

磁势对形变原子核晕现象的影响

潘琮^{1*}, 张开元²

1. 安徽师范大学物理与电子信息学院, 芜湖 241000

2. 中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 中子科学与技术全国重点实验室, 绵阳 621900

* 联系人, E-mail: cpan@ahnu.edu.cn

2024-08-31 收稿, 2024-11-01 修回, 2024-11-08 接受, 2024-11-11 网络版发表

中子科学与技术全国重点实验室支持项目(NST20240106)、四川省科技计划(2024NSFSC1356)和国家自然科学基金(12305125)资助

摘要 奇特原子核中的晕现象是核物理研究的重要前沿. 实验上已知的大部分晕核都是奇质量核或奇-奇核, 其中奇核子产生的流会破坏系统的时间反演对称性, 产生原子核磁势. 由于晕核的极端弱束缚特性, 磁势可能会显著影响其稳定性与晕结构, 因此完全自治的理论计算需要考虑磁势的影响. 本文简要回顾了晕核与磁势效应的理论研究现状, 介绍了奇时间形变相对论连续谱Hartree-Bogoliubov (TODRHBc)理论的发展与应用, 包括考察磁势对基态性质的影响、探索形变晕核 ^{31}Ne 中的磁势效应、研究晕核中核子流的空间分布等, 并对未来工作进行了展望.

关键词 晕核, 相对论密度泛函理论, 形变, 连续谱, 原子核磁势

远离稳定谷的奇特原子核是核物理研究中的重要前沿, 实验在其中发现了很多与传统核物理观念相悖的新奇现象. 1985年, Tanihata等人^[1]发现 ^{11}Li 具有异常大的半径, 随后发现 ^{11}Li 的两个弱束缚价中子形成了弥散的低密度纯中子物质^[2], 该奇特的现象被形象地称为中子晕. 晕现象显然不支持传统的原子核半径经验公式, 背离了人们熟知的核结构规律, 自被发现以来一直受到了广泛的关注. 后续实验在更多的丰中子核中发现了中子晕, 并且在丰质子核中也发现了质子晕现象.

为了探索晕现象等奇特结构, 近年来很多国家都投入巨资, 建造和升级新一代稀有同位素大科学装置, 为更多原子核的合成与研究提供了新的机遇. 截至2023年底, 已经有3351种原子核在实验上被确认存在. 在丰质子一侧的滴线位置已经被确定到了93号的Np元素^[3]; 然而在丰中子一侧, 滴线位置仅被确定到10号的Ne元素^[4]. 大部分可能存在的奇特原子核目前仍未在实验上证实, 这也进一步刺激了世界各地对奇特原子核的实验与理论研究.

实验已经在23个核素的基态中发现了晕结构的信

号, 它们都位于滴线附近. 其中只有3个核素的中子数和质子数都是偶数, 即偶-偶核, 另外20个核素都是奇质量核或奇-奇核(见文献^[5]的图1.4或文献^[6]的图1). 非相对论或相对论密度泛函理论可以统一自治地描述偶-偶核、奇质量核与奇-奇核^[7]. 其中, 在偶-偶核的基态中, 所有核子都是两两配对的, 它们产生的核子流相互抵消, 系统具有时间反演对称性. 而在奇质量核或奇-奇核中, 未配对的奇核子会导致非零的核子流, 这破坏了系统的时间反演对称性, 产生了奇时间场, 其在非相对论约化下具有类似于电磁场的形式, 因此也被称为原子核磁势^[8]. 在理论计算中, 引入磁势会让哈密顿量中增加一项核子流对应的奇时间项 H_{odd} , 使得原子核系统的求解变得更加复杂, 导致计算成本增加. 因此, 很多研究采用了“等填充近似”^[9,10], 即假设未配对的奇核子及其时间反演态都以0.5的占据几率、平等地填充到相应的轨道上, 从而让它们产生的流相互抵消, 在该近似下, 磁势效应被忽略. 考虑到时间反演对称性的破坏会导致原先具有Kramers简并的单粒子能级发生劈裂, 被堵塞的奇核子也会引起核芯的极化, 从而进一步影

引用格式: 潘琮, 张开元. 磁势对形变原子核晕现象的影响. 科学通报, 2025, 70: 3348–3357

Pan C, Zhang K. Effects of nuclear magnetism on halo phenomena in deformed nuclei (in Chinese). Chin Sci Bull, 2025, 70: 3348–3357, doi: 10.1360/TB-2024-0927

响原子核的性质^[11], 因此完全自洽的理论计算需要考虑磁势的影响。

1 晕核中磁势效应的理论研究现状

相对论密度泛函理论是一种基于有效场论与密度泛函理论发展起来的相对论性量子理论^[7], 适用于描述核素图中几乎所有原子核的基态性质. 相对论密度泛函理论的优点包括自动包含核子的自旋自由度、自然解释核子谱中的赝自旋对称性^[12~17]与反核子谱中的自旋对称性^[17~19]、自洽包含原子核磁势^[20], 等. 相对论密度泛函理论在很多核物理现象的描述上取得了成功, 已经成为核结构理论研究中最重要的微观方法之一^[7,21~28].

对于稳定线附近原子核中磁势的影响, 已经有一些工作在相对论密度泛函理论的框架下开展了探索. 文献^[11]基于包含BCS对关联的相对论平均场(relativistic mean field, RMF)理论计算发现, 在¹⁶O附近的奇质量核中, 引入磁势效应使得结合能增大了约1 MeV, 而在更重的幻数核⁴⁰Ca、²⁰⁸Pb、²¹⁸U附近的奇质量核中, 相应的变化约在0.1 MeV量级; 文献^[29]采用RMF理论计算了Ne到Co同位素链的奇质量核, 发现考虑磁势效应对结合能的增大在0.1 MeV的量级附近; 文献^[30]通过对奇-奇核开展RMF计算, 发现磁势对奇-奇核结合能的影响大于对相邻奇质量核的影响. 相应地, 磁势效应还会改变奇偶质量差^[31,32], 进而可能会影响对力强度的确定. 磁势在对原子核磁矩^[8,33~38]、转动现象^[20,39~43]等问题的研究中也起着非常重要的作用.

