



从微观结构到反应可观测量描述单中子晕核新进展

张时声^{1*}, 安嘉琳^{1,2}, 张开元³, 孙向向^{4,5}

1. 北京航空航天大学物理学院, 北京 100191

2. 首都医科大学附属北京儿童医院保定医院, 保定 071000

3. 中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 绵阳 621900

4. 中国科学院大学核科学与技术学院, 北京 100049

5. 中国科学院理论物理研究所, 北京 100190

* 联系人, E-mail: zss76@buaa.edu.cn

2024-09-13 收稿, 2024-12-07 修回, 2024-12-12 接受, 2024-12-13 网络版发表

国家自然科学基金(12175010, 12205308, 12305125)、中子科学与技术全国重点实验室支持项目(NST20240106)和四川省科技计划(2024NSFSC1356)资助

摘要 本文回顾了单中子晕核的实验和理论研究进展. 以当前次重和最重的单中子 p 波晕核 ^{31}Ne 和 ^{37}Mg 为例, 采用考虑共振态、对关联及形变效应的微观核结构理论, 结合球形的Glauber反应模型, 考察了晕核打碳靶反应的可观测量, 实现了结构到反应的统一描述. 对于丰中子氖同位素轰击碳靶的反应, 采用改进的Glauber模型直接读取密度分布得到的反应截面比多组高斯函数拟合精确密度分布的结果大50 mb, 更符合实验值; 考虑形变可有效改进 ^{31}Ne 打碳靶的去中子截面约30%, 在实验误差范围内; 窄的纵向动量分布及 p 轨道成分占优表明 ^{31}Ne 是单中子 p 波晕核. 采用同样的方法, 我们计算了丰中子镁同位素轰击碳靶的反应可观测量, 结果支持 ^{37}Mg 是 p 波晕核. 总之, DRHBc+Glauber模型是研究晕核的有效理论工具之一, 可从微观核结构到反应动力学统一描述 ^{31}Ne 和 ^{37}Mg 中的晕核结构和反应特征, 为将来实验上寻找新的单中子 p 波候选晕核提供了可靠的依据.

关键词 晕, Glauber模型, 反应截面, 纵向动量分布

随着世界范围内放射性核束大型设备的建设、使用和升级改造, 放射性束流品质和强度都得以大幅提升. 这为研究远离稳定线、具有极端的质子数和中子数比的奇特原子核的结构新特性和反应可观测量, 提供了前所未有的契机. 人们可探测的核素范围从传统的稳定线附近的几百个稳定核素, 逐渐扩展到远离稳定线、具有放射性的不稳定奇特核, 甚至到滴线附近. 目前, 实验上通过各种手段, 能够探测到的核素有3400多个, 理论预言存在的核素可能超过10000个^[1].

放射性核束物理的发展推动着人们对原子核的性质产生新的认知, 一些新物理和新现象应运而生^[2,3]. 比如: 具有极端的中子数和质子数比的奇特核可能形成

“晕”(halo)现象; 由于形变等效应引起的壳演化, 如“反转岛”(inversion of island)结构和新幻数; 以及最近引起特别关注的多阿尔法“结团”(cluster)结构等. 这些新结构引发的新物理, 不但加深了我们对奇特原子核性质的认知, 同时也为低能核天体物理关注的恒星演化核合成过程提供了定量和有效的约束.

滴线附近的原子核由于价核子分离能小^[1,4], 核表面密度分布弥散, 体系处于弱束缚状态. 由于弱束缚体系的费米面接近连续谱, 价核子很容易被散射到费米面之上的具有明显单粒子特性的低能共振态. 量子力学指出, 在弱束缚力和短程核力的共同影响下, 价核子可以通过“量子隧穿”效应(tunneling effect)到达离核中

引用格式: 张时声, 安嘉琳, 张开元, 等. 从微观结构到反应可观测量描述单中子晕核新进展. 科学通报, 2025, 70: 3288–3297

Zhang S, An J, Zhang K, et al. Progress on the description of $1n$ halo nuclei from microscopic structures to reaction observables (in Chinese). Chin Sci Bull, 2025, 70: 3288–3297, doi: 10.1360/TB-2024-0967

心很远的位置,即所谓的“经典禁区”。同稳定线附近的核素相比,奇特核中的晕现象体现了量子多体系统的诸多特性:弱束缚、连续谱耦合、形变效应、低密度纯中子核物质、非线性效应、结团效应以及退耦效应等^[5]。考虑到晕核的中子数和质子数相差很大,它也是较理想的研究同位旋自由度的实验对象^[5]。需要指出,不是所有的滴线核都能形成晕核。近30年来,实验上已经探测到和需要进一步确认的晕核总数不超过20个,包括:中子晕核 ^6He 、 ^{11}Li 、 ^{11}Be 、 ^{14}Be 、 ^{17}B 、 ^{15}C 、 ^{19}C 、 ^{31}Ne 和 ^{37}Mg ,质子晕核 ^8B 、 ^{12}N 和 ^{17}Ne ^[6]。因此,晕核被誉为核素版图皇冠上镶嵌的珍珠。对现有核理论来说,这既是挑战,又是机遇。国内孟杰教授、周善贵研究员、许甫荣教授、任中洲教授、马中玉研究员所带领的团队^[7~24]在晕核结构、反应的理论方面做出很多先锋工作,张焕乔院士、马余刚院士、叶沿林教授、方德清教授、王建松研究员所带领的团队^[25~37]在实验探测及预言方面做出很多卓越的贡献。

1985年,日本理化学研究所(RIKEN)的Tanihata等人^[38]在实验上首次观测到晕核。他在测量丰中子锂同位素与碳靶的相互作用截面时,发现 ^{11}Li 打 ^{12}C 靶的相互作用截面比 ^9Li 打 ^{12}C 靶的相互作用截面大得多。根据这一实验现象,他首次提出可能存在新的核结构形态——晕核。随后,Hansen等人^[39]基于弱束缚的假设,给出 ^{11}Li 结构的解释,假定其为“结团”结构,并直观地给出了晕核的图像。实际上, ^{11}Li 是以 ^9Li 为核芯,外面弥散分布着两个中子的三体Borromean体系,即具备任意两体不束缚,只有三体是束缚的“拓扑环”结构。可见,实验上通过测量相互作用截面(包括去中子截面)及反应后的动量分布来确认晕核的形成。

