



复动表象方法对“反转岛”核 ^{33}Mg 基态性质的研究

魏亚蒙 刘泉

Study on 'Island of Inversion' Nucleus ^{33}Mg Ground State Properties by Complex Momentum Representation Method

WEI Yameng, LIU Quan

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.40.2023089>

引用格式:

魏亚蒙, 刘泉. 复动表象方法对“反转岛”核 ^{33}Mg 基态性质的研究[J]. *原子核物理评论*, 2023, 40(2):188–192. doi: 10.11804/NuclPhysRev.40.2023089

WEI Yameng, LIU Quan. Study on 'Island of Inversion' Nucleus ^{33}Mg Ground State Properties by Complex Momentum Representation Method[J]. *Nuclear Physics Review*, 2023, 40(2):188–192. doi: 10.11804/NuclPhysRev.40.2023089

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[复动表象方法对奇特核中晕现象的研究](#)

Study on Halo Phenomenon in Exotic Nuclei by Complex Momentum Representation Method

原子核物理评论. 2020, 37(3): 574–579 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC07>

[原子核单粒子共振态的研究进展](#)

Progress on the Research of Nuclear Single Particle Resonant States

原子核物理评论. 2018, 35(4): 401–408 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.04.401>

文章编号: 1007-4627(2023)02-0188-05

复动量表象方法对“反转岛”核 ^{33}Mg 基态性质的研究

魏亚蒙, 刘泉[†]

(安徽大学物理与光电工程学院, 合肥 230601)

摘要: 反转岛内原子核奇特结构的研究一直是现代核物理学研究的热点。应用复动量表象 (CMR) 方法来研究原子核的共振态, 计算了 ^{33}Mg 束缚态和共振态的单粒子能量及其随形变参数 β_2 的变化情况。在最后一个价中子占据的能级上检验了主要构型的占据几率, 并计算其径向密度分布。结果表明, ^{33}Mg 的基态发生了单粒子能级的 p - f 反转, 其最后一个价中子占据在入侵的能级上。同时, 预测了 ^{33}Mg 的形变区间处于 0.49 与 0.55 之间, 这一预测结果与 ^{33}Mg 附近同位素的形变值相近。

关键词: 复动量表象方法; 单粒子共振态; 反转岛

中图分类号: O571.2 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.40.2023089

0 引言

原子核中的壳层结构已经成功地解释了稳定核的结构和性质。自 20 世纪 70 年代以来, 位于经典幻数 $N=20$ 附近的不稳定核 Ne、Na 和 Mg 同位素基态的形变引起了人们的广泛关注^[1]。科学家们在不稳定核中观察到了传统幻数的消失, 并揭示了原子核壳层结构的变化情况。 sd 壳层和 pf 壳层之间单粒子能隙的减小导致幻数 $N=20$ 消失^[2-4]。 pf 能级会入侵到这些原子核的基态中, 导致原子核基态的核子填充在入侵的 pf 能级上, 从而引起原子核基态宇称的改变^[5]。科学家把这些入侵能级在基态中占主导地位的区域命名为反转岛 (Island of Inversion, IOI)^[6]。后来这一概念逐渐被扩展到核素图中的其它区域。到目前为止, 科学家们已经提出了在 $N=8, 20, 28, 40$ 和 50 时存在反转岛^[2,7-9]。研究反转岛内的原子核一直是现代核物理学的主要课题之一^[2]。

以丰中子核 Na 和 Mg 为中心的反转岛已经得到充分证实^[10]。 ^{33}Mg 是位于反转岛 $N=20$ 区域内的原子核^[11]。近年来, 理论物理学家们对 ^{33}Mg 的基态宇称进行了研究^[11-13]。文献^[11]将激光光谱学与核磁共振技术相结合, 首次测得了 ^{33}Mg 的自旋 $I=3/2$, 磁矩 $\mu=-0.745\ 6(5)\mu_N$, 并提出了 ^{33}Mg 具有负的宇称基态, 基态构型为 $2p-2h$ 。文献^[12]指出 ^{33}Mg 只有是负宇称才可以解释负磁矩。在最近的文献^[13]中, 通过动量分布分析法能得到 ^{33}Mg 具有明显的负宇称特征。 ^{33}Mg 的