对于晕核的性质, 为了提供正确的理论描述, 不仅要考虑自洽平均势场, 还需要恰当地处理对关联与连续谱效应^[24,44]. 1996年, Meng和Ring^[45,46]基于相对论密度泛函理论, 通过恰当考虑对关联和连续谱效应, 发展了球形相对论连续谱Hartree-Bogoliubov (relativistic continuum Hartree-Bogoliubov, RCHB)理论. RCHB理论揭示了连续谱对晕核的贡献, 微观自洽地给出了首例晕核¹¹Li的描述^[45], 预言了巨晕现象^[47~49], 被应用到了很多奇特原子核的研究中^[24]. 2018年, 基于RCHB理论, 采用点耦合密度泛函PC-PK1, 构造了首个包含连续谱效应的原子核质量表^[50], 考察了连续谱效应对核素图边界的影响.

除了双幻核外, 大部分原子核的形状都是偏离球形的. 2010年, Zhou等人^[51,52]基于相对论密度泛函理论, 发展了形变相对论连续谱Hartree-Bogoliubov (de-

formed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum, DRHBc)理论, 其中采用了一组Dirac Woods-Saxon (DWS)基^[53]来求解轴对称形变的相对论Hartree-Bogoliubov (relativistic Hartree-Bogoliubov, RHB)方程. DRHBc理论在包含了RCHB理论优势的同时还考虑了形变自由度, 能够恰当处理形变、对关联和连续谱效应, 是能够微观自洽描述形变晕核的强大理论工具. 文献^[10]在忽略磁势效应的情况下, 通过包含奇核子的堵塞效应, 将DRHBc理论拓展到了奇质量核与奇-奇核. DRHBc理论已经被成功应用到了很多关于晕核的研究中, 包括预言^{42,44}Mg的形变中子晕, 并提出核芯和中子晕之间的形状退耦现象^[51,52], 研究了B^[54,55]、C^[56,57]、Ne^[58]、Na^[6]、Mg^[59,60]等同位素链的晕结构. DRHBc理论也被应用到奇特核的很多其他研究中, 包括预言核素图在双中子滴线外可能存在的稳定性半岛结构^[61~64], 结合角动量投影方法探索奇特原子核的转动激发^[65,66], 结合二维集体哈密顿量方法研究动力学关联能对基态性质的改善^[67,68], 等. 最近, 通过将DRHBc理论与PC-PK1泛函相结合, 同时包含形变、对关联和连续谱效应的原子核质量表正在构建中^[69~72].

考虑到引入磁势会让系统的求解变得更加复杂, 在RCHB与DRHBc理论中没有考虑磁势效应. 对于滴线附近的晕核, 由于中子或质子分离能接近零、费米面靠近连续谱阈值, 磁势效应可能会显著影响晕结构与原子核稳定性, 甚至改变滴线位置. 鉴于此, 有必要在同时包含连续谱与磁势效应的情况下, 研究磁势对滴线附近原子核, 尤其是晕核的性质的影响.

2 轻核区基态性质中的磁势效应

为了探索滴线附近的磁势效应, 基于相对论密度泛函理论, 发展了奇时间形变相对论连续谱Hartree-Bogoliubov (time-odd deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum, TODRHBc)理论^[73], 统一自洽地处理了形变、对关联、连续谱与磁势效应, 并在轻核区进行了初步研究, 考察了磁势效应对基态性质的影响.

图1展示了TODRHBc计算得到 $8 \leq Z \leq 20$ 范围内的偶奇核的结合能 $E_B(\text{time-odd})$ 同不包含磁势的DRHBc结果 $E_B(\text{time-even})$ ^[72]之间的差别 E_{diff} . 可以看到, 图中所有的 E_{diff} 都是正值, 即引入磁势总是让原子核变得更束缚. 这是因为TODRHBc理论在通过变分法求解RHB方程时, 变分空间中包含了核子流对应的自由度, 而

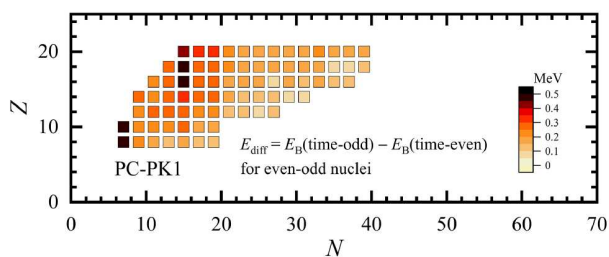


图1 (网络版彩色)基于PC-PK1的TODRHBc理论计算 $8 \leq Z \leq 20$ 范围内的偶奇核(即偶 Z 奇 N 核), 得到的结合能同DRHBc结果的差别 E_{diff}

Figure 1 (Color online) The difference E_{diff} between the binding energies obtained from the TODRHBc and DRHBc calculations with PC-PK1 for the even-odd (i.e., even- Z odd- N) nuclei with $8 \leq Z \leq 20$

DRHBc理论中没有该自由度. TODRHBc的更大自由度对应于更大的变分空间, 根据变分原理, 得到的结果更加束缚.

在 $8 \leq Z \leq 20$ 范围内, 随中子数增加, E_{diff} 整体上呈减小的趋势, 这对应于质量数的增大使得单个奇核子对原子核整体性质的影响逐渐降低. 而随着质子数增加, E_{diff} 有增大的趋势, 进一步检查发现对应的形变在逐渐降低, 体现了磁势效应与形变之间的关联. 在 $N=7, 15$ 同中子素链上各有一处 $E_{\text{diff}} > 0.4$ MeV集中分布的区域, 这两处价中子轨道的角动量三分量与宇称量子数分别为 $\Omega^\pi=1/2^-$ 和 $1/2^+$, 且它们分别主要是由球形轨道 $p_{1/2}$ 或 $s_{1/2}$ 贡献的, 表明磁势带来的额外结合能对价核子轨道有明显的依赖关系.

