通过文献[1, 8]了解到,反转岛的产生,本质上就是壳结构的演化造成的。最显著的标志就是单粒子能级在反转岛核素中,相对于

稳定核素, 发生了较大的变化。传统的单体势, 虽然可以很好地给出幻数的信息, 但是需要强调的是, 这些幻数, 仅仅是对于稳定核素而言的。对于丰中子核素, 发生壳演化之后, 这种简单的单体势在描述核结构的时候往往会苍白无力。这是我们在本文计算中选取具有同位旋依赖性 Nilsson 核势的主要原因。为了研究这个改进的单体势的效果, 探究它之所以能够给出反转岛核素合理描述的原因, 我们计算了球形形状下的 $N = 20$ 的同中子素的单粒子能级。图1给出了具有不同质子数的 $N = 20$ 核素的计算结果。为了比较, 我们也给出了标准 Nilsson 单体势的计算结果。

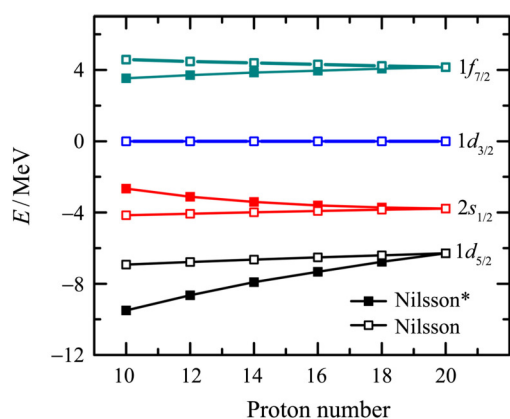


图1 (在线彩图) $N = 20$ 同中子素的球形单粒子能级

同位旋依赖的 Nilsson 单粒子势(图中以 Nilsson* 标识)以及标准的 Nilsson 势(图中以 Nilsson 标识)的计算结果在图中分别给出。在该图中, 我们以单粒子能级 $d_{3/2}$ 为参照, 将该轨道能量设置为0, 其他轨道(sd 壳的其他轨道及 fp 壳中的 $f_{7/2}$ 轨道)的能量是相对于该轨道而给定, 以方便地表征出不同轨道之间的相对能量。

标准 Nilsson 单体势的结果和我们计算之前的预料一样, 随着质子数从10~20范围内变化, 单粒子能几乎没有改变。也就是说, 应用这个核势, 我们没有办法描述好壳结构的演化。基于该核势的计算, 对于稳定线附近的核素应该还是可靠的, 但是对于丰中子核素, 当有明确的壳演化信号的时候, 它的计算结果很有可能给我们带来误导。Nilsson 单体势有一个明显的优势, 就是形式上的简单性, 在数值计算上实现起来也非常方便, 基于该势的计算程序运算速度也非常快。所以它相对于微观核势, 依旧有着自己不可或缺的地位。只是它的参数值, 我们在进行外推的时候, 需要额外的注意。

经过调整的 Nilsson 单体势, 非常明显的特点就是在质子数变化的时候单粒子能也随之演化, 这样就给它描述壳演化提供了更多的自由度与可行性。我们也看到, 在质子数为10, 12的时候(均为反转岛内的核素),

$d_{3/2}$ 和 $f_{7/2}$ 轨道单粒子能级之间的间距, 相对于其他核素来说减小了, 这将使得从 sd 壳层到 fp 壳层的粒子空穴激发变得更加容易。从形变的角度来讲, 就是形变的态相对于球形态更有可能成为基态, 这是反转岛形成的其中一个原因。

接下来, 我们就可以应用投影壳模型研究镁同位素的能谱信息。在各种文献中, 对于镁同位素, 讨论的热点问题集中在集体性。考量原子核的集体性质的非常重要的观测量就是低激发能谱。一般认为, 它的第一个 2^+ 态的能量比较低的话, 集体性就比较强。尤其是当原子核有一个稳定不软的形变极小点, 那么它的 2^+ 态, 可能就是由于它的转动造成的。但是单独从第一个 2^+ 态的能量去分析, 并不一定得到完全可靠的结论。第一个 4^+ 态的能量, 可能会提供更加宝贵的信息。所以, 为了直接地分析低激发谱体现的集体运动性质, 在图2中, 我们给出了投影壳模型的计算结果, 并跟现有实验数据进行了比较。这里值得一提的是, 在日本理化研究所最近的实验文章中^[29], 第一次给出了 $^{36,38}\text{Mg}$ 的数据, 使得我们对于镁同位素的集体性质有了进一步的认知。