$1f_{7/2}$ 和 $2p_{3/2}$ 轨道的相对位置存在一定的敏感性, 目前在实验上还不清楚^[14]。

对于奇特核, 它们的中子或质子费米面非常接近零势能面, 连续谱附近弱束缚和非束缚态的贡献变得十分重要, 尤其是连续谱中共振态的贡献更为重要。因此, 物理学家们已经发展了许多方法来研究单粒子的共振态, 包括散射相移方法^[15]、Jost 函数方法^[16-17]、格林函数方法^[18-19]、耦合常数解析延拓方法^[20-22]、实稳定化方法^[23-24]以及复标度方法^[25-26]等。这些理论方法在研究单粒子的共振态方面取得了一定成功, 但仍然存在一些缺陷。因此, 我们建立了复动量表象 (Complex Momentum Representation, CMR) 方法, 采用 CMR 方法, 不仅能够统一描述束缚态、共振态和连续谱, 而且能够很好地描述窄共振和宽共振。这些优点使 CMR 方法不仅适用于描述稳定核, 也适用于描述远离稳定线的弱束缚核^[27-29]。另外, 最近文献^[30]首次应用格林函数方法求解耦合道 Dirac 方程, 研究了四极形变 Woods-Saxon 势的共振态, 证明了格林函数方法对于描述共振态是非常有效和可靠的。不论是宽共振和窄共振, 球形核还是形变核都适用^[30]。

本工作将在相对论框架下采用 CMR 方法^[29]对 ^{33}Mg 进行研究, 通过计算得到 ^{33}Mg 的束缚态和共振态, 给出单粒子能级随形变参数 β_2 的变化情况, 确定 $1f_{7/2}$ 和 $2p_{3/2}$ 轨道的相对位置, 同时探究 ^{33}Mg 的能级反转现象以及基态性质。

收稿日期: 2022-08-26; 修改日期: 2022-09-21

基金项目: 兰州重离子加速器国家实验室高端用户项目 (HIR2021PY005); 安徽省自然科学基金项目 (2008085MA26)

作者简介: 魏亚蒙 (1998-), 男, 甘肃庄浪人, 硕士研究生, 从事原子核物理研究; E-mail: 893119417@qq.com

[†] 通信作者: 刘泉, E-mail: quanliu@ahu.edu.cn

1 理论框架

1.1 相对论框架下的CMR理论

为了在相对论框架下用CMR方法研究形变核 ^{33}Mg 的结构和性质，在本小节中将介绍其理论形式。核子运动的Dirac方程为

$$[\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + V(\mathbf{r}) + \beta(M + S(\mathbf{r}))]\psi(\mathbf{r}) = \varepsilon\psi(\mathbf{r}), \quad (1)$$

式(1)中 $\boldsymbol{\alpha}$ 和 β 是Dirac矩阵， \mathbf{M} 和 \mathbf{P} 分别代表核子的质量和动量， ψ 为波函数。在Dirac方程中引入四级形变，矢量势 $V(\mathbf{r})$ 和标量势 $S(\mathbf{r})$ 写成如下形式：

$$\begin{aligned} V(\mathbf{r}) &= V_0 f(r) - \beta_2 V_0 K(r) Y_{20}(\vartheta, \varphi), \\ S(\mathbf{r}) &= S_0 f(r) - \beta_2 S_0 K(r) Y_{20}(\vartheta, \varphi), \end{aligned} \quad (2)$$

径向函数 $f(r)$ 和 $K(r)$ 采用Woods-Saxon形式 $f(r) = \frac{1}{1 + \exp[(r-R)/a]}$ 和 $K(r) = \frac{rdf(r)}{dr}$ 。为了得到式(2)中势的共振态，在复动量表象中求解Dirac方程：

$$\int d\mathbf{k}' \langle \mathbf{k} | H | \mathbf{k}' \rangle \psi(\mathbf{k}') = \varepsilon\psi(\mathbf{k}), \quad (3)$$

这里 $H = \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + V(\mathbf{r}) + \beta(M + S(\mathbf{r}))$ ， $\psi(\mathbf{k})$ 是动量空间的波函数。为了求解形变系统的Dirac方程(3)，采用耦合通道法，把波函数 $\psi(\mathbf{k})$ 展开为

$$\psi(\mathbf{k}) = \psi_{m_j}(\mathbf{k}) = \sum_{ij} \begin{pmatrix} f^{ij}(k) \phi_{ijm_j}(\Omega_k) \\ g^{ij}(k) \phi_{ijm_j}(\Omega_k) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