图2展示了TODRHBc计算得到偶奇核哈密顿量中, 奇时间部分对结合能的贡献 E_{odd} , 并同图1中的 E_{diff} 进行对比. 图中所有的 E_{odd} 都是正值, 并且大部分核的 E_{diff} 与 E_{odd} 近似相等, 这意味着TODRHBc和DRHBc结果的差别主要来源于哈密顿量中的奇时间项. 同时也注意到图2中一部分核素明显偏离了对角线, 且它们的 E_{odd} 总是大于 E_{diff} . 以偏离最明显的 ^{33}Ar 为例, 哈密顿量中奇时间部分对结合能的贡献为 $E_{\text{odd}}=1.36$ MeV, 而哈密顿量中的偶时间部分相比于DRHBc结果, 对结合能的贡献降低了约0.90 MeV, 这样最终结合能变化为 $E_{\text{diff}}=0.46$ MeV, 明显小于 E_{odd} . 进一步检查发现, 引入磁势使得 ^{33}Ar 的形变从 $\beta_2=0$ 变为 $\beta_2=-0.03$, 核芯部分和价核子轨道对应的形变分别为 $\beta_{2,\text{core}}=-0.026$ 和 $\beta_{2,\text{val}}=-0.063$, 其中磁势对核芯的极化效应使其偏离球形, 此时系统不再对应于偶时间哈密顿量的基态. 分析其他 E_{odd} 大于0.75 MeV、 E_{diff} 显著小于 E_{odd} 的核素, 也发现磁势使它们的形状偏离了球形, 从而体现出相对更明显的极化

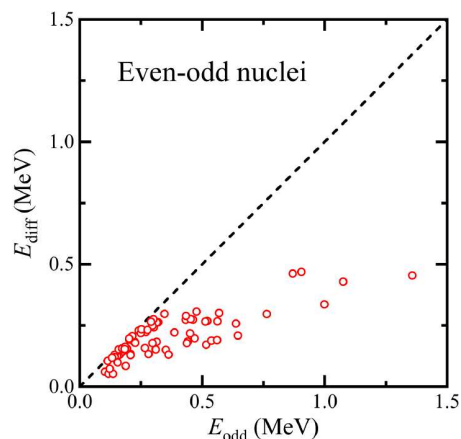


图2 (网络版彩色)基于PC-PK1的TODRHBc理论计算 $8 \leq Z \leq 20$ 范围内的偶奇核(即偶 Z 奇 N 核), 得到的哈密顿量奇时间部分对结合能的贡献 E_{odd} 同 E_{diff} 的对比

Figure 2 (Color online) The comparison between the contributions of the time-odd part in the Hamiltonian, E_{odd} , and E_{diff} for the even-odd (i.e., even- Z odd- N) nuclei with $8 \leq Z \leq 20$ obtained based on the TODRHBc calculations with PC-PK1

效应. 此外, 由于时间反演对称性被破坏, 磁势使得 ^{33}Ar 中原本具有Kramers简并的单粒子能级发生劈裂, 尽管基态组态没有非常显著的变化, 但奇中子占据的轨道降低了1.21 MeV, 核芯部分的轨道既有升高也有降低, 后续工作将对单粒子能级中的磁势效应开展进一步讨论. 因此, 在TODRHBc理论的自洽计算中, 磁势对核芯的极化效应会进一步改变原子核的基态性质, 让TODRHBc与DRHBc结合能之差 E_{diff} 并不直接等于奇时间哈密顿量对应的贡献 E_{odd} .

对于质子数为奇数的核素, 得到的结果与图1和2相似, 同时奇-奇核的 E_{odd} 几乎都要明显大于附近奇质量核的结果. 这是因为奇-奇核同时包含了奇中子与奇质子的影响, 对应于更强的磁势效应. 进一步将奇质量核与奇-奇核的 E_{odd} 同它们的镜像核的 E_{odd} 相对比, 发现两者相接近, 其中大部分对应的相对差别在10%以内. 这体现了磁势对能量的影响不明显依赖于奇核子是中子还是质子, 而是更多地依赖于其所处的能级.

除了能量外, 也可以考察磁势对四极形变、方均根半径等基态性质的影响. 对于 $8 \leq Z \leq 20$ 大部分偶奇核, 磁势对四极形变的影响都在0.01以下. 值得注意的是, 不包含磁势的DRHBc计算给出的部分奇质量核是球形的, 而在考虑磁势后它们的形变都会上升到 $10^{-3} \sim 10^{-2}$ 的量级上. 这是因为奇核子产生的流导致核芯被极化, 使其偏离球形, 让整个原子核呈现一定形变.

图3展示了TODRHBc计算得到 $8 \leq Z \leq 20$ 范围内的偶奇核的中子方均根半径 $R_n(\text{time-odd})$ 同不包含磁势的DRHBc结果 $R_n(\text{time-even})$ ^[72]之间的相对差别 r_{diff} 。对于图中几乎所有偶奇核，磁势效应都在约0.1%的量级降低了中子半径，唯一的反例是 ^{21}O ，后者在考虑磁势后中子半径增大了0.1%。进一步检查 ^{21}O 的结果发现，考虑磁势效应后，其价中子所处轨道中 $2s_{1/2}$ 的成分增加，由于 $L=0$ 的 s 轨道没有离心位垒，相应的轨道在束缚比较弱时可以扩展到核芯外更远的区域，对应于更大的方均根半径。

图3中， ^{31}Ne 的 $r_{\text{diff}}=1.0\%$ ，对应的中子半径降低了0.04 fm，明显高于图中其他核素。作为滴线附近的核素，磁势对半径这样的较大影响可能对应着奇特结构的变化。需要说明的是，基于该工作计算得到的 ^{31}Ne 在平均场层次下具有负的分离能，但包含超越平均场的修正后分离能变为正值，这也可能对应着有趣的物理，下面将具体展开讨论。

3 形变晕核 ^{31}Ne 中的磁势效应

^{31}Ne 是氖同位素链中最后一个束缚的奇中子核^[74]。2009年，Nakamura等人^[75]在实验上发现 ^{31}Ne 具有很大的库仑破裂截面，该结果表明其中存在软 $E1$ 激发，暗示可能具有晕结构，这是当时发现的最重的候选晕核。后续实验结果进一步支持了 ^{31}Ne 的晕结构^[76,77]，并测得其单中子分离能 $S_n = 0.15^{+0.16}_{-0.10}$ MeV，自旋宇称为 $J^\pi=3/2^-$ 。自从实验上发现晕信号后， ^{31}Ne 在理论方面也受到了广泛的关注^[78-85]。其中很多研究引入了唯象的势场和参数，或者未能得到 ^{31}Ne 显著增大的相互作用截面，因此一个微观自洽、能正确再现实验结果的理论描述会

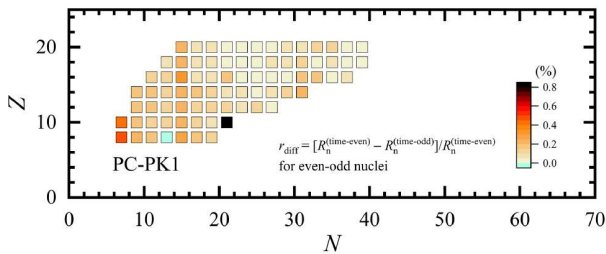


图3 (网络版彩色)基于PC-PK1的TODRHBc理论计算 $8 \leq Z \leq 20$ 范围内的偶奇核(即偶 Z 奇 N 核)，得到的中子方均根半径同DRHBc结果的相对差别 r_{diff}