简而言之,晕核是价核子相对于核芯的空间分布极度弥散的弱束缚奇特核。由海森堡测不准原理可知,晕核打靶破裂反应后的价核子相对核芯的动量分布越窄,对应的空间分布越弥散。也就是说,晕核的空间密度分布弥散决定了晕核半径大。晕核的发现彻底改变了原有关于稳定核半径一般规律的基本图像。人们需要发展能够合理地统一描述从稳定线附近核到低密度、弱束缚核性质的核结构理论,用以研究不稳定奇特核的结构,比如:价核子分离能、密度分布和半径等。但毕竟原子核的半径不能够被直接测量,人们通过实验测量反应截面来反推半径的信息。因此,从结构到反应可观测量的统一描述有助于人们寻找新的晕核。

实验上,单中子晕核并不容易被探测和鉴别,而且

缺乏理论上有效且统一的描述。比如:反对称分子动力学(anti-symmetrized molecular dynamics, AMD)模型加入共振群方法(resonating group method, RGM)后,虽然一定程度上改善了 $^{31}\text{Ne}+^{12}\text{C}$ 反应截面结果,使其接近实验值下限^[40],然而,相同的方法却无法描述 $^{37}\text{Mg}+^{12}\text{C}$ 的反应截面结果^[41]。本文聚焦最重的单中子晕核 ^{37}Mg 和次重的 ^{31}Ne 的实验和理论研究进展,通过从微观结构到反应可观测量的改进版且更细致地统一描述,研究形变效应以及价核子轨道成分的贡献,为今后寻找更重的 p 波单中子晕核提供可靠而有效的理论工具。

1 单中子晕核 ^{31}Ne 的实验和理论研究进展

1.1 实验研究进展

本节简要回顾丰中子氖同位素链上发现晕核实验证据的几个代表性的实验工作。2009年,Nakamura团队^[42]在RIKEN的RIBF(Radioactive Isotope Beam Factory)上,测量了 ^{31}Ne 分别与铅靶和碳靶反应的去中子截面,发现去中子截面反常增大,并具有软的电偶极激发模式,这是实验上认为 ^{31}Ne 是晕核的第一个证据。2012年,Gaudefroy团队^[43]利用飞行时间(time of flight, ToF)方法直接测量 ^{31}Ne 的质量,得到的单中子分离能很小,为 $0.06\pm 0.41\text{ MeV}$ 。2012年,Takachi等人^[44]测得 ^{29}Ne 和 ^{31}Ne 反常增大的反应截面和 ^{29}Ne 较小的单中子分离能($1.26\pm 0.27\text{ MeV}$),他们在唯象解析的Woods-Saxon势场下进行约束形变的计算,讨论形变 β_2 在0.4附近出现正、负宇称两种壳结构演化,相应地提出 ^{31}Ne 属于 s 波或 p 波晕核结构, ^{29}Ne 属于 s 波晕核。直到2014年,Nakamura团队^[45]利用 ^{31}Ne 打碳靶和铅靶发生的敲出反应,从实验上首次确认 ^{31}Ne 基态的自旋和宇称为 $3/2^-$,且具有形变结构和明显的 p 波贡献,从而证实 ^{31}Ne 是首个 p 波晕核的形成新机制,并激发了人们寻找更重的 p 轨道晕核的兴趣。因此, ^{31}Ne 晕核结构和相关反应量的理论研究工作有助于人们有效地检验理论工具,并用于预言更重的 p 波晕核或 s 波晕核。

1.2 理论研究进展

伴随着丰中子氖同位素链打靶发生碎裂反应的实验新进展,核理论工作者开展了一系列的核结构理论研究。代表性的工作包括反对称分子动力学模型^[40]、非相对论平均场Skyrme-Hartree-Fock(SHF)模型^[46]、粒子-转子模型^[47]。实际上,利用AMD模型给出的 ^{31}Ne

结构信息, 结合双折叠模型(double-folding model, DFM)得到的 ^{31}Ne 反应截面, 低于实验测量值^[40], 只有在加入共振群方法后, 才部分解决波函数的尾巴问题(原来的波函数空间分布不够弥散), 使得 ^{31}Ne 的反应截面接近实验值误差下限^[40]. 同期, 采用SHF模型结合Glauber模型的尝试, 同样也低估了 ^{31}Ne 的反应截面^[46], 这很可能是由于没有考虑费米面上低能共振态或费米面下的弱束缚态和对关联的影响; 此外, 形变效应也将通过改变能级顺序而影响结果, 如图1所示. 另外, 粒子-转子模型^[47]采用考虑形变的唯象Woods-Saxon势场, 讨论了再现单中子分离能的可能形变范围, 推荐 $\beta_2=0.2$ 时的价中子 $2p_{3/2}$ 组分是形变晕核 ^{31}Ne 的基态. 但毕竟Woods-Saxon势场不唯一, 具有一定的不确定性. 从这个角度而言, 我们更希望采用微观核结构理论, 具有一定的系统性和可预见性.

