

复动量表象方法研究 ^{29}Ne 基态结构与中子晕特征*

王兴豪¹⁾ 罗雨轩²⁾ 刘泉^{1)†}

1) (安徽大学物理与光电工程学院, 合肥 230601)

2) (合肥理工学院电子信息工程学院, 合肥 238076)

(2025年6月15日收到; 2025年7月25日收到修改稿)

近年来, ^{29}Ne 作为 $N=20$ “反转岛”核区的关键核素,其基态价中子组态表现出与传统壳模型预期($f_{7/2}$ 轨道主导)相悖的 $p_{3/2}$ 轨道主导特征,并可能具有晕核结构.本文基于相对论框架下的复动量表象(CMR)方法,系统分析了 ^{29}Ne 在四极形变(β_2)影响下的单粒子能级演化、轨道占据概率及径向密度分布.计算结果表明:在球形极限($\beta_2=0$)下, $2p_{1/2}$ 和 $2p_{3/2}$ 能级显著下移至 $1f_{7/2}$ 能级下方,形成典型的壳层反转;当 $\beta_2 \geq 0.58$ 时,价中子占据由 $1f_{7/2}$ 分裂而成的 $3/2[321]$ 轨道,但其主要组分为 $p_{3/2}$ (占比68%),且径向密度分布显著弥散,符合晕核特征.这些结果揭示了 ^{29}Ne 的p波主导机制与形变协同作用对晕结构形成的影响,为反转岛核区的壳层演化提供了新的理论依据.

关键词: 反转岛, 晕核, 复动量表象方法, 单粒子能级

PACS: 21.60.-n, 21.10.Re, 21.10.Pc

DOI: 10.7498/aps.74.20250768

CSTR: 32037.14.aps.74.20250768

1 引言

原子核壳模型的建立是核物理学发展的重要里程碑,它不仅系统揭示了原子核的内部结构,还阐明了核稳定性与质子数、中子数之间的内在关联,为核结构研究奠定了理论基础.研究表明,当质子数或中子数为2, 8, 20, 28, 50, 82及中子数为126等幻数时^[1,2],原子核会表现出显著的稳定性特征^[3],如规则的球形基态、较高的第一激发态能量,以及显著降低的电四极跃迁几率 $B(E2)$ 值等^[4].这些现象通过壳模型理论得到了合理解释.20世纪70年代后,随着实验技术的进步,科学家对以幻数 $N=20$ 为中心的不稳定核素(如Ne, Na, Mg等同位素)展开了深入研究^[5].研究发现,这些核素的

sd壳层与pf壳层之间的单粒子能隙缩小,导致 $N=20$ 幻数在特定条件下消失^[6-9].这种能隙的减小使得pf能级可能闯入原本以sd壳层为主的基态,从而改变原子核基态的宇称^[10].科学家将这类基态由闯入能级主导的核素区域称为“反转岛”(island of inversion, IOI)^[11].目前,在幻数 $N=8, 20, 28, 40, 50$ 附近已发现多个反转岛核素,相关研究成为核物理领域的热点课题之一.

近年来,放射性核束技术的快速发展为探索远离 β 稳定线的奇特原子核结构提供了新的机遇^[12,13].这些核素因中质比(N/Z)显著偏离 β 稳定线,包括丰中子核(高 N/Z)和丰质子核(低 N/Z),展现出诸多新现象,如中子晕、中子皮结构、幻数演化以及新的集体运动模式等^[14-23].其中,中子晕现象尤为引人注目,它是指一个或多个弱束缚的价中子

* 国家自然科学基金(批准号:12475116)和安徽省领军人才团队项目(批准号:Z010118169)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: quanliu@ahu.edu.cn

通过量子隧道效应扩展到原子核核心区域之外, 形成空间弥散的结构^[16-18]. 中子晕的形成通常与价中子占据 $\ell = 0$ (s 波) 或 $\ell = 1$ (p 波) 的低轨道角动量态有关, 这些态与核芯的相互作用较弱, 导致价中子在较大空间范围内运动. 这是因为低轨道角动量态的离心势垒 ($\frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2mr^2}$) 极低: s 波 ($\ell = 0$) 的势垒为 0, p 波 ($\ell = 1$) 的势垒仅为 $\frac{\hbar^2}{mr^2}$, 远低于高 ℓ 态 (如 f 波, $\ell = 3$, 势垒为 $\frac{6\hbar^2}{mr^2}$), 使得价中子更易通过量子隧穿效应扩展到核芯外, 从而弱化了与核芯的相互作用. ^{11}Li 是首个被发现的中子晕核, 其晕结构由两个价中子形成, 分别占据 $2s_{1/2}$ 和 $1p_{1/2}$ 轨道 (各占 50%)^[16,17,24-26], 这一发现推动了后续对 s 波晕、p 波晕以及多体晕结构的深入研究^[27,28].

在反转岛区域, 丰中子核素 Ne, Na, Mg 等的研究备受关注. 其中, ^{31}Ne 为典型的单中子晕核, 因具有独特的核结构特性成为研究热点^[22,23,29,30]. 其价中子占据 p 轨道, 且单中子分离能极低 (约 200 KeV), 导致 p 波价中子与形变的 ^{30}Ne 核芯发生强耦合, 形成单中子晕结构, 低分离能使价中子处于弱束缚态, 波函数在核外显著弥散; 而 ^{30}Ne 核芯的四极形变 ($\beta_2 \neq 0$) 通过 Y_{20} 势与 p 波价中子 ($\ell = 1$) 耦合 (满足 $\Delta\ell = 2$ 的角动量选择定则), 进一步降低有效离心势垒, 增强价中子与核芯的相互作用, 最终促进晕结构的形成. 这一现象揭示了原子核内部复杂的相互作用机制, 并为理解中子晕的形成提供了新视角. 近年来, 研究发现 ^{29}Ne 的基态性质与 ^{31}Ne 相似, 实验观测到其基态波函数中存在显著的 p 波闯入态^[9,31], 表明其价中子组态可能以 $2p_{3/2}$ 为主导, 而非传统的 $1f_{7/2}$ 组态^[32]. 此外, ^{29}Ne 的单中子分离能实验值约 1 MeV^[31,32], 虽高于 ^{31}Ne , 但该值对于靠近中子滴线的核素而言仍处于较低水平, 这暗示其可能具有弱束缚的晕结构特征. 因此, 尽管尚未直接观测到 ^{29}Ne 的晕现象, 但其低分离能及 p 波主导的价中子组态使其成为研究晕现象的重要候选核素.