角向部分波函数是二维旋量， $\phi_{ijm_j}(\Omega_k) = \sum_{m_s} \langle lm \frac{1}{2} m_s | jm_j \rangle Y_{lm}(\Omega_k) \chi_{m_s}$ 。Dirac旋量的大小旋量分别用轨道量子数 l, \tilde{l} 来表示，两个量子数和总角动量之间的关系为 $\tilde{l} = 2j - l$ 。需要强调的是，对于轴对称形变系统，总角动量 m_j 的第三分量和宇称 π 都是好量子数。将式(4)的波函数带入式(3)中，即可得到耦合道Dirac方程：

$$\begin{aligned} &M f^{ij}(k) - k g^{ij}(k) + \\ &\sum_{l'j'} \int k'^2 dk' V^+(l', j', p, q, l, j, m_j, k, k') f^{l'j'}(k') = \varepsilon f^{ij}(k), \\ &-k f^{ij}(k) - M g^{ij}(k) + \\ &\sum_{l'j'} \int k'^2 dk' V^-(\tilde{l}', j', p, q, \tilde{l}', j, m_j, k, k') g^{l'j'}(k') = \varepsilon g^{ij}(k), \end{aligned} \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} V^+(l', j', p, q, l, j, m_j, k, k') &= (-1)^{l'+l} \frac{2}{\pi} \int r^2 dr [V(r) + S(r)] \times \\ &j_l(kr) j_{l'}(k'r) \sum_{m_s} \langle lm | Y_{pq}(\Omega_r) | l' m' \rangle \times \\ &\langle l m \frac{1}{2} m_s | jm_j \rangle \langle l' m' \frac{1}{2} m_s | j' m_j \rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} V^-(\tilde{l}', j', p, q, \tilde{l}', j, m_j, k, k') &= (-1)^{\tilde{l}'+\tilde{l}} \frac{2}{\pi} \int r^2 dr [V(r) - S(r)] \times \\ &j_{\tilde{l}}(kr) j_{\tilde{l}'}(k'r) \sum_{m_s} \langle \tilde{l} m | Y_{pq}(\Omega_r) | \tilde{l}' m' \rangle \times \\ &\langle \tilde{l} m \frac{1}{2} m_s | jm_j \rangle \langle \tilde{l}' m' \frac{1}{2} m_s | j' m_j \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

式(6)中的 $V+S$ 和式(7)中的 $V-S$ 分别代表平均势场 Σ 和 Δ 。在复动量空间中求解方程(5)，可以同时得到束缚态和共振态。详情见参考文献[31]。在坐标表示中，波函数的上下分量可以通过以下公式计算：

$$\begin{aligned} f^{ij}(r) &= i^l \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sum_a \sqrt{w_a} k_a j_l(k_a r) f^{ij}(k_a), \\ g^{ij}(r) &= i^{\tilde{l}} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sum_a \sqrt{w_a} k_a j_{\tilde{l}}(k_a r) g^{ij}(k_a). \end{aligned} \quad (8)$$

2 计算结果与讨论

本工作在相对论框架下采用CMR方法来研究 ^{33}Mg 的基态性质。在不丢失一般性的情况下，采用以下形式的Woods-Saxon势：

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + [\exp(r-R)/a]}, \quad (9)$$

式中： V_0 、 a 和 R 分别为势阱深度、扩散系数和势场的范围。在式(5)中， Σ 势场有三个参数， Δ 势场有三个参数，类似于文献[32-33]， Σ 势场和 Δ 势场中的 a 和 R 被设定为相同值。这些参数的初始值是通过拟合 ^{33}Mg 中相对论平均场(Relativistic Mean-Field, RMF)计算的平均场确定的。它们分别是： $\Delta_0 = 712$ MeV， $\Sigma_0 = -65.9$ MeV， $R = 3.68$ fm和 $a = 0.66$ fm。

确定这些参数后，在复动量空间中求解Dirac方程(5)。CMR方法获得的共振态的能量和宽度与其它方法相比，虽然结果相似，但CMR方法能够统一处理束缚态、共振态和连续谱，而且能够很好地描述窄共振和宽共振[27]。我们可以准确得到不同形变时 ^{33}Mg 所有束缚态和共振态单粒子能量，这对分析单粒子能级占据情况以及基态性质有着至关重要的作用。遗憾的是，本工作尚不能计算得到基态的能量，这是由于将CMR方法应用到描述形变核的RMF理论框架，并自洽考虑原子核的形变、对关联、连续谱的贡献，探索统一描述轴对称形变核的RMF-CMR理论还未完全建立。