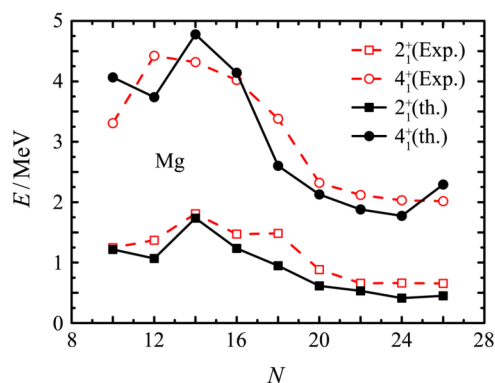


图2 (在线彩图) 镁同位素的第一个 2^+ 态与 4^+ 态的能量

在图上分别给出了投影壳模型的计算结果和实验数据。实验数据来源于文献^[29-34]。

比较计算结果和实验数据, 我们发现总体上符合得很好, 和最新的数据也非常一致。这就证明了这个模型在分析镁同位素的结构问题时, 具有很高的精度与合理性。那么将该模型应用于实验所未探知的观测量的时候, 预言的可靠性也可以得到一定程度的保障。并且在这张图上, 我们可以看到, 随着中子数的增加, 丰中子镁同位素的 2^+ 态能量是不断减小的。如果该原子核是一个幻数核, 它的 2^+ 态能量会比较高。对于丰中子镁同位素来说, $N = 20$ 这个幻数壳消失了。接近幻数的时候, 2^+ 态能量也应该比远离幻数的时候有所增加, 而从 $^{36,38}\text{Mg}$ 的能量数据看不出这点, 这也表明了

对丰中子镁同位素而言, $N=28$ 这个幻数也将消失。对于 $N=Z$ 核, 质子-中子之间的耦合最强(往往需要引入质子-中子配对来对该类核素进行描述), 我们的理论模型无法包含这方面的作用机制。因此, 对于中子数为 12 的核素, 我们的计算结果偏离实验较多(见图 2)。

原子核的电磁跃迁性质是一个非常重要的物理量。对于丰中子镁来说, 从实验上确定它低激发能谱的跃迁几率是比较困难的。在这种情况下, 可靠的理论计算可以提供一定信息以作实验家的参考。其次, 晕带中的电磁跃迁几率, 也可以反映该原子核的集体性质。对于一个理想转子, 它的不同转动能级之间的 E2 跃迁几率, 由于组态结构不变, 数值上不会突然发生较大的变化。投影壳模型的波函数, 是通过多准粒子基构建而成, 包含了不同组态混合的机制。它计算出来的晕带 E2 跃迁几率, 如果发生明显的减小, 则会反映出组态成分的改变。因此, 我们计算了反转岛附近核素的晕带 E2 跃迁几率(见图 3), 并跟现有的实验数据进行了比较。

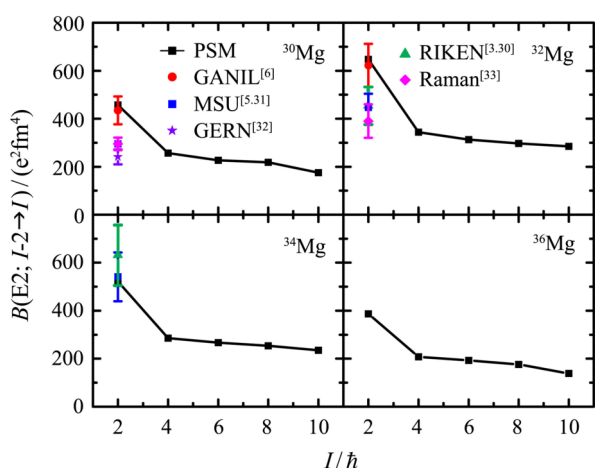


图 3 (在线彩图) 投影壳模型计算的 $^{30-36}\text{Mg}$ 晕带的 $B(\text{E}2)$ 跃迁几率。现有的实验数据也在图中给出, 数据来源于文献[3, 5, 6, 35–38]。