针对反转岛核素的研究, 关键在于解析其单粒子弱束缚态和共振态的行为特征. 目前, 研究单粒子共振态的方法主要有 R 矩阵^[33,34]、S 矩阵^[35,36]、K 矩阵^[37]、Jost 函数^[38-40] 以及散射相移^[35,41] 等, 虽然这些方法能够较好地得到共振态, 但计算过程较为复杂. 与此同时, 一些处理单粒子束缚态的研

究方法已经逐步扩展到了共振态, 例如耦合常数解析延拓 (ACCC)^[42-45]、实稳定 (RSM)^[46-50]、格林函数 (GF)^[51-54]、复标度 (CSM) 方法^[55-58] 等, 然而, 这些方法在处理特定的核性质时仍然存在一定的局限性. 为此, 本文采用复动量表象 (CMR) 方法^[59], 该方法可以统一描述束缚态、共振态和连续态, 尤其适用于窄共振和宽共振态的研究, 并能从稳定核拓展至弱束缚核^[59-62]. 最近, 我们将 CMR 方法扩展至相对论框架, 结合相对论平均场 (RMF) 理论, 建立了相对论框架下的复动量表象 (RMF-CMR) 方法^[59,60,63,64], 该方法在描述反转岛核区的奇异核素以及晕现象方面取得了令人满意的结果.

在相对论框架下, 利用 CMR 方法研究 ^{29}Ne 的核结构, 计算其束缚态和共振态, 并分析单粒子能级随形变参数 β_2 的演化规律, 以揭示 $1f_{7/2}$ 与 $2p_{3/2}$ 轨道的能级反转现象. 此外, 通过研究价中子组态的占据概率, 探讨 ^{29}Ne 可能的晕结构特征. 结合价中子与核芯的相互作用强度及空间分布特性, 本研究将为理解 ^{29}Ne 的微观结构及其潜在的晕现象提供新的理论依据, 亦可为实验提供指导: 如质子弹性散射探测密度弥散性, 敲出反应验证 p 轨道占据, 以检验 ^{29}Ne 的晕核特征.

2 理论框架

为了研究 ^{29}Ne 的性质和晕结构, 本文采用相对论框架下的 CMR 方法, 这里简要介绍该方法的理论形式^[23,59,62-64]. 在该理论中, 核子运动的 Dirac 方程为

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

其中 $\boldsymbol{\alpha}$ 和 β 为 Dirac 矩阵, M 和 \mathbf{p} 分别为核子的质量和动量, $E = \varepsilon - M$ 表示单粒子能量, ψ 为波函数. 为了在 Dirac 方程中引入四极形变, 这里将矢量势 $V(\mathbf{r})$ 和标量势 $S(\mathbf{r})$ 写成下面的形式:

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

式中, β_2 表示四极形变参数, 径向函数 $f(r)$ 和 $k(r)$ 选择采取 Woods-Saxon (W-S) 势的形式, 其中,

$$\begin{aligned} f(r) &= \frac{1}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}}, \\ k(r) &= \frac{rdf(r)}{dr}. \end{aligned} \quad (3)$$

(2) 式是形变的 Woods-Saxon 势在四极形变参数 β_2 下一阶展开的形式. 为了得到共振态, 在复动量表象中求解 Dirac 方程, 将连续态的耦合包括在内, 可表示为

$$\int d\mathbf{k}' \langle \mathbf{k} | H | \mathbf{k}' \rangle \psi(\mathbf{k}') = \varepsilon \psi(\mathbf{k}), \quad (4)$$

其中, $H = \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \beta[M + S(\mathbf{r})] + V(\mathbf{r})$ 为 Dirac 哈密顿量, $\psi(\mathbf{k})$ 为动量波函数, $|\mathbf{k}\rangle$ 为自由粒子的波函数, $\mathbf{k} = \mathbf{p}/\hbar$ 表示波矢量. 对于轴对称形变系统, 宇称 π 和总角动量的第三分量 m_j 是好量子数. 因

此, $\psi(\mathbf{k})$ 可以分为径向部分和角向部分:

$$\psi(\mathbf{k}) = \psi_{m_j}(\mathbf{k}) = \sum_{l_j} \begin{pmatrix} f^{l_j}(k) \phi_{l_j m_j}(\Omega_k) \\ g^{l_j}(k) \phi_{\tilde{l}_j m_j}(\Omega_k) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

角向部分的波函数是二维旋量, 具体表示为 $\phi_{l_j m_j}(\Omega_k) = \sum_{m_s} \langle l m m_s / 2 | j m_j \rangle Y_{lm}(\Omega_k) \chi_{m_s}$, 狄拉克旋量的上(下)分量对应的轨道角动量量子数分别记为 l 和 \tilde{l} . 这两个量子数与总角动量量子数 j 之间的关系为 $\tilde{l} = 2j - l$. 将波函数 (5) 式代入 (4) 式, 径向狄拉克方程可变为—组耦合通道方程:

$$\begin{aligned} M f^{l_j}(k) - k g^{l_j}(k) + \sum_{l'_j} \int k'^2 dk' V^+(l', j', p, q, l, j, m_j, k, k') f^{l'_j}(k') &= \varepsilon f^{l_j}(k), \\ -k f^{l_j}(k) - M g^{l_j}(k) + \sum_{l'_j} \int k'^2 dk' V^-(\tilde{l}', j', p, q, \tilde{l}, j, m_j, k, k') g^{l'_j}(k') &= \varepsilon g^{l_j}(k), \end{aligned} \quad (6)$$