在图1中展示了在形变参数为 $-0.4 \leq \beta_2 \leq 0.6$ 时， ^{33}Mg 所有相关的单粒子能量随形变参数 β_2 的变化情况。在图中可以清晰地观察到每个单粒子能级的位置，有利于观察能级反转现象。图中的实线代表正宇称能级，虚线

^{33}Mg 是 $N=20$ 反转岛区域内具有较大形变的原子核, 对于形变核, 当 $|\beta|$ 从零开始增加时, 最后填充的主壳中大多数单粒子能级的能量下降^[36]。即使球形时 $1f_{7/2}$ 和 $2p_{3/2}$ 没有发生了能级反转, 随着 β_2 的增加, $1f_{7/2}$ 分裂出的 $3/2[321]$ 轨道也会下降, $N=20$ 的闭壳层消失。通过分析, 同样可以得出 ^{33}Mg 具有大形变的 $3/2^-$ 基态。

通过以上的分析已经确定了 ^{33}Mg 的最后一个价中子占据在单粒子轨道 $3/2[321]$ 上。通过计算单粒子态主要组分的占比 p^{m_i} 来评估 Nilsson 轨道 $\psi_{m_i}(\mathbf{k})$ 中每个单粒子态 $\psi(\mathbf{k})$ 的权重^[37]。即

$$P^{m_i} = \text{Re} \left(\int \sum_{lj} [f^{lj}(k)f^{lj}(k) + g^{lj}(k)g^{lj}(k)] k^2 dk \right). \quad (10)$$

在图2中给出了由 $1f_{7/2}$ 壳层分裂而成的 $3/2[321]$ 轨道主要组分的占比 p^{m_i} 。从图中可以看到, 在 $\beta_2=0$ 时, $f_{7/2}$ 分量占据着 $3/2[321]$ 轨道的主导地位。但随着形变参数 β_2 的增加, $f_{7/2}$ 分量的占比逐渐下降, $p_{3/2}$ 分量的占比逐渐升高, 在 $\beta_2=0.08$ 时, $p_{3/2}$ 分量的占比超过了 $f_{7/2}$ 分量的占比。在 $0.49 \leq \beta_2 \leq 0.55$ 处, $p_{3/2}$ 的占比达到了 73%。这表明由 $1f_{7/2}$ 壳层分裂而成的 $3/2[321]$ 轨道逐渐被 $p_{3/2}$ 壳层占据, 并且入侵能级 $p_{3/2}$ 最终占据了 $3/2[321]$ 轨道的主导地位。

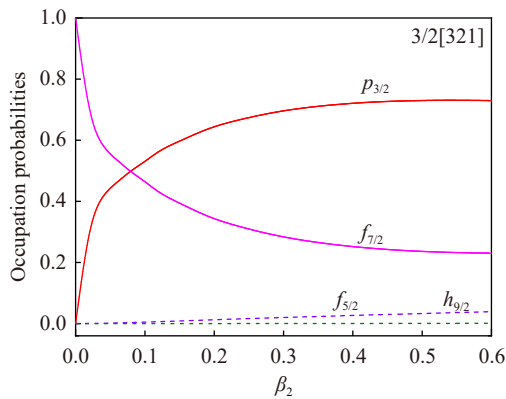


图2 ^{33}Mg 的单粒子态 $3/2[321]$ 主要组分的占比作为 β_2 的函数(在线彩图)

由上述分析可知, $3/2[321]$ 轨道在 $\beta_2=0.5$ 附近的主要组分为 $p_{3/2}$, 这为形成晕现象提供了有利条件^[38]。为了进一步判断 ^{33}Mg 中是否存在晕, 我们画出了 $3/2[321]$ 轨道的径向密度分布。图3显示了在 $\beta_2=0.5$ 时 $3/2[321]$ 能级的径向密度分布, 为了更好地观察结果, 我们也画出了相邻两个能级 $1/2[211]$ 和 $1/2[310]$ 的径向密度分布。从图中可以看到, 在 $\beta_2=0.5$ 时, 能级 $3/2[321]$ 的径向密度分布与相邻的两个能级相比弥散程度有限, 相对比较集中。如果一个原子核是晕核, 那么它最外层价核子的结合能非常小, 原子核的密度分布比较弥散。同时, 对

于 ^{33}Mg , 我们看到 $3/2[321]$ 轨道在 $\beta_2=0.5$ 附近的能量过于束缚。由此可以推测 ^{33}Mg 可能不存在晕的奇特结构。