值得一提的是, 在2014年实验确认 ^{31}Ne 基态的自旋和宇称的文章发表之前, 我们首次尝试采用原创的微观自洽理论描述丰中子氖同位素链的结构特性, 提出 ^{31}Ne 具有 p 波晕结构^[49], 其中考虑了低能共振态^[50]的贡献, 以及对关联对于形成弱束缚体系的重要效应. 具体做法是利用基于相对论平均场(relativistic mean field, RMF)理论的耦合常数解析延拓(analytical continuation of the coupling constant, ACCC)方法求解正能共振态, 并用BCS近似考虑费米面附近的束缚态和共振态上核子间的对关联, 即RMF+ACCC+BCS模型, 简称RAB模型^[9,10,49,51]. 分别计算 $^{27-31}\text{Ne}$ 的物质半径、单中子分离能、 p 和 f 轨道的共振态能级及其占有概率, ^{31}Ne 单粒子共振轨道的价中子密度分布等物理量. 结果表明, ^{31}Ne 半径比相邻的同位素 $^{27-30}\text{Ne}$ 的半径明显增大; 单中子分离能低, 在实验误差范围内, 表明体系的基态处于弱束缚状态; p 轨道的共振态能级占有概率(>90%)远大于 f 轨道的共振态能级占有概率(<10%), 预言的基态自旋和宇称($3/2^-$)同实验观测一致. 研究提出 ^{31}Ne 晕结构是价核子占据的低轨道角动量的正能共振态与费米面附近束缚态间的耦合及对关联作用相互竞争的结果, 从而揭示了 p 波晕核形成的新机制.

虽然我们可以从理论计算的 ^{31}Ne 密度分布和丰中子同位素链的半径信息中看到可能形成晕核的暗示, 但毕竟这些都不能被实验直接探测到. 于是, 我们开始尝试用体现微观结构性质的反应模型描述实验可观测量, 比如: 反应的相互作用截面(或去中子截面)和反应后的核芯-价核子的纵向动量分布. 这些物理量都可以

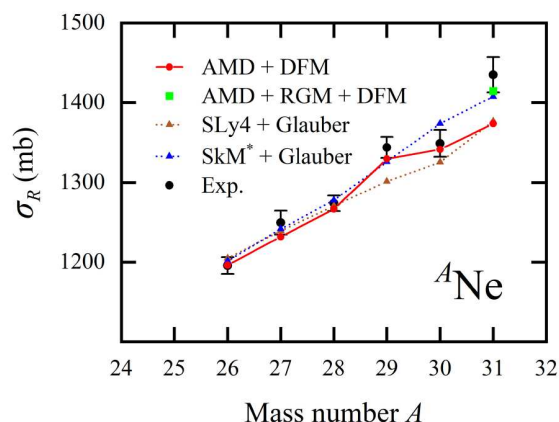


图1 入射能量为每核子240 MeV时, $^{26-31}\text{Ne}$ 轰击 ^{12}C 的反应截面. 红色点实线表示AMD(DFM)模型的结果, 绿色方块表示加上RGM之后改善的结果, SLy4/SkM*+Glauber模型的结果分别用棕色/蓝色三角虚线表示. 实验值来自文献^[48]

Figure 1 Reaction cross sections σ_R of $^{26-31}\text{Ne}$ on a ^{12}C target at 240 MeV/nucleon versus mass number A . The results predicted by the AMD (DFM) model are presented by red closed circles with a solid line, compared with one green square modified by the AMD+RGM (DFM) model. The Glauber model predictions using structures from SLy4/SkM* theory are also shown with brown/blue triangle dashed lines, respectively. Experimental data with uncertainties are taken from Ref. ^[48]

直接与实验测量结果做比较.

目前, 人们主要采用两种反应模型: 程函近似(eikonal approximation, EA)或Glauber近似、扭曲波恩近似(distorted wave Born approximation, DWBA). 我们首先尝试的是Glauber模型. 20世纪50年代, Glauber^[52]基于程函近似, 通过将核子-核多体散射等效为入射粒子和靶核中所有核子之间的两体散射, 提出了高能、小角度多体散射理论. 20世纪六七十年代, 采用相似的思想方法, 将核-核的多体散射简化为弹核与靶核中所有核子间的两体散射, 发展适用于高能稳定核散射的Glauber理论. 1975年, Karol假定弹核与靶核的密度分布是高斯形式, 采用光学极限近似得到核反应截面的解析表达式. 20世纪八九十年代, 人们又引入核-核散射碰撞参数的库仑修正, 发现光学极限近似的Glauber理论可以在很大能量范围内很好地描述稳定核散射的反应截面. 至此, 将Glauber模型^[53]广泛应用于中、高能多体散射问题, 并取得很大的成功. 总之, 量子力学散射理论中的程函近似可用于处理中、高能核反应.

在实践中, 我们注意到之前人们所采用的Glauber模型出于e指数函数积分计算简单的考虑, 通常用密度分布的解析函数形式(比如: 多组高斯函数、费米分布等)去拟合核芯核的密度分布和价核子的密度

分布(或波函数)。虽然如此得到相移函数的方式简单,但并不能完全真实地反映微观理论模型给出的密度分布。为此,我们详细考察了多组高斯函数拟合的近似计算结果同精确结果的偏差程度。为实现精确计算,我们采用含球贝塞尔函数的傅里叶变换,对动量直接积分的数值计算方式来求解相移函数,实现了Glauber模型直接读取微观核结构信息用于计算反应可观测量,首次完成了从球对称结构到反应可观测量对晕核的确切统一描述^[54]。通过对比多组高斯函数拟合积分和直接积分得到相移函数两种方式求得晕核打碳靶的相互作用截面,我们发现相对误差在3%左右,绝对误差大概在50 mb。相关研究和细致讨论详见文献^[54]。

鉴于实验^[42]和理论^[49]都认为³¹Ne是个形变核,我们进一步基于形变相对论连续谱(deformed relativistic Hartree-Bogoliubov in continuum, DRHBc)理论^[55,56]开展相关工作,考察形变效应对结构的密度分布和反应可观测量的影响。具体地,采用球形的Dirac-Woods-Saxon基展开方法求解DRHB方程^[13]。DRHBc理论已经可以包括具有密度依赖的介子-核子耦合^[57],考虑奇核中的阻塞效应^[58],并通过角动量投影探索奇特原子核的旋转谱^[59]。DRHBc理论继承了RCHB理论的优点并考虑形变自由度,用于研究丰中子镁同位素中的形变晕核,预言了^{42,44}Mg中核芯与晕结构之间有趣的形状退耦效应^[55,56];描述²²C的价中子分布和波函数组分等^[60];研究^{15,19,22}C的中子晕和壳层演化^[61];解释¹⁷B^[37]、¹⁹B^[62]和³¹Ne^[63]中的中子晕形成机制。