其中,

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

这里的平均势场 $\Sigma = V + S$, $\Delta = V - S$. 在复动量空间中求解方程 (6), 可以同时得到束缚态和共振态. 在坐标表象中, 波函数的上下分量可以通过以下公式计算:

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

3 结果和讨论

本研究在相对论框架下, 采用 CMR 方法探究 ^{29}Ne 的基态性质及其可能的中子晕现象. CMR 方法是处理原子核连续谱和共振态的有效工具, 特别适用于研究弱束缚核和价核子处于共振态的情况 [59-62]. 在理论模型中, 选用 W-S 势来描述核子间的平均场相互作用势. W-S 势的具体形式为

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

其中, V_0 , a 和 R 分别代表势阱深度、表面厚度(扩散系数)和半径. 如 (9) 式所示, 描述核子运动的 Dirac 哈密顿量中的标量势 (Σ) 和矢量势 (Δ) 各自包含三个可调参数 [59,60,65,66]. 为简化计算模型, 两种势场的表面厚度 a 和作用半径 R 取相同数值. 对于 ^{29}Ne 核, 为确定势参数, 本文基于 NL3 有效相互作用 [67] 的相对论平均场 (RMF) 理论进行自洽计算. 通过拟合 ^{29}Ne 的基态束缚能和单中子分离能等关键实验数据, 最终确定的 W-S 势参数 [41] 为: $\Sigma_0 = -65.728$ MeV, $\Delta_0 = 760.064$ MeV, $a = 0.623$ fm, $R = 3.479$ fm.

在确定势参数后, 首要任务是识别 ^{29}Ne 的弱束缚态和共振态的位置及其数目. 图 1 展示了在四极形变参数 $\beta_2 = 0.2$ 时, $\Omega^\pi = 1/2^-$ 态在复动量平面上的分布情况. 图中采用四条不同的复平面积分路径进行计算. 一个关键的结果是, 共振态的位置

(在复平面上的点) 与所选积分路径无关^[23,59-61,68]. 如图1所示, 无论是从左侧(棕色)到右侧(蓝色), 还是从左侧(红色)到右侧(绿色)的不同路径, 所揭示的共振态位置均保持稳定. 值得注意的是, $1/2[301]$ 共振态位于棕色和绿色路径所围区域之外. 这表明, 为了完整暴露²⁹Ne的所有共振态, 必须选取足够大的积分路径范围.

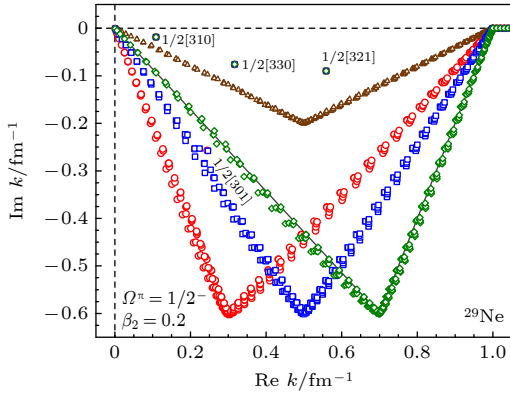


图1 复动量平面上 $\Omega^\pi = 1/2^-$ 态在 $\beta_2 = 0.2$ 时的单粒子谱图. 红色空心圆形、蓝色空心方形、绿色空心菱形和棕色空心三角分别代表从4条不同积分路径上分离出的共振态
Fig. 1. Single-particle spectrum of $\Omega^\pi = 1/2^-$ states in the complex momentum plane at $\beta_2 = 0.2$. The red hollow circles, blue hollow squares, green hollow diamonds, and brown hollow triangles represent resonance states extracted from four different integration paths, respectively.

基于此, 我们构建了一个以点 $k = 0 \text{ fm}^{-1}$, $k = (0.5 - 0.6i) \text{ fm}^{-1}$, $k = 1.0 \text{ fm}^{-1}$ 和 $k = 4.0 \text{ fm}^{-1}$ 为顶点的三角形积分路径, 该路径能够确保捕获所有相关的共振态. 图2系统展示了²⁹Ne在不同 β_2 值下 ($\beta_2 = -0.1, 0, 0.1, 0.2$), $\Omega^\pi = 1/2^\pm, 3/2^\pm, 5/2^\pm, 7/2^\pm, 9/2^\pm$ 等单粒子共振态的空间分布, 清晰地揭示了形变对核壳层结构的显著影响: 当 $\beta_2 = 0$ (球对称情况) 时, 各壳层轨道 (如属于同一主壳层的态) 呈现简并特征 (图2(b)); 一旦 $\beta_2 \neq 0$, $2p_{3/2}$ 发生形变, 原有的简并壳层会发生明显的能级分裂. 具体而言, $2p_{3/2}$ 壳层分裂成2个态, $1f_{5/2}$ 壳层分裂成3个态, $1f_{7/2}$ 壳层分裂成4个态, 而 $1g_{9/2}$ 壳层则分裂成5个态. 这些结果直观地表明, 在相同的积分路径下, 不同的 β_2 值会导致各个共振态在复平面上的位置发生改变.

在建立了四极形变与共振态分布的关联性之后, 下面进一步探讨²⁹Ne中形变诱导中子晕 (deformation-induced halo) 的可能形成机制. 图3给出了计算得到的²⁹Ne束缚态与共振态能级随 β_2 的变化图. 其中, 束缚态能级用实线表示, 共振态能级用虚线表示. 这里采用尼尔森标记法 (Nilsson quantum numbers) $\Omega[Nn_z\Lambda]$ 来标识单粒子轨道, 并在 $\beta_2 = 0$ 处标出了对应的球形壳层标记.