Figure 3 (Color online) The relative difference r_{diff} between the neutron root-mean-square radii obtained from the TODRHBc and DRHBc calculations with PC-PK1 for the even-odd (i.e., even- Z odd- N) nuclei with $8 \leq Z \leq 20$

是非常重要的工作。

2022年，文献^[58]基于DRHBc理论，结合NL1、NL3、PK1等泛函，对 ^{31}Ne 开展了研究，微观自洽地再现了 ^{31}Ne 的形变晕结构。随后将得到的波函数和密度作为Glauber反应模型的输入量，计算了 ^{31}Ne 在碳靶上的反应截面，较好地再现了实验结果，考察了晕现象可能对应的实验可观测量。

基于图3的讨论， ^{31}Ne 是研究形变晕核中磁势效应的一个很好的例子，有必要对此开展进一步研究^[73]。结合PC-PK1泛函，TODRHBc计算得到在平均场层次的单中子分离能为-0.37 MeV，显然这个结果是不束缚的。对于PC-PK1泛函，已有文献指出通过包含超越平均场的转动修正能，可以很好地改善对形变原子核结合能的描述^[69,70,86]。TODRHBc计算给出 ^{31}Ne 的四极形变为0.170，因此应该考虑转动修正能的影响，这样最终得到的单中子分离能为0.56 MeV，较好地再现了实验值。将TODRHBc与DRHBc结果对比，得到磁势效应会给 ^{31}Ne 带来0.09 MeV的额外结合能。

图4(a)和(b)分别展示了TODRHBc和DRHBc理论计算 ^{31}Ne 得到的在连续谱阈值附近的单中子能级。作为形变核，总角动量 J 不是好量子数，因此图中用角动量三分量 Ω 和宇称 π 来标记单中子轨道。TODRHBc和DRHBc得到 ^{31}Ne 的价中子所处的轨道具有 $\Omega^\pi=1/2^-$ ，这

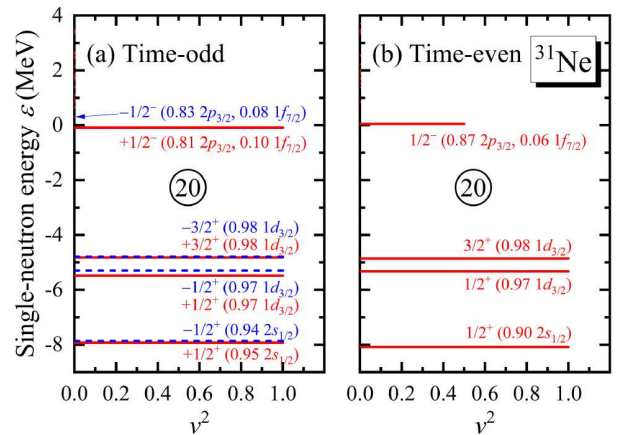


图4 (网络版彩色)基于PC-PK1的TODRHBc (Time-odd) (a)和DRHBc (Time-even) (b)计算得到的 ^{31}Ne 在连续谱阈值附近的单中子能级。各条能级用量子数 Ω^π 标记，并给出了在Dirac Woods-Saxon基下的主要成分及其占比。取自文献^[73]

Figure 4 (Color online) Single-neutron levels around the continuum threshold for ^{31}Ne in the TODRHBc (Time-odd) (a) and DRHBc (Time-even) (b) calculations with PC-PK1. Each level is labeled by the quantum numbers Ω^π , and the main components in the Dirac Woods-Saxon basis are given. Taken from Ref. ^[73]

与实验自旋宇称 $J^\pi=1/2^-$ 不一致. 另一方面, 该轨道波函数的主导成分是 $p_{3/2}$, 未来有望结合角动量投影^[55,65]等超越平均场方法, 对原子核角动量给出更准确的理论描述. 对比图4(a)和(b), 可以看到磁势会让原本具有Kramers简并的单粒子能级发生0~0.2 MeV的劈裂. 图4(a)中TODRHBc得到 ^{31}Ne 的价中子轨道位于-0.09 MeV, 而图4(b)中DRHBc给出的价中子轨道位于0.05 MeV, 这是不束缚的. 因此, TODRHBc中引入磁势带来的能级劈裂会使 ^{31}Ne 的价中子从不束缚变为束缚, 这给出了一种磁势效应引起的束缚机制.

图5展示了TODRHBc和DRHBc计算得到 ^{31}Ne 的中子密度分布在角向平均后的结果 $\rho_{n,0}$, 以及将TODRHBc结果分解为核芯(Core)与价核子(Valence)部分的贡献. $\rho_{n,0}$ 随着距离 r 的增大而降低, 其中核芯部分下降较快, 而价核子部分相对更慢. 在 $r > 7.2$ fm处, 价核子的贡献占据主导, 形成了具有弥散密度分布的长尾巴. 考虑到价核子的主要成分是具有低离心位垒的 p 波, 因此TODRHBc计算得到的 ^{31}Ne 是一个单中子晕核. 对比TODRHBc与DRHBc的结果发现, 前者在远离中心处得到的密度略低于后者的结果, 这体现了磁势让系统更束缚的特性, 与前文对结合能、单粒子能级等的讨论相一致. 作为对比, 图5也展示了相邻同位素 ^{30}Ne 的密度分布, 结果与 ^{31}Ne 核芯的密度非常接近. 这样得到的结论是, ^{31}Ne 是具有“ $^{30}\text{Ne}+1n$ ”结构的单中子晕核. 进一步分析核芯与晕核子的密度分布, 得到核芯的形变和方均根半径分别为 $\beta_{2,n,\text{core}}=0.03$, $R_{n,\text{core}}=3.47$ fm, 呈