在图中, 我们可以看到, 对于 $^{30,32,34,36}\text{Mg}$, $B(\text{E}2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ 都比较大, 这也反映了它们的基态具有较大的形变, 参见表格 1 的形变数据。 $B(\text{E}2; 2_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ 的计算结果, 相对于 $B(\text{E}2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ 突然减小了。就投影壳模型而言, 对于 0_1^+ 态来说, 准粒子真空态在波函数中是十分重要的成分。如果组态混合可以忽略, 则它也将是 2_1^+ 态, 甚至 4_1^+ 态的主要成分, 基于这个假设下的 $B(\text{E}2)$ 跃迁不会有突变, 这与实际的计算结果不符。这表明了真空态在波函数的地位被其他的多准粒子组态所动摇, 组态混合的效果是不可忽略的。从另一个侧面也反映了, 如果模型没有组态混合的机制的话, 也

许不能合理地描述低激发谱的结构信息。随着自旋的进一步增加, 直到自旋为 10, 这几个原子核的晕带 E2 跃迁几率没有继续发生突变, 这表明在自旋为 4~10 之间, 组态成分保持稳定, 呈现较好的转动特性。如果实验能够提供这些电磁跃迁几率数值, 则可以检验该模型的计算结果, 加深我们对于这些核素的结构方面的认识。

为了对镁同位素进行系统性的研究, 我们接下来分别分析了质子和中子组态对晕态波函数的不同贡献。这个分析可以通过对磁旋比—— g 因子的研究实现。 g 因子是研究组态结构的一个灵敏的探针。通过它, 我们可以得到直接的有关顺排的物理信息。它的定义如下式所示:

$$g(I) = \frac{\mu(I)}{\mu_N I} = \frac{1}{\mu_N I} [\mu_\pi(I) + \mu_\nu(I)], \quad (5)$$

其中: $\mu_N I$ 是单位核磁子; $\mu_\tau(I)$ 是相对应的态 Ψ^I 的磁矩。磁矩可以由下面的定义^[19]

$$\begin{aligned} \mu_\tau(I) &= \frac{I}{\sqrt{I(I+1)}} \langle \Psi^I | \hat{\mu}^\tau | \Psi^I \rangle \\ &= \frac{I}{\sqrt{I(I+1)}} [g_\pi^\tau \langle \Psi^I | \hat{j}^\tau | \Psi^I \rangle + \\ &\quad (g_s^\tau - g_l^\tau) \langle \Psi^I | \hat{s}^\tau | \Psi^I \rangle], \end{aligned} \quad (6)$$

在这个定义式中, 标记 $\tau = \pi$ 和 ν 分别代表质子和中子。在我们的计算中, 对于所有镁同位素, 质子和中子的 g_l 和 g_s 都取下面的标准值^[19]

$$\begin{aligned} g_l^\pi &= 1, \quad g_s^\pi = 5.586 \times 0.75, \\ g_l^\nu &= 0, \quad g_s^\nu = -3.826 \times 0.75. \end{aligned} \quad (7)$$

我们可以看出, 中子的 g_l 和 g_s , 相比于质子的 g_l 和 g_s 来说是负的, 值也更小。也就是说, 一对中子的顺排会导致原子核总的 g 因子减小, 而一对质子的顺排会增加 g 因子值。为了研究质子组态及中子组态对总的 g 因子的不同贡献, 根据公式(5), 我们在图 4 中分别给出了镁同位素第一个 2^+ 态与 4^+ 态的质子 g 因子、中子 g 因子、以及总的 g 因子数值, 并跟现有的实验数据进行了比较。

在图 4 中, 我们可以看到, 随着中子数目的增加, 从 $N=12$ 到 16, 中子 g 因子的贡献有减弱的趋势。这是比较容易理解的。当原子核的中子填充到接近幻数的时候, 中子顺排的发生将会变得困难, 那么它所引起的 g 因子的效果会减小。在幻数壳不会消失的情况下, 中子引起的 g 因子贡献理应继续减小, 这与计算结果不符, 也从另一角度, 阐述了反转岛的物理图像。另外从