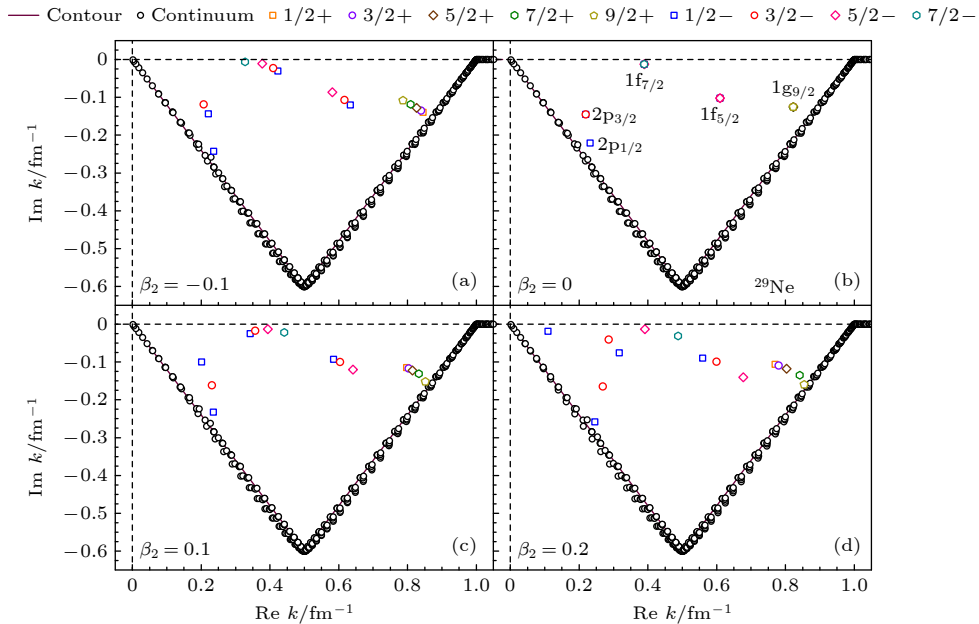


图2 ²⁹Ne自旋宇称 $\Omega^\pi = 1/2^\pm, 3/2^\pm, 5/2^\pm, 7/2^\pm, 9/2^\pm$ 的单粒子态在 $\beta_2 = -0.1, 0, 0.1, 0.2$ 下的单粒子谱. 黑色空心圆和暗红色实线分别表示动量积分的连续域边界和积分轮廓线, 其他颜色符号表示计算得到的共振态
Fig. 2. Single-particle spectra of ²⁹Ne for spin-parity $\Omega^\pi = 1/2^\pm, 3/2^\pm, 5/2^\pm, 7/2^\pm, 9/2^\pm$ at $\beta_2 = -0.1, 0, 0.1, 0.2$. The black hollow circles and dark red solid lines denote the continuum boundaries and integration contours of momentum, respectively, while other colored symbols indicate calculated resonance states.

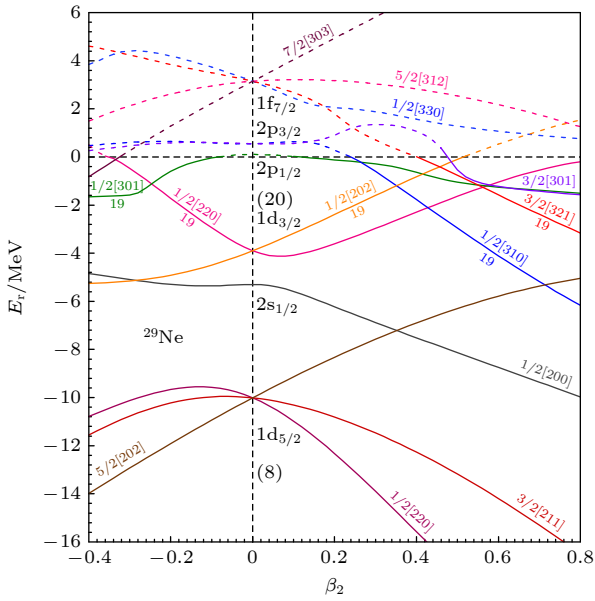


图 3 ^{29}Ne 的单粒子能级随形变参数 β_2 的演化. 束缚能级 (实线) 和共振能级 (虚线) 用尼尔森标记 $\Omega[Nn_z A]$ 标识, $\beta_2 = 0$ 处标有球形壳层标签

Fig. 3. Evolution of single-particle energy levels in ^{29}Ne as a function of deformation parameter β_2 . Bound levels (solid lines) and resonance levels (dashed lines) are labeled with Nilsson notation $\Omega[Nn_z A]$, with spherical shell-model labels marked at $\beta_2 = 0$.

从图 3 可以看出, 在 $\beta_2 = 0$ 的球形极限下, $1d_{3/2}$ 壳层及以下能级的顺序与标准球形壳模型的预期完全一致. 然而, $1d_{3/2}$ 壳层之上的 p 壳层 ($2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$) 和 f 壳层 ($1f_{7/2}$) 出现了显著的顺序异常, 即发生了“pf 壳层反转”现象: 在 $\beta_2 = 0$ 时, $2p_{1/2}$ 壳层能量为 0.1 MeV, $2p_{3/2}$ 壳层能量为 0.55 MeV, 而 $1f_{7/2}$ 壳层能量高达 3.15 MeV. 这意味着 2p 轨道反常地降低到了 $1f_{7/2}$ 轨道之下, 更靠近连续谱阈值 (零势能点). 这种壳层反转现象是理解 ^{29}Ne 奇特性质的关键, 该反转是 $N = 20$ “反转岛”核区的典型特征, 这源于丰中子环境下 sd 壳层与 pf 壳层的能隙显著缩小, 核子间相互作用的竞争导致 p 轨道能级下移至 f 轨道下方, 打破了传统壳模型的预期. 它预示着占据在低 ℓ (轨道角动量) p 轨道上的价中子可能更易形成空间弥散分布, 并直接影响 ^{29}Ne 基态的宇称 (奇偶性).

正是由于在 ^{29}Ne 中发生了 pf 反转, 其最后一个 (价) 中子有可能占据在 p 轨道或以 p 波分量为主的形变轨道上. 占据低 ℓ 轨道 (特别是 s, p 波) 是形成中子晕结构的必要条件之一, 因为这降低了离心势垒, 允许波函数更自由地扩展到远离核芯的区

域^[15-17]. 我们计算得出 ^{29}Ne 的价中子占据形变轨道的结果如下.