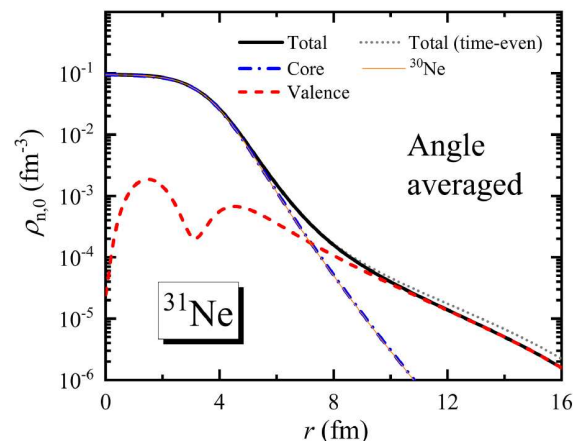


图5 (网络版彩色) TODRHBc计算得到 ^{31}Ne 的中子密度分布在角向平均后的结果, 并将其分解为核芯(Core)与价核子(Valence)部分的贡献. 作为对比, 图中也给出了 ^{30}Ne 的中子密度分布, 以及偶时间DRHBc得到的 ^{31}Ne 的结果. 取自文献^[73]

Figure 5 (Color online) Angle-averaged neutron density distribution for ^{31}Ne in the TODRHBc calculations, as well as its decomposition into the core and the valence neutron. The neutron density distribution for ^{30}Ne , as well as the result of ^{31}Ne from time-even calculations are shown for comparison. Taken from Ref. [73]

现出近球形; 而晕核子具有 $\beta_{2,n,\text{halo}}=4.21$, $R_{n,\text{halo}}=7.17$ fm, 呈现出显著的长椭圆形变. 核芯与晕核子之间存在显著的形状退耦.

图6(a)展示了TODRHBc计算得到的 ^{31}Ne 的中子流 j 在垂直于对称轴 z 的平面 xy 上的分布. 作为轴对称核, 流的方向始终垂直于对称轴, 且在对称轴上没有流的分布^[33]. 随着离开对称轴的距离 $r_\perp = \sqrt{x^2 + y^2}$ 增大, 中子

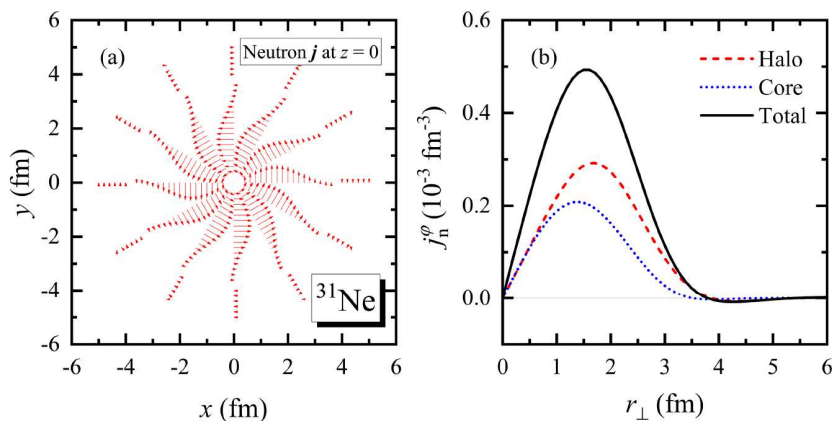


图6 (网络版彩色)(a) ^{31}Ne 的中子流在 $z=0$ 对应的 xy 平面上的分布, 其中箭头的指向和长度分别代表流的方向和大小. (b) ^{31}Ne 在 $z=0$ 对应的 xy 平面上的中子流随 $r_\perp = \sqrt{x^2 + y^2}$ 的变化, 及其分解到核芯(Core)与晕核子(Halo)部分的贡献. 取自文献^[73]

Figure 6 (Color online) (a) Distribution of the neutron current in the xy plane with $z=0$ in ^{31}Ne . The direction and length of the arrows, represent the orientation and magnitude of the current, respectively. (b) Neutron current as a function of $r_\perp = \sqrt{x^2 + y^2}$ in the xy plane with $z=0$ in ^{31}Ne , as well as its decomposition into the parts contributed from the neutron core and halo. Taken from Ref. [73]

流先增大后减小. 图6(b)进一步展示了流分解到核芯与晕核子部分的贡献, 发现晕核子与核芯的流的方向基本相同. 这是因为相对论密度泛函框架下的磁势总是让原子核变得更束缚, 表现为吸引势^[29], 所以奇核子产生特定方向的流和磁势后, 核芯部分也会感受到相应的磁势, 相应的流也会跟随奇核子流的方向. 无论是靠近还是远离原子核中心, 晕核子都对流起着重要作用. 相比之下, 在图5的密度分布中, 晕核子只在远离原子核中心处的密度起主导作用, 而靠近中心的密度主要是由核芯贡献的. 这体现了流和密度分布特征的显著区别. 从图中还可以注意到, 在 $r \approx 4$ fm处, 流的方向发生了反转, 这是由其中 $2p_{3/2}$ 成分对应的波函数的行为导致的, 详见文献[73]中的分析. 除此以外, 文献[73]还进一步讨论了流在 $y=0$ 对应的 xz 平面上的分布, 并对其呈现出的分层特征进行了研究.

4 总结

奇特原子核中的晕现象是核物理研究的重要前沿.

实验上已知的大部分晕核都是奇质量核或奇-奇核, 其中奇核子流会破坏系统的时间反演对称性, 从而产生原子核磁势. 由于晕核的极端弱束缚特性, 磁势可能会显著影响其稳定性与晕结构, 因此完全自治的理论计算需要考虑磁势的影响.

本文简要回顾了基于相对论密度泛函理论对晕核中磁势效应的理论研究现状, 并介绍了基于TODRHBc的最新研究成果: 以 $8 \leq Z \leq 20$ 的核素为例, 展示了磁势对结合能、形变、方均根半径等基态性质的影响; 介绍了对形变晕核 ^{31}Ne 中磁势效应的研究成果, 给出了磁势对应的一种可能的束缚机制, 考察了核芯与价核子的密度分布, 确定中子晕与形状退耦现象, 并揭示了晕核中矢量流的空间分布.

将TODRHBc理论同超越平均场方法相结合, 有望进一步提高对奇特核性质描述的可靠性. 除了上面讨论的基态性质和晕现象外, TODRHBc理论还可以研究滴线附近奇特原子核的其他性质, 例如磁矩、磁势对滴线位置的改变等.

致谢 衷心感谢孟杰教授提供的建设性指导和宝贵建议, 以及张双全副教授的悉心指导和无私帮助. 潘琮对周善贵、赵鹏巍、孙保华、邹冰松、耿立升、郭奉坤的宝贵建议深表感激. 此外, DRHBc质量表合作组成员的有益讨论对本文工作也有很大的促进, 在此一并表示诚挚的谢意.