我们采用DRHBc理论,微观自洽考虑轴对称形变自由度、对关联和连续谱效应(离散化处理),描述形变核³¹Ne的微观结构性质^[64]。在不同的密度泛函下,计算得出的均方根半径、形变参数 β_2 和单中子分离能 S_n 如表1所示,³¹Ne的价核子轨道成分及占比如表2^[64]所示。DRHBc理论自洽迭代计算给出了体系能量最小值,所对应的形变(β_2 在0.2附近)唯一,并显示 p 波组分贡献大。通过对Glauber模型的改进,实现了直接读取结构信息,计算丰中子氖同位素打碳靶反应的相互作用截面(以每核子240 MeV入射能量)、去中子截面(如图2)和反应后的核芯-价核子的纵向动量分布(以每核子230 MeV入射能量)(如图3)^[64]。对于NL1密度泛函,形变效应使得³¹Ne打碳靶反应截面下降,出现在实验的误差范围上限位置;其他密度泛函(NL3和PK1)预言的反应截面在实验的误差范围内,且结果非常接近;多组高斯函数拟合密度分布的结果低于直接读取DRHBc理论给出的

表 1 使用DRHBc理论, NL1、NL3、PK1和PC-PK1密度泛函下, ³¹Ne均方根半径、形变参数 β_2 和单中子分离能 S_n

Table 1 The rms matter radii, quadrupole deformations β_2 , and the one-neutron separation energies S_n in the DRHBc theory with the NL1, NL3, PK1, and PC-PK1 density functionals

	NL1	NL3	PK1	PC-PK1
均方根半径(fm)	3.46	3.37	3.35	3.51
β_2	0.23	0.25	0.24	0.17
S_n (MeV)	0.94	1.08	0.73	-0.46

表 2 NL1、NL3、PK1和PC-PK1密度泛函下³¹Ne的价核子轨道成分及占比^[64]

Table 2 Spherical configurations and the corresponding amplitudes of the valence neutron in ³¹Ne with the NL1, NL3, PK1, and PC-PK1 density functionals^[64]

轨道	NL1 (%)	NL3 (%)	PK1 (%)	PC-PK1 (%)
$2p_{3/2}$	41.3	31.7	33	84
$2p_{1/2}$	5.1	3.9	7	4.4
$1f_{7/2}$	35.3	47.5	48	7.9
$3p_{3/2}$	9.8	8.5	8	2.4

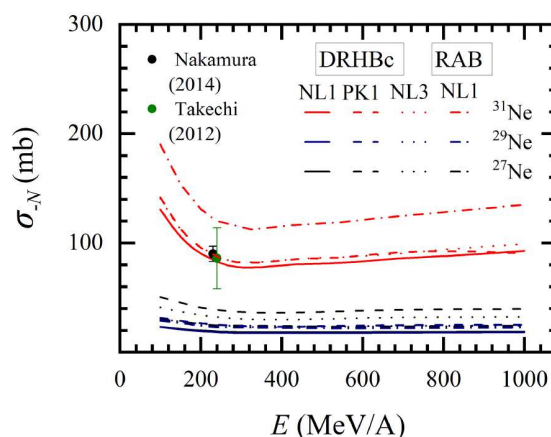


图 2 ^{27,29,31}Ne与¹²C反应的去中子截面随入射能量的变化。不同类型的曲线分别代表DRHBc理论(NL1、PK1和NL3密度泛函)及RAB理论(NL1密度泛函)提供的结构信息。实验值来自文献^[44,45]。基于文献^[64]修改

Figure 2 The one-neutron removal cross sections σ_N of ^{27,29,31}Ne bombarding a ¹²C target as a function of incident energy per nucleon E . Different lines represent corresponding structure information from the DRHBc theory using NL1, PK1, and NL3 density functionals, and the RAB theory using NL1 density functional, respectively. Experimental data are taken from Refs. [44,45]. Adapted from Ref. [64]

密度分布结果,大概在50 mbarn。可见,形变会导致反应截面下降,使其更符合实验观测值。进一步研究该差异的来源,发现其主要取决于密度在 $10^{-3} \sim 10^{-6} \text{ fm}^{-3}$ (即半径在6~9 fm)范围的差异。从图2可以看出,对于NL1密

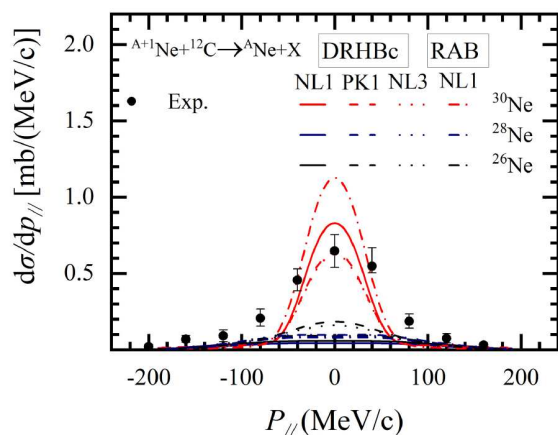


图3 $^{27,29,31}\text{Ne}$ 轰击 ^{12}C 靶破裂反应后碎片(核芯 $^{26,28,30}\text{Ne}$ 和价中子)的纵向动量分布. 图中不同线形表示DRHBc理论中使用NL1、PK1和NL3密度泛函, 以及球面RAB模型使用的NL1密度泛函^[54]. 实验值来自文献^[45]. 基于文献^[64]修改