1) 若 ^{29}Ne 为扁椭球形核 ($\beta_2 < 0$): 在 $-0.40 \leq \beta_2 \leq -0.24$ 区间, 价中子占据由 $2p_{1/2}$ 分裂出的 $1/2[301]$ 轨道; 在 $-0.24 \leq \beta_2 \leq 0$ 区间, 占据由 $1d_{3/2}$ 分裂出的 $1/2[220]$ 轨道.

2) 若 ^{29}Ne 为长椭球形核 ($\beta_2 > 0$): 在 $0 \leq \beta_2 \leq 0.35$ 区间, 占据由 $1d_{3/2}$ 分裂出的 $1/2[202]$ 轨道; 在 $0.35 \leq \beta_2 \leq 0.43$ 区间, 占据由 $2p_{3/2}$ 分裂出的 $1/2[310]$ 轨道; 在 $0.43 \leq \beta_2 \leq 0.58$ 区间, 占据由 $1d_{3/2}$ 分裂出的 $1/2[220]$ 轨道; 在 $\beta_2 \geq 0.58$ 区间, 占据由 $1f_{7/2}$ 分裂出的 $3/2[321]$ 轨道.

现有实验测定 ^{29}Ne 基态的自旋宇称为 $I^\pi = 3/2^-$ ^[9,31]. 我们的计算结果表明, 只有当价中子占据 $3/2[321]$ 轨道 (对应 $\beta_2 \geq 0.58$) 时, 理论预言的基态自旋宇称与实验数据相符.

若 ^{29}Ne 的价中子确实占据在 $3/2[321]$ 轨道上, 则其四极形变参数需满足 $\beta_2 \geq 0.58$, 表明该核应具有相当大的长椭球形变. 图 3 显示在此形变区间内, $3/2[321]$ 轨道处于束缚态, 其能量低于 -1.25 MeV, 这与文献^[31]报道的实验值 (如分离能) 表现出良好的一致性.

根据经典晕核理论^[15-17], 晕结构的形成通常要求价核子占据在低轨道角动量 ($\ell = 0$ 或 $\ell = 1$, 即 s 或 p 波) 且分离能很小的轨道上. 高 ℓ 轨道 (如 d, f, g 波) 存在显著的离心势垒, 会抑制波函数在核表面的弥散, 因此价中子占据这类轨道时通常难以形成晕. 然而, 在形变核中, 强形变可以使高 j 轨道 (如 $f_{7/2}$) 与低 ℓ 轨道 (如 $p_{3/2}$) 发生混合, 这是因为强形变的四极势 (Y_{20} , 角动量为 2) 会耦合 $\Delta\ell = 2$ 的轨道 (如 $\ell = 3$ 的 $f_{7/2}$ 与 $\ell = 1$ 的 $p_{3/2}$), 导致波函数组分混合^[69,70]. 譬如, $3/2[301]$ 轨道在 $\beta_2 = 0.4$ 附近呈现宽平台结构, 是因其源自 $2p_{3/2}$ 轨道, 在该形变下与 $1f_{7/2}$ 分裂的 $3/2[321]$ 等轨道因 $\Omega = 3/2$ 发生强耦合, 抑制了能级随形变的变化. 为了检验占据 $3/2[321]$ 轨道 (源于 $1f_{7/2}$ 壳层) 的价中子是否仍可能因形变诱导的组分混合而具备形成晕的条件, 在图 4 中分析了该轨道主要球基组分 ($f_{7/2}$, $p_{3/2}$ 等) 的占比随 β_2 的变化.

图 4 结果揭示了关键信息: 在球形极限 ($\beta_2 = 0$) 时, $3/2[321]$ 轨道主要由 $f_{7/2}$ 分量主导 ($\ell = 3$). 随着形变 β_2 增大, $f_{7/2}$ 分量占比持续减小, 而 $p_{3/2}$

分量 ($\ell = 1$) 占比显著增加. 在 $\beta_2 = 0.2$ 时, $f_{7/2}$ 与 $p_{3/2}$ 分量占比相等; 到 $\beta_2 = 0.4$ 时, $p_{3/2}$ 分量已成为优势组分. 至关重要, 在 $\beta_2 \geq 0.58$ 的区间 (即实验所需的基态形变范围), $p_{3/2}$ 分量的占比已高达 68%. 这充分证实了 $3/2[321]$ 轨道在强形变下已转变为以 $p_{3/2}$ 波分量为主, 满足了晕形成所需的低 ℓ 条件. 这一现象被称为“形变晕 (deformation-induced halo)”或“轨道混杂导致的晕”, 是形变弱束缚核中一种可能的奇特结构.

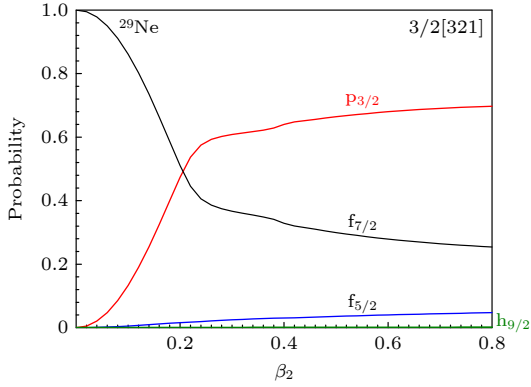


图 4 ^{29}Ne 中 $3/2[321]$ 单粒子态的主要球基组分占比随 β_2 的演化

Fig. 4. Percentage contributions of major spherical components to the $3/2[321]$ single-particle state in ^{29}Ne as a function of β_2 .