参考文献

- 1 Tanihata I, Hamagaki H, Hashimoto O, et al. Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p -shell region. *Phys Rev Lett*, 1985, 55: 2676–2679
- 2 Kobayashi T, Shimoura S, Tanihata I, et al. Electromagnetic dissociation and soft giant dipole resonance of the neutron-dripline nucleus ^{11}Li . *Phys Lett B*, 1989, 232: 51–55
- 3 Zhang Z Y, Gan Z G, Yang H B, et al. New isotope ^{220}Np : Probing the robustness of the $N = 126$ shell closure in neptunium. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 192503
- 4 Ahn D S, Fukuda N, Geissel H, et al. Location of the neutron dripline at fluorine and neon. *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 212501
- 5 Tanihata I, Savajols H, Kanungo R. Recent experimental progress in nuclear halo structure studies. *Prog Particle Nucl Phys*, 2013, 68: 215–313
- 6 Zhang K Y, Papakonstantinou P, Mun M H, et al. Collapse of the $N = 28$ shell closure in the newly discovered ^{39}Na nucleus and the development of deformed halos towards the neutron dripline. *Phys Rev C*, 2023, 107: L041303
- 7 Meng J. *Relativistic Density Functional for Nuclear Structure*. Singapore: World Scientific, 2016
- 8 Yao J M, Chen H, Meng J. Time-odd triaxial relativistic mean field approach for nuclear magnetic moments. *Phys Rev C*, 2006, 74: 024307
- 9 Perez-Martin S, Robledo L M. Microscopic justification of the equal filling approximation. *Phys Rev C*, 2008, 78: 014304
- 10 Li L L, Meng J, Ring P, et al. Odd systems in deformed relativistic Hartree Bogoliubov theory in continuum. *Chin Phys Lett*, 2012, 29: 042101
- 11 Rutz K, Bender M, Reinhard P G, et al. Odd nuclei and single-particle spectra in the relativistic mean-field model. *Nucl Phys A*, 1998, 634: 67–88
- 12 Ginocchio J N. Pseudospin as a relativistic symmetry. *Phys Rev Lett*, 1997, 78: 436–439
- 13 Meng J, Sugawara-Tanabe K, Yamaji S, et al. Pseudospin symmetry in relativistic mean field theory. *Phys Rev C*, 1998, 58: R628–R631
- 14 Meng J, Sugawara-Tanabe K, Yamaji S, et al. Pseudospin symmetry in Zr and Sn isotopes from the proton drip line to the neutron drip line. *Phys Rev C*, 1999, 59: 154–163
- 15 Chen T S, Lü H F, Meng J, et al. Pseudospin symmetry in relativistic framework with harmonic oscillator potential and Woods-Saxon potential.

- [Chin Phys Lett](#), 2003, 20: 358–361
- 16 Ginocchio J. Relativistic symmetries in nuclei and hadrons. [Phys Rep](#), 2005, 414: 165–261
- 17 Liang H, Meng J, Zhou S G. Hidden pseudospin and spin symmetries and their origins in atomic nuclei. [Phys Rep](#), 2015, 570: 1–84
- 18 Zhou S G, Meng J, Ring P. Spin symmetry in the antinucleon spectrum. [Phys Rev Lett](#), 2003, 91: 262501
- 19 He X T, Zhou S G, Meng J, et al. Test of spin symmetry in anti-nucleon spectra. [Eur Phys J A](#), 2006, 28: 265–269
- 20 Koepf W, Ring P. A relativistic description of rotating nuclei: The yrast line of ^{20}Ne . [Nucl Phys A](#), 1989, 493: 61–82
- 21 Meng J, Guo J Y, Li J, et al. Covariant density functional theory in nuclear physics (in Chinese). [Prog Phys](#), 2011, 31: 199–336 [孟杰, 郭建友, 李剑, 等. 原子核物理中的协变密度泛函理论. [物理学进展](#), 2011, 31: 199–336]
- 22 Ring P. Relativistic mean field theory in finite nuclei. [Prog Particle Nucl Phys](#), 1996, 37: 193–263
- 23 Vretenar D, Afanasjev A, Lalazissis G, et al. Relativistic Hartree-Bogoliubov theory: Static and dynamic aspects of exotic nuclear structure. [Phys Rep](#), 2005, 409: 101–259
- 24 Meng J, Toki H, Zhou S G, et al. Relativistic continuum Hartree Bogoliubov theory for ground-state properties of exotic nuclei. [Prog Particle Nucl Phys](#), 2006, 57: 470–563
- 25 Meng J, Peng J, Zhang S Q, et al. Progress on tilted axis cranking covariant density functional theory for nuclear magnetic and antimagnetic rotation. [Front Phys](#), 2013, 8: 55–79
- 26 Meng J, Zhou S G. Halos in medium-heavy and heavy nuclei with covariant density functional theory in continuum. [J Phys G-Nucl Part Phys](#), 2015, 42: 093101
- 27 Zhou S G. Multidimensionally constrained covariant density functional theories—nuclear shapes and potential energy surfaces. [Phys Scr](#), 2016, 91: 063008
- 28 Nikšić T, Vretenar D, Ring P. Relativistic nuclear energy density functionals: Mean-field and beyond. [Prog Particle Nucl Phys](#), 2011, 66: 519–548
- 29 Afanasjev A V, Abusara H. Time-odd mean fields in covariant density functional theory: Nonrotating systems. [Phys Rev C](#), 2010, 81: 014309
- 30 Xu H D, Wang Y, Li J, et al. Relativistic mean-field study of time-odd fields and the effects on binding energies in light nuclei. [Nucl Phys A](#), 2014, 929: 191–201
- 31 Rutz K, Bender M, Reinhard P G, et al. Pairing gap and polarisation effects. [Phys Lett B](#), 1999, 468: 1–6
- 32 Afanasjev A V, Khoo T L, Frauendorf S, et al. Cranked relativistic Hartree-Bogoliubov theory: Probing the gateway to superheavy nuclei. [Phys Rev C](#), 2003, 67: 024309
- 33 Hofmann U, Ring P. A new method to calculate magnetic moments in relativistic mean field theories. [Phys Lett B](#), 1988, 214: 307–311
- 34 Furnstahl R J, Price C E. Relativistic Hartree calculations of odd- A nuclei. [Phys Rev C](#), 1989, 40: 1398–1413
- 35 Arima A. A short history of nuclear magnetic moments and GT transitions. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2011, 54: 188–193
- 36 Li J, Meng J, Ring P, et al. Relativistic description of second-order correction to nuclear magnetic moments with point-coupling residual interaction. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2011, 54: 204–209
- 37 Li J, Yao J M, Meng J, et al. One-pion exchange current corrections for nuclear magnetic moments in relativistic mean field Theory. [Prog Theor Phys](#), 2011, 125: 1185–1192
- 38 Li J, Meng J. Nuclear magnetic moments in covariant density functional theory. [Front Phys](#), 2018, 13: 132109
- 39 Koepf W, Ring P. A relativistic theory of superdeformations in rapidly rotating nuclei. [Nucl Phys A](#), 1990, 511: 279–300
- 40 König J, Ring P. Identical bands in superdeformed nuclei: A relativistic description. [Phys Rev Lett](#), 1993, 71: 3079–3082
- 41 Afanasjev A V, Ring P. Time-odd mean fields in the rotating frame: Microscopic nature of nuclear magnetism. [Phys Rev C](#), 2000, 62: 031302
- 42 Afanasjev A V, Abusara H. Time-odd mean fields in covariant density functional theory: Rotating systems. [Phys Rev C](#), 2010, 82: 034329
- 43 Zhao P W, Peng J, Liang H Z, et al. Covariant density functional theory for antimagnetic rotation. [Phys Rev C](#), 2012, 85: 054310
- 44 Dobaczewski J, Flocard H, Treiner J. Hartree-Fock-Bogolyubov description of nuclei near the neutron-drip line. [Nucl Phys A](#), 1984, 422: 103–139
- 45 Meng J, Ring P. Relativistic Hartree-Bogoliubov description of the neutron halo in ^{11}Li . [Phys Rev Lett](#), 1996, 77: 3963–3966
- 46 Meng J. Relativistic continuum Hartree-Bogoliubov theory with both zero range and finite range Gogny force and their application. [Nucl Phys A](#), 1998, 635: 3–42
- 47 Meng J, Ring P. Giant halo at the neutron drip line. [Phys Rev Lett](#), 1998, 80: 460–463
- 48 Meng J, Toki H, Zeng J Y, et al. Giant halo at the neutron drip line in Ca isotopes in relativistic continuum Hartree-Bogoliubov theory. [Phys Rev C](#), 2002, 65: 041302
- 49 Zhang S, Meng J, Zhou S. Proton magic even-even isotopes and giant halos of Ca isotopes with relativistic continuum Hartree-Bogoliubov theory. [Sci China Ser G-Phys Ast](#), 2003, 46: 632–658
- 50 Xia X W, Lim Y, Zhao P W, et al. The limits of the nuclear landscape explored by the relativistic continuum Hartree-Bogoliubov theory. [Atomic Data Nucl Data Tables](#), 2018, 121-122: 1–215
- 51 Zhou S G, Meng J, Ring P, et al. Neutron halo in deformed nuclei. [Phys Rev C](#), 2010, 82: 011301