Figure 3 Calculated inclusive parallel momentum distribution of $^{26,28,30}\text{Ne}$ residues after one-neutron removal from $^{27,29,31}\text{Ne}$ bombarding a ^{12}C target. Solid lines, dashed lines, dotted lines, and dashed-dotted lines denote results within the DRHBc theory using the NL1, PK1, and NL3 density functionals, and those within the spherical RAB model using NL1 density functional^[54], respectively. Experimental data for ^{30}Ne residues are taken from Ref. ^[45]. Adapted from Refs. ^[64]

度泛函, 形变效应使得去中子截面下降约30%, 并经过实验的中心点, 而且同其他密度泛函(NL3和PK1)预言的去中子截面非常接近, 远大于 $^{29,27}\text{Ne}$ 打碳靶的去中子截面. 可见, 考虑形变后得到的 ^{31}Ne 打碳靶的去中子截面更符合实验观测值. 从图3可以看出, 对于NL1密度泛函, 形变效应使得 ^{31}Ne 打碳靶反应后碎片的纵向动量分布峰值下降约30%, 略高于实验的峰值, 而其他密度泛函(NL3和PK1)预言的碎片纵向动量分布同峰值附近的实验值符合得很好, 说明空间分布弥散, 有晕现象. 相比之下, $^{29,27}\text{Ne}$ 打碳靶反应后的纵向动量分布非常平坦, 对应紧凑的空间分布, 说明没有晕现象. 相关研究和细致讨论详见文献^[64]. 综上所述, 考虑形变后得到的打碳靶的去中子截面更符合实验观测值. 由此可见, 基于程函近似的Glauber模型是检验晕核结构和反应可观测量的重要且有效的探针.

2 单中子晕核 ^{37}Mg 的实验和理论研究进展

2.1 实验研究进展

继 ^{31}Ne 之后, 人们在实验上又发现并确认了 ^{37}Mg 为当前最重的 p 波中子晕核. 2014年, Takechi团队^[65]在RIKEN的RIBF上, 入射能量为每核子240 MeV的条件

下, 测量镁同位素链 $^{24-38}\text{Mg}$ 与碳靶反应的截面, 其中 $^{36-38}\text{Mg}$ 与 ^{12}C 的反应截面为首次测量. 相比于其他同位素, ^{37}Mg 呈现出突然增大的反应截面. Kobayashi等人^[66]测得 ^{37}Mg 的单中子分离能为0.22 MeV, 在打 ^{12}C 靶的破裂反应后, 核芯 ^{36}Mg 和价中子的纵向动量分布出现狭窄的峰, 对比大规模壳模型相关计算结果得到 p 波贡献占优的结论.

2.2 理论研究进展

如前所述, AMD+DFM方法曾通过引入RGM改善丰中子 ^{31}Ne 波函数尾部行为的方式, 再现了 ^{31}Ne 打碳靶反应截面. 然而, 当用同样的方式计算 $^{37}\text{Mg}+^{12}\text{C}$ 反应截面时^[41], 即使加入RGM, 也得不到 ^{37}Mg 正确的基态自旋和宇称, 其计算结果(蓝色实心方块)远远偏离实验值(如图4所示). 另外, 由于该理论方法无法给出反应后的纵向动量分布, 因此无法进一步甄别 ^{37}Mg 是否为晕核. 后来, Sharma等人^[67]利用两组高斯函数拟合形变RMF理论给出的镁同位素的密度, 作为Glauber模型的输入量, 用于计算反应截面, 显然无法再现 $^{37}\text{Mg}+^{12}\text{C}$ 的反应截面(远低于实验值), 但宣称可通过调节Wood-Saxon密度的扩散参数再现实验值(图4紫红色右三角符号所示), 其计算结果有待进一步确认. 于是, 人们致力于发

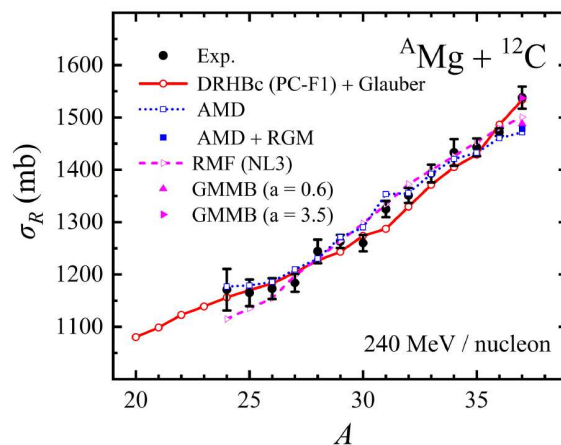


图4 入射能量为每核子240 MeV时, $^{20-37}\text{Mg}$ 轰击 ^{12}C 的反应截面. 红色空心圆圈为DRHBc+Glauber模型的计算结果, 蓝色空/实心方块为AMD/AMD-RGM方法的计算结果^[41], 紫色空/实心三角为RMF/GMMB方法的计算结果^[67]. 实验值(黑色实心圆圈)来自文献^[65]

Figure 4 Reaction cross sections σ_R of $^{20-37}\text{Mg}$ bombarding a C target at 240 MeV/nucleon. Open red circles stand for our predictions with the Glauber model with inputs from the DRHBc theory. Open/closed blue squares stand for the results from the AMD/AMD-RGM approach^[41]. Open/closed magenta triangles stand for the results from the RMF/GMMB approach^[67]. Experimental data (closed black circles) are taken from Ref. ^[65] for comparison

展微观自洽地描述晕核 ^{37}Mg 的核结构的理论模型^[41,68-73].