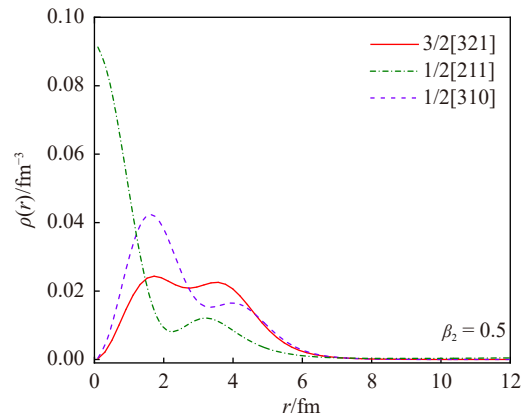


图3 在 $\beta_2=0.5$ 时能级 $3/2[321]$ 、 $1/2[211]$ 和 $1/2[310]$ 的径向密度分布(在线彩图)

最终, 通过分析得出了 ^{33}Mg 基态宇称主要来自自由 $1f_{7/2}$ 壳层分裂而成的 $3/2[321]$ 轨道。该轨道在 $0.49 \leq \beta_2 \leq 0.55$ 时, 入侵能级 $p_{3/2}$ 占据着 $3/2[321]$ 轨道的主导地位。由于能级 $3/2[321]$ 的径向密度分布相对比较集中, 则 ^{33}Mg 可能不是一个晕核。同时, 可以预测出 ^{33}Mg 具有大的长椭形变, 形变大约处于 0.49 与 0.55 之间。

3 总结

本工作介绍了反转岛理论的发展, 概述了近年来科学家们对反转核 ^{33}Mg 基态宇称的研究。我们应用 CMR 方法来研究原子核的共振态, 在相对论框架下利用 CMR 方法计算得到了 ^{33}Mg 所有单粒子能级的能量, 画出了 $-0.4 \leq \beta_2 \leq 0.6$ 时 ^{33}Mg 的 Nilsson 能级图。观察到在 $\beta_2=0$ (球形核) 时, $2p_{3/2}$ 和 $1f_{7/2}$ 轨道发生了 p - f 反转。通过对能级结构和最后一个价中子占据的轨道分析得出, ^{33}Mg 的基态宇称主要来自 $0.49 \leq \beta_2 \leq 0.55$ 时 $1f_{7/2}$ 壳层分裂出的 $3/2[321]$ 轨道。因此我们预测出 ^{33}Mg 的形变参数大约处于 0.49 与 0.55 之间。并分析了 $3/2[321]$ 轨道的占据几率, 可以清晰地看到 $3/2[321]$ 轨道逐渐被 $p_{3/2}$ 壳层占据, 并且入侵能级 $p_{3/2}$ 最终占据了 $3/2[321]$ 轨道的主导地位。之后我们分析了 $3/2[321]$ 能级的径向密度分布, 得出 ^{33}Mg 可能不存在晕核的奇特结构。

参考文献:

- [1] KITAMURA N, WIMMER K, SHIMIZU N, et al. *Phys Rev C*, 2020, 102: 054318.
- [2] KITAMURA N, WIMMER K, POVES A, et al. *Phys Lett B*, 2021, 822: 136682.
- [3] POVES A, RETAMOSA J. *Phys Lett B*, 1987, 184: 311.
- [4] WARBURTON E K, BECKER J A, BROWN B A. *Phys Rev C*,