图中还可以看到随着中子继续增加, 直到 $N = 26$, 中子引起的 g 因子贡献有缓慢增加的趋势。

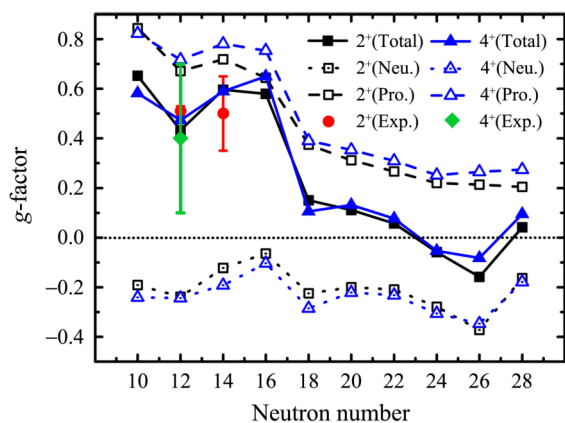


图4 (在线彩图) 投影壳模型计算的镁同位素第一个 2^+ 态与 4^+ 态的 g 因子, 质子组态及中子组态的贡献分别给出。现有的实验数据也在图中给出, 取自于文献[39]。

质子 g 因子的贡献从 $N = 16$ 到 $N = 18$ 突然下降。我们知道, 原子核总的波函数, 是质子组态和中子组态的竞争结果, 见公式(2)。如果中子顺排影响突然增大, 会使得质子组态的影响略微淡化, 使得质子 g 因子的贡献减小。除了这个突变之外, 随着中子数增加, 质子 g 因子的贡献的变化就非常平缓。总的 g 因子是质子与中子组分共同作用的结果。 2^+ 态与 4^+ 态的 g 因子之间的差别, 也可以反映组态混合的影响。从公式(6)可以看出, g 因子是由该自旋态的总的波函数计算出来的。如果它们的波函数组分基本不变的话, 2^+ 态与 4^+ 态的 g 因子应该差异比较小, 否则会有大的突变。在图上, 我们看到 2^+ 态与 4^+ 态 g 因子的计算结果总体上还是比较接近。

4 总结

在本文中, 基于投影壳模型, 讨论了丰中子镁同位素在低激发能谱中体现出来的集体运动特征。首先, 阐明了使用同位旋依赖的单体势, 可以描述反转岛附近核素的单粒子演化的图像, 这使得基于该单体势的计算分析变得可靠。通过对于该同位素的第一个 2^+ 态和 4^+ 态的能量的计算, 并对比实验数据, 仔细讨论了这些原子核中的集体运动迹象, 指出随中子数增加, 镁同位素呈现好的转子特征。通过对晕带的电磁跃迁性质计算, 也进一步确认了这一特点。同时, 发现组态混合效应, 对于丰中子镁同位素跃迁性质有比较明显的影响。随着自旋的增加, 转子特征变得更加明显和稳定。最后分析了 g 因子, 着重研究了质子及中子分别的贡献。指出中

子组态在接近传统幻数的时候, 顺排效应没有变小, 而是增大了, 这也从另一角度, 给出了壳消失的特征。

参考文献:

- [1] SORLIN O, PORGUET M G. Prog Part Nucl Phys, 2008, **61**: 602.
- [2] THIBAUT C, KLAPISCH R, RIGAUD C, *et al.* Phys Rev C, 1975, **12**: 644.
- [3] MOTOBAYASHI T, IKEDA Y, ANDO Y, *et al.* Phys Lett B, 1995, **346**: 9.
- [4] YORDANOV D T, BISSELL M L, BLAUM K, *et al.* Phys Rev Lett, 2012, **108**: 042504.
- [5] PRITYCHENKO B V, GLASMACHER T, COTTLE P D, *et al.* Phys Lett B, 1999, **461**: 322.
- [6] CHISTÉ V, GILLIBERT A, LÉPINE-SZILY A, *et al.* Phys Lett B, 2001, **514**: 233.
- [7] TERRY J R, BROWN B A, CAMPBELL C M, *et al.* Phys Rev C, 2008, **77**: 014316.
- [8] WARBURTON E K, BECKER J A, BROWN B A. Phys Rev C, 1990, **41**: 1147.
- [9] CAURIER E, NOWACKI F, POVES A, *et al.* Phys Rev C, 1998, **58**: 2033.
- [10] CAURIER E, MARTIEZ-PINEDO G, NOWACKI F, *et al.* Rev Mod Phys, 2005, **77**: 427.
- [11] MARÉCHAL F, BALABANSKI D L, BORREMANS D, *et al.* Phys Rev C, 2005, **72**: 044314.
- [12] WANG X B, DONG G X, XU F R. EPJ Web Conf, 2014, **66**, 02108.
- [13] UTSUNO Y, OTSUKA T, MIZUSAKI T, *et al.* Phys Rev C, 1999, **60**: 054315.
- [14] OTSUKA T, FUJIMOTO R, UTSUNO Y, *et al.* Phys Rev Lett, 2001, **87**: 082502.
- [15] OTSUKA T, UTSUNO Y, MIZUSAKI T, *et al.* Nucl Phys A, 2001, **685**: 100c.
- [16] TERASAKI J, FLOCARDA H, HEENEN P H, *et al.* Nucl Phys A, 1997, **621**: 706.
- [17] RODRÍGUEZ-GUZMÁN R, EGIDO J L, ROBLEDO L M. Nucl Phys A, 2002, **709**: 201.
- [18] REN Z Z, ZHU Z Y, CAI Y H, *et al.* Phys Lett B, 1996, **380**: 241.
- [19] HARA K, SUN Y. Int J Mod Phys E, 1995, **4**: 637.
- [20] DONG G X, YU S Y, LIU Y X, *et al.* Sci China Phys Mech Astron, 2010, **53**: 106.
- [21] DONG G X, YU S Y, LIU Y X, *et al.* Commun Theor Phys, 2011, **56**: 922.
- [22] PRADHAN H C, NOGAMI Y, LAW J. Nucl Phys A, 1973, **201**: 357.
- [23] NAZAREWICZ W, RILEY M A, GARRETT J D. Nucl Phys A, 1990, **512**: 61.
- [24] MÖLLER P, NIX J R. Nucl Phys A, 1992, **536**: 20.
- [25] YANG Y C, SUN Y, KANEKO K, *et al.* Phys Rev C, 2010, **82**: 031304(R).
- [26] DONG G X, WANG X B, XU F R, *et al.* Phys Rev C, 2013,