基于之前的工作经验, 直接将DRHBc理论给出的密度分布用于计算反应可观测量, 会大幅改善理论计算 ^{31}Ne 的结果, 使其更符合实验值^[54,64]. 2023年, 我们将DRHBc+Glauber模型首次用于丰中子镁同位素链的计算, 完成从微观结构到反应观测量对晕核 ^{37}Mg 的统一描述^[74]. 首先, DRHBc理论(PC-F1密度泛函)可以很好地描述 $^{20-37}\text{Mg}$ 的单中子分离能(0.32 MeV)和尾部呈现弥散现象的 ^{37}Mg 的中子密度分布^[75]. 然后, 将DRHBc理论得到的核芯密度分布和价核子波函数作为Glauber反应模型的输入, 研究丰中子镁同位素在每核子240 MeV入射能量条件下打碳靶反应的可观测量. 如图4所示, 大部分反应截面的计算值与实验值^[65]在 1σ 的误差范围内相符合, 特别是很好地再现了 ^{37}Mg 打碳靶的反应截面. 这是之前AMD+RGM+DFM模型等理论方法无法做到的. 定量地, ^{36}Mg 到 ^{37}Mg 的反应截面斜率比 ^{34}Mg 到 ^{35}Mg 的反应截面斜率提高了2倍. 为进一步从空间分布及轨道贡献判定晕核, 我们在图5中给出了 $^{35,37}\text{Mg}$ 与碳靶反应后去除中子反应后得到核芯 $^{34,36}\text{Mg}$ 和价中子的纵向动量分布. 此时, 通过将计算结果同高斯分布或洛伦兹分布卷积的方式, 考虑实验分辨率对纵向动量分布的影响, 再同实验值(已经考虑

了分辨率)进行比较. 其中, 分辨率的选取同实验文章^[76]一致. 研究表明, 在目前的理论框架下, 采用洛伦兹函数卷积更适合描述纵向动量分布. 如图5所示, 我们计算的 $^{37}\text{Mg}+^{12}\text{C}$ 后的碎片纵向动量分布与实验数据^[66]符合得很好, 比 $^{35}\text{Mg}+^{12}\text{C}$ 后的碎片纵向动量分布曲线的峰窄得多, 说明核芯 ^{36}Mg 同价中子的空间分布弥散, 符合海森堡测不准原理. ^{37}Mg 的价核子各轨道成分及占比分别为: $2p_{1/2}$, 38%; $2p_{3/2}$, 19%; $1f_{5/2}$, 6%; $1f_{7/2}$, 32%; 进一步的定量分析表明: 狭窄的动量分布主要来自价中子的 p 波(红色短划线)组分的贡献, 相比之下, f 波(蓝色点划线)贡献可忽略. 相关研究和细致讨论详见文献^[74,75].

3 总结和展望

综上所述, 微观结构理论自洽迭代求解可为反应Glauber模型提供可靠输入. 同传统的多组高斯函数拟合密度分布的做法相比, 直接读入密度分布的做法使得丰中子氦同位素打碳靶反应截面增大约50 mbarn, 该结论适合球形近似和形变情形. 实践表明: 采用球形的结构(RAB理论)结合球形的Glauber模型虽然高估了反应截面(或去中子截面)和破裂反应后碎片的纵向动量分布, 但是仍然可以看到晕核的主要特征, 这主要归功于阈值附近共振态和对关联的共同作用; 进一步考虑形变效应的结构(DRHBc理论)结合球形的Glauber模型可以有效改进可观测量的结果约30%, 且同实验值符合得很好; 该方法用于丰中子镁同位素打碳靶反应的可观测量描述在实验范围内. 至此, 我们实现了对 p 波单中子晕核 ^{31}Ne 和 ^{37}Mg 从微观结构到反应可观测量的自洽统一描述, 可以很好地再现实验结果; 对于实验上寻找更重的单中子晕核将起到决定性的预言作用. 另外, 形变结构和形变Glauber反应模型结合的工作已经初步完成, 经检验的结果将提供更为精确的结构到反应的描述, 为单中子新晕核的预言提供可靠的依据.

此外, DRHBc+Glauber模型可用于描述比镁更重的中等质量核素打碳靶反应可观测量, 相关工作正在进行中. 另一方面, 该模型能否用于描述比氦更轻的晕核比如 $^{15,19}\text{C}$ 仍然有待进一步探索. 毕竟已有研究表明DRHBc理论描述 ^{19}C 基态的自旋和宇称同实验观测($1/2^+$)不一致, 位能曲面的次极小对应的激发态自旋和宇称是 $1/2^{+}[61]$. 因此, 考虑其他微观效应改进核结构模型, 更好地描述滴线附近的奇特核结构有助于结合反应模型预言新晕核反应可观测量.

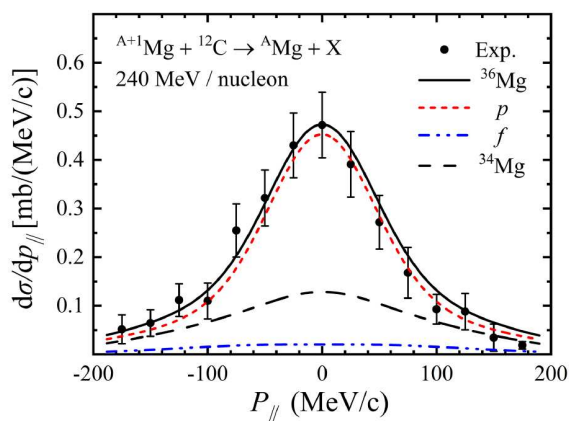


图5 入射能量为每核子240 MeV条件下, $^{35,37}\text{Mg}$ 轰击 ^{12}C 靶破裂反应后核芯 $^{34,36}\text{Mg}$ 和价中子的纵向动量分布. 黑色实(虚)线表示DRHBc+Glauber方法得到碎片 ^{36}Mg (^{34}Mg)的结果. 红色(蓝色)虚线代表破裂反应后 p (f)轨道上的价中子和核芯 ^{36}Mg 的纵向动量分布的贡献情况. 实验值来自文献^[66]. 图片取自文献^[74]