- 1990, 41: 1147.
- [5] ZHI Qijun, ZHANG Xiaoping. *Nuclear Physics Review*, 2009, 26(4): 275. (in Chinese)
(支启军, 张小平. *原子核物理评论*, 2009, 26(4): 275.)
- [6] WILSON H A. *Phys Rev*, 1946, 69: 538.
- [7] SORLIN O, PORQUET M G. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 2008, 61: 602.
- [8] CAURIER E, NOWACKI F, POVES A. *Phys Rev C*, 2014, 90: 014302.
- [9] NOWACKI F, OBERTELLI A, POVES A. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 2021, 120: 103866.
- [10] WILLIAMS J, BALL G C, CHESTER A, et al. *Phys Rev C*, 2019, 100: 014322.
- [11] YORDANOV D T, KOWALSKA M, BLAUM K, et al. *Phys Rev Lett*, 2007, 99: 212501.
- [12] YORDANOV D T, BLAUM K, RYDT M D, et al. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 129201.
- [13] BAZIN D, AOI N, BABA H, et al. *Phys Rev C*, 2021, 103: 064318.
- [14] KANUNGO R, NOCIFORO C, PROCHAZKA A, et al. *Phys Lett B*, 2010, 685: 253.
- [15] HAMAMOTO I. *Phys Rev C*, 2016, 93: 054328.
- [16] LU B N, ZHAO E G, ZHOU S G. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 072501.
- [17] LU B N, ZHAO E G, ZHOU S G. *Phys Rev C*, 2013, 88: 024323.
- [18] MATSUO M. *Nuclear Physics A*, 2001, 696: 371.
- [19] SUN T T, ZHANG S Q, ZHANG Y, et al. *Phys Rev C*, 2014, 90: 054321.
- [20] TANAKA N, SUZUKI Y, VARGA K. *Phys Rev C*, 1997, 56: 562.
- [21] ZHANG S S, SMITH M S, ARBANAS G, et al. *Phys Rev C*, 2012, 86: 032802.
- [22] ZHANG S S, SMITH M S, KANG Z S, et al. *Phys Lett B*, 2014, 730: 30.
- [23] ZHANG L, ZHOU S G, MENG J, et al. *Phys Rev C*, 2008, 77: 014312.
- [24] ZHOU S G, MENG J, ZHAO E G. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2009, 42: 245001.
- [25] MYO T, KIKUCHI Y, MASUI H, et al. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 2014, 79: 1.
- [26] GUO J Y, FANG X Z, JIAO P, et al. *Phys Rev C*, 2010, 82: 034318.
- [27] GUO Jianyou, LIU Quan, NIU Zhongming, et al. *Nuclear Physics Review*, 2018, 35(4): 401. (in Chinese)
(郭建友, 刘泉, 牛中明, 等. *原子核物理评论*, 2018, 35(4): 401.)
- [28] DAI Huaming, CAO Xuenneng, LIU Quan, et al. *Nuclear Physics Review*, 2020, 37(3): 574. (in Chinese)
(戴华名, 曹雪能, 刘泉, 等. *原子核物理评论*, 2020, 37(3): 574.)
- [29] FANG Z, SHI M, GUO J Y, et al. *Phys Rev C*, 2017, 95: 024311.
- [30] SUN T T, QIAN L, CHEN C, et al. *Phys Rev C*, 2020, 101: 014321.
- [31] LI N, SHI M, GUO J Y, et al. *Phys Rev Lett*, 2016, 117: 062502.
- [32] ALBERTO P, FIOLEHAIS M, MALHEIRO M, et al. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 5015.
- [33] ALBERTO P, FIOLEHAIS M, MALHEIRO M, et al. *Phys Rev C*, 2002, 65: 034307.
- [34] DONG G X, WANG X B, LIU H L, et al. *Phys Rev C*, 2013, 88: 024328.
- [35] National Nuclear Data Center.[EB/OL].[2022-08-15]. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>
- [36] HAMAMOTO I. *Phys Rev C*, 2019, 99: 024319.
- [37] LUO Y X, FOSSEZ K, LIU Q, et al. *Phys Rev C*, 2021, 104: 014307.
- [38] MENG J, RING P. *Phys Rev Lett*, 1998, 80: 460.

Study on 'Island of Inversion' Nucleus ^{33}Mg Ground State Properties by Complex Momentum Representation Method

WEI Yameng, LIU Quan[†]

(School of Physics and Optoelectronic Engineering, Anhui University, Hefei 230601, China)

Abstract: The study of the exotic structure of nuclei in the island of inversion has always been a hot topic in modern nuclear physics. In this paper, we apply the Complex Momentum Representation(CMR) method to study the resonant states of nuclei. We calculate the single particle bound and resonant energies of ^{33}Mg and their variation with the deformation parameter β_2 . The occupancy probabilities of the main configurations are tested at the energy level occupied by the last valence neutron and the radial density distributions are calculated. The results show that the ground state of ^{33}Mg has undergone a p - f inversion of the single particle level, and its last valence neutron occupies the intruder energy level. Meanwhile, the deformation range of ^{33}Mg is about $0.49 \leq \beta_2 \leq 0.55$, which is similar to the deformation values of isotopes around ^{33}Mg .

Key words: complex momentum representation method; single particle resonance; island of inversion

Received date: 26 Aug. 2022; Revised date: 21 Sep. 2022

Foundation item: High-end User Project of Heavy Ion Research Facility in Lanzhou (HIR2021PY005); Natural Science Foundation of Anhui Province (2008085MA26)

[†] Corresponding author: LIU Quan, E-mail: quanliu@ahu.edu.cn