为了最终判断 ^{29}Ne 中是否确实存在中子晕结构, 在 $\beta_2 = 0.6$ (满足 $3/2[321]$ 为基态且 p 波主导的条件) 下, 计算了 $3/2[321]$ 轨道的径向密度分布, 并与邻近的 $1/2[310]$ 轨道和 $5/2[202]$ 轨道进行对比 (图 5). 选取 $\beta_2 = 0.6$ 是因为该形变度下 $3/2[321]$ 轨道既符合实验基态自旋宇称 ($I^\pi = 3/2^-$), 又满

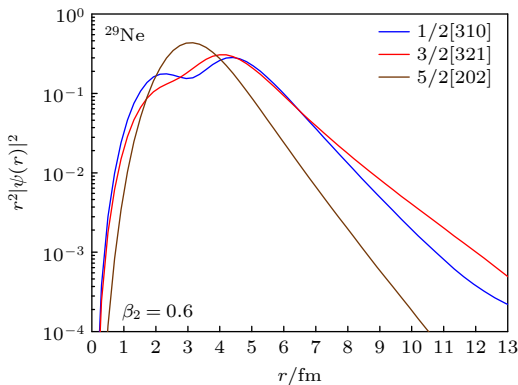


图 5 $\beta_2 = 0.6$ 时, ^{29}Ne 中 $3/2[321]$ 轨道、 $1/2[310]$ 轨道和 $5/2[202]$ 轨道的径向密度分布

Fig. 5. Radial density distributions of the $3/2[321]$, $1/2[310]$, and $5/2[202]$ orbitals in ^{29}Ne at $\beta_2 = 0.6$.

足 $p_{3/2}$ 主导 (68%) 的晕核形成条件, 且处于 $N = 20$ 核区典型形变范围 (0.3—0.6).

图 5 的结果提供了直接的证据: 在 $\beta_2 = 0.6$ 时, 占据基态 $3/2[321]$ 轨道的价中子的径向密度分布, 相较于 $1/2[310]$ 和 $5/2[202]$ 轨道, 表现出显著的空间弥散性. 从理论计算角度看, $3/2[321]$ 轨道的低单中子分离能 (图 3) 使其价中子束缚较弱, 而 p 波主导特性 (图 4, 占比 68%) 降低了离心势垒, 这两者共同导致价中子波函数显著扩展, 形成图 5 所示的长尾部径向密度分布, 这种空间弥散性是晕核的典型特征. 因此, ^{29}Ne 极有可能是一个中子晕核.

4 结 论

本研究通过复动表象 (CMR) 方法, 在相对论框架下系统研究了 ^{29}Ne 的基态性质及其可能的晕核结构. 结果表明, 在球形极限 ($\beta_2 = 0$) 下, $2p_{1/2}$ 和 $2p_{3/2}$ 能级反转至 $f_{7/2}$ 能级下方, 这种反转导致 sd 壳层 (对应 $N = 20$) 与 pf 壳层的能隙大幅缩小, 破坏了原有的壳层闭合, 使 ^{29}Ne 不再表现出 $N = 20$ 幻数对应的稳定性特征, 从而打破了传统壳模型的预期, 揭示了 $N = 20$ 幻数在 ^{29}Ne 中的消失机制.

形变条件下 ($\beta_2 \geq 0.58$), 价中子占据由 $f_{7/2}$ 分裂的 $3/2[321]$ 轨道, 但其主要组分为 $p_{3/2}$ (占比 68%), 表明形变与 p 波主导机制共同驱动了壳层演化, 为反转岛核区的结构异常提供了微观解释. $3/2[321]$ 轨道的径向密度分布显著弥散, 且单中子分离能较低, 符合晕核的形成条件. 与邻近的 $1/2[310]$ 和 $5/2[202]$ 轨道相比, 其空间分布更广, 进一步支持 ^{29}Ne 作为中子晕核的候选者.

轨道组分分析表明, 随着形变增大, $p_{3/2}$ 分量逐渐占据主导地位, 揭示了 p 波轨道对晕结构形成的关键作用. 本研究首次在相对论框架下结合 CMR 方法, 定量分析了形变对 ^{29}Ne 壳层反转和晕结构的协同影响, 为反转岛核区的理论研究提供了新范式.

当前研究未考虑对关联相互作用 [71–74], 未来将引入 Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) 理论 [75], 量化对关联与形变的耦合效应, 以更全面地描述 ^{29}Ne 的基态性质. 此外, 实验上需进一步测量 ^{29}Ne 的密度分布和电磁矩, 以验证理论预测.

本研究不仅深化了对 ^{29}Ne 奇特性质的理解, 还为认识反转岛核区的壳层演化和晕现象的特征提供了重要的理论基础, 对探索更重核素区的类似

现象具有指导意义. 实验可通过激光光谱测电荷半径、弹性散射提取密度分布、高精度测单中子分离能, 验证本文预测.