Figure 5 Inclusive longitudinal momentum distributions of $^{34,36}\text{Mg}$ residues after one-neutron removal reaction of $^{35,37}\text{Mg}$ bombarding a C target at 240 MeV/nucleon. The black solid/dashed line refers to the predictions for fragment $^{36}\text{Mg}/^{34}\text{Mg}$ with the DRHBc+Glauber approach. The red dashed line and blue dashed-dotted line denote the individual contributions to the results for ^{36}Mg from p - and f -wave neutron removal, respectively. Experimental data for the ^{37}Mg reaction are taken from Ref. [66]. Plot is taken from Ref. [74]

参考文献

- 1 Ye Y L, Yang X F, Liu Y, et al. Physical research on radioactive nuclear beams related to HIAF devices (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2020, 50: 112003 [叶沿林, 杨晓菲, 刘洋, 等. 与HIAF装置相关的放射性核束物理研究. *中国科学: 物理学, 力学, 天文学*, 2020, 50: 112003]
- 2 Yang Y Y, Yang G, Wang K, et al. Progress on elastic scattering and breakup of radioactive nuclei based on the HIRFL-RIBLL1 (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2022, 67: 2727–2735 [杨彦云, 杨过, 王康, 等. 基于HIRFL-RIBLL1装置的放射性核弹性散射和破裂反应研究进展. *科学通报*, 2022, 67: 2727–2735]
- 3 Cheng H, Pang X, Sun B H. The origin of low-abundance neutron-deficient stable isotopes and the relevant cross section measurements (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2024, 69: 3088–3098 [程浩, 庞萱, 孙保华. 低丰度缺中子稳定原子核的起源及核反应截面研究进展. *科学通报*, 2024, 69: 3088–3098]
- 4 Kobayashi T, Yamakawa O, Omata K, et al. Projectile fragmentation of the extremely neutron-rich nucleus ^{11}Li at 0.79 GeV/nucleon. *Phys Rev Lett*, 1988, 60: 2599–2602
- 5 Meng J, Guo J Y, Li J, et al. Covariant density functional theory in nuclear physics (in Chinese). *Prog Phys*, 2011, 31: 138 [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: 138]
- 6 Chen Y. Hartree-Bogoliubov continuum theory of odd time deformation relativity and its study on halo nuclei (in Chinese). Doctor Dissertation. Beijing: Peking University, 2014 [陈颖. 奇时间形变相对论Hartree-Bogoliubov连续谱理论及其对晕核的研究. 博士学位论文. 北京: 北京大学, 2014]
- 7 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
- 8 Meng J, Zhou S G, Tanihata I. The relativistic continuum Hartree-Bogoliubov description of charge-changing cross section for C, N, O and F isotopes. *Phys Lett B*, 2002, 532: 209–214
- 9 Zhang S S, Meng J, Zhou S G, et al. Analytic continuation of single-particle resonance energy and wave function in relativistic mean field theory. *Phys Rev C*, 2004, 70: 034308
- 10 Zhang S S. Pairing correlations with resonant continuum effect in the RMF + ACCC + BCS approach. *Int J Mod Phys E*, 2009, 18: 1761–1772
- 11 Zhang S S, Xu X D, Peng J P. Hints of giant halo in Zr isotopes by resonant RMF+ACCC+BCS approach. *Eur Phys J A*, 2012, 48: 40
- 12 Zhang S S, Zhao E G, Zhou S G. Theoretical study of the two-proton halo candidate ^{17}Ne including contributions from resonant continuum and pairing correlations. *Eur Phys J A*, 2013, 49: 77
- 13 Zhou S G, Meng J, Ring P. Spherical relativistic Hartree theory in a Woods-Saxon basis. *Phys Rev C*, 2003, 68: 034323
- 14 Zhou S G, Meng J, Yamaji S, et al. Deformed relativistic Hartree theory in coordinate space and in harmonic oscillator basis. *Chin Phys Lett*, 2000, 17: 717–719
- 15 Pei J C, Stoitsov M V, Fann G I, et al. Deformed coordinate-space Hartree-Fock-Bogoliubov approach to weakly bound nuclei and large deformations. *Phys Rev C*, 2008, 78: 064306
- 16 Michel N, Li J G, Xu F R, et al. Two-neutron halo structure of ^{31}F . *Phys Rev C*, 2020, 101: 031301
- 17 Geng Y F, Li J G, Ma Y Z, et al. Excitation spectra of the heaviest carbon isotopes investigated within the CD-Bonn Gamow shell model. *Phys Rev C*, 2022, 106: 024304
- 18 Ren Z Z, Mittig W, Chen B Q, et al. Neutron halos in O isotopes. *Phys Rev C*, 1995, 52: R20–R22
- 19 Liu J Y, Guo W J, Ren Z Z, et al. Special roles of loose neutron-halo nucleus structure on the fragmentation and momentum dissipation in heavy ion collisions. *Phys Lett B*, 2005, 617: 24–32
- 20 Shen Y S, Ren Z Z. Skyrme-Hartree-Fock calculation on He, Li, and Be isotopes. *Phys Rev C*, 1996, 54: 1158–1164
- 21 Liu Z H, Ruan M, Zhao Y L, et al. Evidence for enhancement of the total reaction cross sections for $^{27,28}\text{P}$ with a ^{28}Si target and examination of possibly relevant mechanisms. *Phys Rev C*, 2004, 69: 034326
- 22 Zhao Y L, Ma Z Y, Chen B Q, et al. Halo structure of nucleus ^{23}Al . *Chin Phys Lett*, 2003, 20: 53–55
- 23 Chen B Q, Ma Z Y. One neutron halo in a ^{12}B excited state. *Chin Phys Lett*, 2001, 18: 1561–1563
- 24 Wang Y K, Xu F F, Huang T X, et al. Relativistic density functional theory in nuclear physics (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2023, 68: 1074–1081 [王亚坤, 许方方, 黄天行, 等. 原子核相对论密度泛函理论. *科学通报*, 2023, 68: 1074–1081]
- 25 Mazzocco M, Keeley N, Boiano A, et al. Elastic scattering for the ^8B and $^7\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$ systems at near-Coulomb barrier energies. *Phys Rev C*, 2019, 100: 024602
- 26 Liu Z H, Zhang X Z, Zhang H Q. Nuclear halo and its scaling laws. *Phys Rev C*, 2003, 68: 024305
- 27 Wei Y B, Ma Y G, Shen W Q, et al. Exploring binding energy and separation energy dependences of HBT strength. *Phys Lett B*, 2004, 586: 225–231
- 28 Cao X G, Cai X Z, Ma Y G, et al. Nucleon-nucleon momentum-correlation function as a probe of the density distribution of valence neutrons in