- 52 Li L, Meng J, Ring P, et al. Deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum. *Phys Rev C*, 2012, 85: 024312
- 53 Zhou S G, Meng J, Ring P. Spherical relativistic Hartree theory in a Woods-Saxon basis. *Phys Rev C*, 2003, 68: 034323
- 54 Yang Z H, Kubota Y, Corsi A, et al. Quasifree neutron knockout reaction reveals a small s -orbital component in the Borromean nucleus ^{17}B . *Phys Rev Lett*, 2021, 126: 082501
- 55 Sun X X. Deformed two-neutron halo in ^{19}B . *Phys Rev C*, 2021, 103: 054315
- 56 Sun X X, Zhao J, Zhou S G. Shrunk halo and quenched shell gap at $N = 16$ in ^{22}C : Inversion of sd states and deformation effects. *Phys Lett B*, 2018, 785: 530–535
- 57 Sun X X, Zhao J, Zhou S G. Study of ground state properties of carbon isotopes with deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum. *Nucl Phys A*, 2020, 1003: 122011
- 58 Zhong S Y, Zhang S S, Sun X X, et al. Study of the deformed halo nucleus ^{31}Ne with Glauber model based on microscopic self-consistent structures. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2022, 65: 262011
- 59 Zhang K Y, Yang S Q, An J L, et al. Missed prediction of the neutron halo in ^{37}Mg . *Phys Lett B*, 2023, 844: 138112
- 60 An J L, Zhang K Y, Lu Q, et al. A unified description of the halo nucleus ^{37}Mg from microscopic structure to reaction observables. *Phys Lett B*, 2024, 849: 138422
- 61 Zhang K, He X, Meng J, et al. Predictive power for superheavy nuclear mass and possible stability beyond the neutron drip line in deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum. *Phys Rev C*, 2021, 104: L021301
- 62 Pan C, Zhang K Y, Chong P S, et al. Possible bound nuclei beyond the two-neutron drip line in the $50 \leq Z \leq 70$ region. *Phys Rev C*, 2021, 104: 024331
- 63 He X T, Wang C, Zhang K Y, et al. Possible existence of bound nuclei beyond neutron drip lines driven by deformation. *Chin Phys C*, 2021, 45: 101001
- 64 He X T, Wu J W, Zhang K Y, et al. Odd-even differences in the stability “peninsula” in the $106 \leq Z \leq 112$ region with the deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum. *Phys Rev C*, 2024, 110: 014301
- 65 Sun X X, Zhou S G. Rotating deformed halo nuclei and shape decoupling effects. *Sci Bull*, 2021, 66: 2072–2078
- 66 Sun X X, Zhou S G. Angular momentum projection in the deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum. *Phys Rev C*, 2021, 104: 064319
- 67 Sun W, Zhang K Y, Pan C, et al. Beyond-mean-field dynamical correlations for nuclear mass table in deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum. *Chin Phys C*, 2022, 46: 064103
- 68 Zhang X Y, Niu Z M, Sun W, et al. Nuclear charge radii and shape evolution of Kr and Sr isotopes with the deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum. *Phys Rev C*, 2023, 108: 024310
- 69 Zhang K, Cheoun M K, Choi Y B, et al. Deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum with a point-coupling functional: Examples of even-even Nd isotopes. *Phys Rev C*, 2020, 102: 024314
- 70 Pan C, Cheoun M K, Choi Y B, et al. Deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum with a point-coupling functional. II. Examples of odd Nd isotopes. *Phys Rev C*, 2022, 106: 014316
- 71 Zhang K, Cheoun M K, Choi Y B, et al. Nuclear mass table in deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum, I: Even-even nuclei. *Atomic Data Nucl Data Tables*, 2022, 144: 101488
- 72 Guo P, Cao X, Chen K, et al. Nuclear mass table in deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum, II: Even-Z nuclei. *Atomic Data Nucl Data Tables*, 2024, 158: 101661
- 73 Pan C, Zhang K, Zhang S. Nuclear magnetism in the deformed halo nucleus ^{31}Ne . *Phys Lett B*, 2024, 855: 138792
- 74 Lukyanov S M, Penionzhkevich Y E, Astabaty R, et al. Experimental evidence for the particle stability of ^{34}Ne and ^{37}Na . *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2002, 28: L41–L45
- 75 Nakamura T, Kobayashi N, Kondo Y, et al. Halo structure of the island of inversion nucleus ^{31}Ne . *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 262501
- 76 Gaudefroy L, Mittag W, Orr N A, et al. Direct mass measurements of ^{19}B , ^{22}C , ^{29}F , ^{31}Ne , ^{34}Na and other light exotic nuclei. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 202503
- 77 Nakamura T, Kobayashi N, Kondo Y, et al. Deformation-driven p -wave halos at the drip line: ^{31}Ne . *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 142501
- 78 Horiuchi W, Suzuki Y, Capel P, et al. Probing the weakly-bound neutron orbit of ^{31}Ne with total reaction and one-neutron removal cross sections. *Phys Rev C*, 2010, 81: 024606
- 79 Urata Y, Hagino K, Sagawa H. Ground state properties and Coulomb dissociation of the deformed halo nucleus ^{31}Ne . *Phys Rev C*, 2011, 83: 041303
- 80 Sumi T, Minomo K, Tagami S, et al. Deformation of Ne isotopes in the region of the island of inversion. *Phys Rev C*, 2012, 85: 064613
- 81 Zhang S S, Smith M S, Kang Z S, et al. Microscopic self-consistent study of neon halos with resonant contributions. *Phys Lett B*, 2014, 730: 30–35
- 82 Hong J, Bertulani C A, Kruppa A T. Neutron removal from the deformed halo nucleus ^{31}Ne . *Phys Rev C*, 2017, 96: 064603