参考文献

- [1] Haxel O, Jensen J H D, Suess H E 1949 *Phys. Rev.* **75** 1766
- [2] Mayer M G 1949 *Phys. Rev.* **75** 1969
- [3] Ding B G, Zhang D L, Lu D H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 865 (in Chinese) [丁斌刚, 张大立, 鲁定辉 2009 物理学报 **58** 865]
- [4] Sun S, An R, Qi M, Cao L G, Zhang F S 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 032101 (in Chinese) [孙帅, 安荣, 祁淼, 曹李刚, 张丰收 2025 物理学报 **74** 032101]
- [5] Poves A, Retamosa J 1987 *Phys. Lett. B* **184** 311
- [6] Tripathi V, Tabor S L, Mantica P F, et al. 2007 *Phys. Rev. C* **76** 021301(R)
- [7] Brown B A 2001 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **47** 517
- [8] Otsuka T, Honma M, Mizusaki T, Shimizu N, Utsuno Y 2001 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **47** 319
- [9] Liu H N, Lee J, Doornenbal P, et al. 2017 *Phys. Lett. B* **767** 58
- [10] Zhi Q J, Zhang X P 2009 *Nucl. Phys. Rev.* **26** 275
- [11] Warturbon E K, Becker J A, Brown B A 1990 *Phys. Rev. C* **41** 1147
- [12] Moiseyev N, Corcoran C 1979 *Phys. Rev. A* **20** 814
- [13] Liu J Y, Guo W J, Xing Y Z, Li X G, Zuo W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1068 (in Chinese) [刘建业, 郭文军, 邢永忠, 李希国, 左维 2006 物理学报 **55** 1068]
- [14] Tanihata I, Hamagaki H, Hashimoto O, et al. 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 2676
- [15] Sagawa H 1992 *Phys. Lett. B* **286** 7
- [16] Meng J, Ring P 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3963
- [17] Pöschl W, Vretenar D, Lalazissis G A, Ring P 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 3841
- [18] Meng J, Ring P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 460
- [19] Lin C J, Zhang H Q, Liu Z H, Wu Y W, Yang F, Ruan M 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 823 (in Chinese) [林承键, 张焕乔, 刘祖华, 吴岳伟, 杨峰, 阮明 2003 物理学报 **52** 823]
- [20] Zhang H F, Gao Y, Wang N, Li J Q, Zhao E G, Royer G 2012 *Phys. Rev. C* **85** 014325
- [21] Zhou S G, Meng J, Ring P, Zhao E G 2010 *Phys. Rev. C* **82** 011301(R)
- [22] Hamamoto I 2010 *Phys. Rev. C* **81** 021304(R)
- [23] Tian Y J, Liu Q, Heng T H, Guo J Y 2017 *Phys. Rev. C* **95** 064329
- [24] Li C L, Duan Y W, Huang D Z 1994 *Acta Phys. Sin.* **43** 14 (in Chinese) [李楚良, 段宜武, 黄笃之 1994 物理学报 **43** 14]
- [25] Ren Z Z, Xu G O 1991 *Acta Phys. Sin.* **40** 1229 (in Chinese) [任中洲, 徐躬耦 1991 物理学报 **40** 1229]
- [26] Kubota Y, Corsi A, Authalet G, et al. 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 252501
- [27] Tanihata I, Savajols H, Kanungo R 2013 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **68** 215
- [28] Meng J, Zhou S G 2015 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **42** 093101
- [29] Nakamura T, Kobayashi N, Kondo Y, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 142501
- [30] Hong J, Bertulani C A, Kruppa A T 2017 *Phys. Rev. C* **96** 064603
- [31] Kobayashi N, Nakamura T, Kondo Y, et al. 2016 *Phys. Rev. C* **93** 014613
- [32] Li J G, Michel N, Li H H, Zuo W 2022 *Phys. Lett. B* **832** 137225
- [33] Wigner E P, Eisenbud L 1947 *Phys. Rev.* **72** 29
- [34] Hale G M, Brown R E, Jarmie N 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 763
- [35] Taylor J R 1972 *Scattering Theory: The Quantum Theory on Nonrelativistic Collisions* (New York: Wiley) pp38–55
- [36] Cao L J, Ma Z Y 2002 *Phys. Rev. C* **66** 024311
- [37] Humblet J, Filippone B W, Koonin S E 1991 *Phys. Rev. C* **44** 2530
- [38] Masui H, Aoyama S, Myo T, Katō K, Ikeda K 2000 *Nucl. Phys. A* **673** 207
- [39] Lu B N, Zhao E G, Zhou S G 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 072501
- [40] Lu B N, Zhao E G, Zhou S G 2013 *Phys. Rev. C* **88** 024323
- [41] Li Z P, Meng J, Zhang Y, Zhou S G, Savushkin L N 2010 *Phys. Rev. C* **81** 034311
- [42] Tanaka N, Suzuki Y, Varga K 1997 *Phys. Rev. C* **56** 562
- [43] Zhang S S, Smith M S, Arbanas G, Kozub R L 2012 *Phys. Rev. C* **86** 032802(R)
- [44] Zhang S S, Smith M S, Kang Z S, Zhao J 2014 *Phys. Lett. B* **730** 30
- [45] Xu X D, Zhang S S, Signoracci A J, Smith M S, Li Z P 2015 *Phys. Rev. C* **92** 024324
- [46] Hazi A U, Taylor H S 1970 *Phys. Rev. A* **1** 1109
- [47] Mandelshtam V A, Ravuri T R, Taylor H S 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1932
- [48] Mandelshtam V A, Taylor H S, Rayboy V, Moiseyev N 1994 *Phys. Rev. A* **50** 2764
- [49] Zhang L, Zhou S G, Meng J, Zhao E G 2008 *Phys. Rev. C* **77** 014312
- [50] Yang W, Ding S Y, Sun B Y 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 062102 (in Chinese) [杨威, 丁士缘, 孙保元 2024 物理学报 **73** 062102]
- [51] Matsuo M 2001 *Nucl. Phys. A* **696** 371
- [52] Sun T T, Zhang S Q, Zhang Y, Hu J N, Meng J 2014 *Phys. Rev. C* **90** 054321
- [53] Sun T T, Qian L, Chen C, Ring P, Li Z P 2020 *Phys. Rev. C* **101** 014321
- [54] Chen C, Li Z P, Li Y X, Sun T T 2020 *Chin. Phys. C* **44** 084105
- [55] Odsuren M, Kikuchi Y, Myo T, Khuukhenkhuu G, Masui H, Katō K 2017 *Phys. Rev. C* **95** 064305
- [56] Myo T, Kikuchi Y, Masui H, Katō K 2014 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **79** 1
- [57] Guo J Y, Fang X Z, Jiao P, Wang J, Yao B M 2010 *Phys. Rev. C* **82** 034318
- [58] Liu Y, Chen S W, Guo J Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 112101 (in Chinese) [刘野, 陈寿万, 郭建友 2012 物理学报 **61** 112101]
- [59] Li N, Shi M, Guo J Y, Niu Z M, Liang H Z 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 062502
- [60] Fang Z, Shi M, Guo J Y, Niu Z M, Liang H Z, Zhang S S 2017 *Phys. Rev. C* **95** 024311
- [61] Guo J Y, Liu Q, Niu Z M, Heng T H, Wang Z Y, Shi M, Cao X N 2018 *Nucl. Phys. Rev.* **35** 401
- [62] Dai H M, Cao X N, Liu Q, et al. 2020 *Nucl. Phys. Rev.* **37** 574
- [63] Luo Y X, Fossef K, Liu Q, Guo J Y 2021 *Phys. Rev. C* **104** 014307
- [64] Wei Y M, Liu Q 2023 *Nucl. Phys. Rev.* **40** 188
- [65] Alberto P, Fiolhais M, Malheiro M, Delfino A, Chiapparini M 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5015
- [66] Alberto P, Fiolhais M, Malheiro M, Delfino A, Chiapparini M 2002 *Phys. Rev. C* **65** 034307
- [67] Lalazissis G A, König J, Ring P 1997 *Phys. Rev. C* **55** 540
- [68] Wang X W, Guo J Y 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 092101 (in Chinese) [王晓伟, 郭建友 2019 物理学报 **68** 092101]
- [69] Ragnarsson I, Nilsson S G, Sheline R K 1978 *Phys. Rep.* **45** 1
- [70] Butler P A, Nazarewicz W 1996 *Rev. Mod. Phys.* **68** 349
- [71] Luo Y X, Liu Q, Guo J Y 2023 *Phys. Rev. C* **108** 024320