- 88, 024328.
- [27] DONG G X, WANG X B, XU F R, *et al.* Chin Sci Bull, 2014, **59**, 3847.
- [28] ZHI Q J, REN Z Z. Phys Lett B, 2006, **638**: 166.
- [29] DOORNENBAL P, SCHEIT H, TAKEUCHI S, *et al.* Phys Rev Lett, 2013, **111**: 212502.
- [30] ENDT P M. Nucl Phys A, 1998, **633**: 1.
- [31] FIRESTONE R B. Nucl Data Sheets, 2007, **108**: 2319.
- [32] BASUNIA M S. Nucl Data Sheets, 2010, **111**: 2331.
- [33] OUELLET C, SINGH B. Nucl Data Sheets, 2011, **112**: 2199.
- [34] GADE A, ADRICH P, BAZIN D, *et al.* Phys Rev Lett, 2007, **99**: 072502.
- [35] IWASAKI H, MOTOBAYASHI T, SAKURAI H, *et al.* Phys Lett B, 2001, **522**: 227.
- [36] CHURCH J A, CAMPBELL C M, DINCA D C, *et al.* Phys Rev C, 2005, **72**: 054320.
- [37] NIEDERMAIER O, SCHEIT H, BILDSTEIN V, *et al.* Phys Rev Lett, 2005, **94**: 172501.
- [38] RAMAN S, NESTOR C W. At Data Nucl Data Tables, 2001, **78**: 1.
- [39] STONE N J. At Data Nucl Data Tables, 2005, **90**: 75.

An Investigation of Quadrupole Collectivity in Neutron-rich Magnesium Isotopes

DONG Guoxiang¹⁾, WANG Xiaobao, YU Shaoying

(*School of Science, Huzhou University, Huzhou 313000, Zhejiang, China*)

Abstract: Collective phenomenon in magnesium isotopes is an interesting topic. In order to optimize the description of magnesium isotopes located around the “island of inversion”, we use an isospin-dependent Nilsson potential to define the deformed basis for our projected shell model calculations. Single particle energies in nuclei around “island of inversion” are calculated and discussed, so as to clarify the effect of isospin-dependence. The low-lying spectra are further investigated, which reflect a clear behavior of quadrupole collectivity in the neutron-rich magnesium isotopes. Electric quadrupole transition properties are also studied. Configuration mixing mechanism of projected shell model has an important influence on these transition properties. From this analysis, we also learn the signal of rotational behavior. Gyromagnetic factors of magnesium isotopes are also calculated. Different contributions from neutron configurations and proton configurations are given separately.

Key words: collective motion; projected shell model; island of inversion

Received date: 4 Apr. 2015; **Revised date:** 1 Jun. 2015

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (11275067, 11447109, 11547104, 11505056, 11547312)

1) E-mail: daisy71411@126.com.