- 83 Urata Y, Hagino K, Sagawa H. Role of deformation in odd-even staggering in reaction cross sections for $^{30,31,32}\text{Ne}$ and $^{36,37,38}\text{Mg}$ isotopes. [Phys Rev C](#), 2017, 96: 064311
- 84 Zhang S S, Zhong S Y, Shao B, et al. Self-consistent description of the halo nature of ^{31}Ne with continuum and pairing correlations. [J Phys G-Nucl Part Phys](#), 2022, 49: 025102
- 85 Takatsu R, Suzuki Y, Horiuchi W, et al. Microscopic study of the deformed neutron halo of ^{31}Ne . [Phys Rev C](#), 2023, 107: 024314
- 86 Zhao P W, Song L S, Sun B, et al. Crucial test for covariant density functional theory with new and accurate mass measurements from Sn to Pa. [Phys Rev C](#), 2012, 86: 064324

Summary for “磁势对形变原子核晕现象的影响”

Effects of nuclear magnetism on halo phenomena in deformed nuclei

Cong Pan^{1*} & Kaiyuan Zhang²

¹ School of Physics and Electronic Information, Anhui Normal University, Wuhu 241000, China

² National Key Laboratory of Neutron Science and Technology, Institute of Nuclear Physics and Chemistry, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China

* Corresponding author, E-mail: cpan@ahnu.edu.cn

The study of halo phenomenon in exotic nuclei is one of the most fascinating topics in nuclear physics research. In most suggested halo nuclei or candidates from experiments so far, the neutron or proton number is odd. The nonrelativistic or relativistic density functional theory can provide a unified and self-consistent description for atomic nuclei, whether they are even-even, odd- A or odd-odd. Within these frameworks, even-even nuclei exhibit time-reversal symmetry, while for odd- A and odd-odd nuclei, the unpaired odd nucleon(s) leads to the vector current, which breaks the time-reversal symmetry and results in the time-odd field, also known as, the nuclear magnetism. Existing studies on deeply bound nuclei and rotating nuclei have shown that the nuclear magnetism influences the binding energy, magnetic moment, nuclear rotations, etc. Due to the extremely weak binding properties of halo nuclei, the nuclear magnetism may significantly influence the nuclear stability and halo structure, and the related effects remain to be further explored.

Based on the relativistic density functional theory, the deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum (DRHBc), which takes into account the effects of deformation, pairing correlations and continuum simultaneously, has been successfully applied to the descriptions of many halo nuclei, and proved to be a powerful tool to describe both stable and exotic nuclei. It would be interesting to study halo nuclei by combining the DRHBc theory and the nuclear magnetism.

Recently, based on point-coupling density functionals and considering the effects of deformation, pairing correlations, continuum, and nuclear magnetism in a microscopic and self-consistent way, the time-odd deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum (TODRHBc) was developed, which can provide a unified description for even-even, odd- A and odd-odd nuclei with halo structures. By using the TODRHBc theory, a systematic study for the odd-mass and odd-odd nuclei with $8 \leq Z \leq 20$ is performed, and by the comparisons with the results from the DRHBc theory, the effects of nuclear magnetism on ground-state properties are investigated. It is found that the nuclear magnetism always provides additional binding energies, and such additional energies show dependence on nucleon number, deformation and the configuration of single-particle levels. The polarization effect of the nuclear magnetism on the core is discussed. The nuclear magnetism makes odd-mass and odd-odd nuclei impossible to be spherical, and decreases the root-mean-square radii for almost all nuclei, in particular ^{31}Ne near the neutron drip line.

By taking the deformed halo nucleus ^{31}Ne as an example, the effects of nuclear magnetism in halo nuclei are explored with the TODRHBc theory. A subtle mechanism is revealed that nuclear magnetism may change the single-particle energies and make an unbound nucleus become bound. The distributions of neutron densities and currents are studied in detail. It is shown that ^{31}Ne is a one-neutron halo nucleus with a “ $^{30}\text{Ne}+1n$ ” structure, presenting a strong shape decoupling between the prolate one-neutron halo and the near-spherical core. The time-odd currents caused by nuclear magnetism are analyzed in detail, and it is found that in ^{31}Ne the halo plays a leading role in the formation of neutron current.

halo nuclei, relativistic density functional theory, deformation, continuum, nuclear magnetism

doi: [10.1360/TB-2024-0927](https://doi.org/10.1360/TB-2024-0927)