- [72] Cao X N, Ding K M, Shi M, Liu Q, Guo J Y 2020 *Phys. Rev. C* **102** 044313
 [73] Ding K M, Shi M, Guo J Y, Niu Z M, Liang H Z 2018 *Phys. Rev. C* **98** 014316

- [74] Meng J 1993 *Acta Phys. Sin.* **42** 368 (in Chinese) [孟杰 1993 物理学报 **42** 368]
 [75] Sun T T, Liu Z X, Qian L, Wang B, Zhang W 2019 *Phys. Rev. C* **99** 054316

Research on ground-state structure and neutron halo characteristics of ^{29}Ne using complex-momentum representation method*

WANG Xinghao¹⁾ LUO Yuxuan²⁾ LIU Quan^{1)†}

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

2) (*School of Electronic Information Engineering, Hefei Institute of Technology, Hefei 238076, China*)

(Received 15 June 2025; revised manuscript received 25 July 2025)

Abstract

The neutron-rich nucleus ^{29}Ne , located in the $N = 20$ “island of inversion” challenges traditional shell-model predictions by exhibiting a ground-state valence neutron configuration primarily influenced by the $2p_{3/2}$ orbital rather than the anticipated $1f_{7/2}$ orbital. This study aims to reveal the mechanisms behind this shell inversion and explore the potential halo structure in ^{29}Ne , by using the interplay between weak binding, deformation, and low- ℓ orbital occupancy.

The complex-momentum representation (CMR) method is used within a relativistic framework by integrating relativistic mean-field (RMF) theory with Woods-Saxon potentials to describe bound states, resonances, and continuum states. The model combines quadrupole deformation (β_2) to analyze single-particle energy evolution, orbital mixing, and radial density distribution. Key parameters are calibrated based on experimental data, including binding energy and neutron separation energy.

The key results are presented below.

1) Shell inversion: In the spherical limit ($\beta_2 = 0$), the $2p_{1/2}$ and $2p_{3/2}$ orbitals drop below the $1f_{7/2}$ orbital, confirming the collapse of the $N = 20$ shell gap.

2) Deformation-driven halo: For $\beta_2 \geq 0.58$, the valence neutrons occupy $3/2[321]$ orbital (derived from $1f_{7/2}$), but due to strong l -mixing, the $p_{3/2}$ component accounts for 68%. This orbital exhibits a diffuse radial density distribution, indicating a halo structure.

3) Experimental consistency: The predicted ground-state spin-parity ($3/2^-$) and low separation energy (~ 1 MeV) align with measurements, supporting ^{29}Ne as a deformation-induced halo.

From this study, some conclusions are obtained as shown below. The ^{29}Ne 's anomalous structure arises from the synergy of p-wave dominance and quadrupole deformation, which reduces centrifugal barriers and enhances spatial dispersion. The CMR method provides a unified description of bound and resonant states, offering new insights into the island of inversion and halo formation. Future work will include pairing correlations and experimental validation of density distributions.

This work advances the understanding of exotic nuclear structures near drip lines and highlights the role of deformation in halo phenomena, which is of great significance for future experiments detecting neutron-rich nuclei.

Keywords: island of inversion, halo nucleus, complex momentum representation method, single particle energy level

PACS: 21.60.-n, 21.10.Re, 21.10.Pc

DOI: 10.7498/aps.74.20250768

CSTR: 32037.14.aps.74.20250768

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12475116) and the Leading Talent Team Project of Anhui Province, China (Grant No. Z010118169).

† Corresponding author. E-mail: quanliu@ahu.edu.cn

复动量表象方法研究 ^{29}Ne 基态结构与中子晕特征

王兴豪 罗雨轩 刘泉

Research on ground-state structure and neutron halo characteristics of ^{29}Ne using complex-momentum representation method

WANG Xinghao LUO Yuxuan LIU Quan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 192101 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250768

CSTR: 32037.14.aps.74.20250768

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250768>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于实稳定方法的原子核单粒子共振相对论Hartree-Fock模型

Relativistic Hartree-Fock model of nuclear single-particle resonances based on real stabilization method

物理学报. 2024, 73(6): 062102 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231632>

基于迭代反演的非磁性材料复介电常数测量及初值选取方法

A method of measuring complex ermittivity of nonmagnetic materials and selecting its initial value based on iterative inversion

物理学报. 2023, 72(7): 070601 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222224>

核内高动量分布对韧致辐射光子产生的影响

Influence of high-momentum distribution within nucleus on production of bremsstrahlung photons

物理学报. 2025, 74(13): 132502 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250239>

基于决策树方法的奇A核基态自旋预测

Prediction of ground-state spin in odd-A nuclei within decision tree

物理学报. 2023, 72(15): 152101 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230530>

风控热晕对双模涡旋光束大气传输的轨道角动量和相位奇异性的影响

Influence of wind-dominated thermal blooming on orbital angular momentum and phase singularity of dual-mode vortex beams

物理学报. 2023, 72(16): 164202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230684>

一种计算非平衡等离子体中粒子能级布居的简化方法

A simplified method of calculating electronic energy level populations in nonequilibrium plasmas

物理学报. 2021, 70(14): 145202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202119>