- neutron-rich nuclei. *Phys Rev C*, 2012, 86: 044620
- 29 Zhang J C, Sun B H, Tanihata I, et al. A new approach for deducing rms proton radii from charge-changing reactions of neutron-rich nuclei and the reaction-target dependence. *Sci Bull*, 2024, 69: 1647–1652
 - 30 Chen J, Lou J L, Ye Y L, et al. Elastic scattering and breakup of ^{11}Be on protons at 26.9A MeV. *Phys Rev C*, 2016, 93: 034623
 - 31 Lou J L, Ye Y L, Pang D Y, et al. Quasielastic scattering of ^6He from ^{12}C at 82.3 MeV/nucleon. *Phys Rev C*, 2011, 83: 034612
 - 32 Fang D Q, Shen W Q, Feng J, et al. Measurements of total reaction cross sections for some light nuclei at intermediate energies. *Phys Rev C*, 2000, 61: 064311
 - 33 Cai X Z, Zhang H Y, Shen W Q, et al. Existence of a proton halo in ^{23}Al and its significance. *Phys Rev C*, 2002, 65: 024610
 - 34 Fang D Q, Guo W, Ma C W, et al. Examining the exotic structure of the proton-rich nucleus ^{23}Al . *Phys Rev C*, 2007, 76: 1601
 - 35 Jin S L, Wang J S, Yang Y Y, et al. Reaction mechanism of ^8B breakup at the Fermi energy. *Phys Rev C*, 2015, 91: 054617
 - 36 Duan F F, Yang Y Y, Wang K, et al. Scattering of the halo nucleus ^{11}Be from a lead target at 3.5 times the Coulomb barrier energy. *Phys Lett B*, 2020, 811: 135942
 - 37 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
 - 38 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
 - 39 Hansen P G, Jonson B. The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei. *Europhys Lett*, 1987, 4: 409–414
 - 40 Minomo K, Sumi T, Kimura M, et al. Determination of the structure of ^{31}Ne by a fully microscopic framework. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 052503
 - 41 Watanabe S, Minomo K, Shimada M, et al. Ground-state properties of neutron-rich Mg isotopes. *Phys Rev C*, 2014, 89: 044610
 - 42 Nakamura T, Kobayashi N, Kondo Y, et al. Halo structure of the island of inversion nucleus ^{31}Ne . *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 262501
 - 43 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
 - 44 Takechi M, Ohtsubo T, Fukuda M, et al. Interaction cross sections for Ne isotopes towards the island of inversion and halo structures of ^{29}Ne and ^{31}Ne . *Phys Lett B*, 2012, 707: 357–361
 - 45 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
 - 46 Horiuchi W, Inakura T, Nakatsukasa T, et al. Glauber-model analysis of total reaction cross sections for Ne, Mg, Si, and S isotopes with Skyrme-Hartree-Fock densities. *Phys Rev C*, 2012, 86: 024614
 - 47 Urata Y, Hagino K, Sagawa H. Reaction cross sections of the deformed halo nucleus ^{31}Ne . *Phys Rev C*, 2012, 86: 044613
 - 48 Takechi M, Ohtsubo T, Kuboki T, et al. Measurements of nuclear radii for neutron-rich Ne isotopes $^{28-32}\text{Ne}$. *Nucl Phys A*, 2010, 834: 412c–415c
 - 49 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
 - 50 Xu S Z, Zhang S S, Jiang X Q, et al. The complex momentum representation approach and its application to low-lying resonances in ^{17}O and $^{29,31}\text{F}$. *Nucl Sci Tech*, 2023, 34: (1): 45–52
 - 51 Zhang S S, Zhang W, Zhou S G, et al. Relativistic wave functions for single-proton resonant states. *Eur Phys J A*, 2007, 32: 43–49
 - 52 Glauber R J. Lectures in Theoretical Physics. New York: Interscience Publishers, 1959
 - 53 Zhao Y L, Ma Z Y, Chen B Q, et al. The promoted Glauber theory and its application in halo scattering (in Chineses). *High Energy Phys Nucl Phys*, 2001, 25: 506–513 [赵耀林, 马中玉, 陈宝秋, 等. 推广的Glauber理论及其在晕核散射中的应用. *高能物理与核物理*, 2001, 25: 506–513]
 - 54 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
 - 55 Zhou S G, Meng J, Ring P, et al. Neutron halo in deformed nuclei. *Phys Rev C*, 2010, 82: 011301
 - 56 Li L L, Meng J, Ring P, et al. Deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum. *Phys Rev C*, 2012, 85: 024312
 - 57 Chen Y, Li L L, Liang H Z, et al. Density-dependent deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum. *Phys Rev C*, 2012, 85: 067301
 - 58 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
 - 59 Sun X X, Zhou S G. Rotating deformed halo nuclei and shape decoupling effects. *Sci Bull*, 2021, 66: 2072–2078
 - 60 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
 - 61 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
 - 62 Sun X X. Deformed two-neutron halo in ^{19}B . *Phys Rev C*, 2021, 103: 054315
 - 63 Pan C, Zhang K Y, Zhang S Q. Nuclear magnetism in the deformed halo nucleus ^{31}Ne . *Phys Lett B*, 2024, 855: 138792
 - 64 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: 1–9

- 65 Takechi M, Suzuki S, Nishimura D, et al. Evidence of halo structure in ^{37}Mg observed via reaction cross sections and intruder orbitals beyond the island of inversion. [Phys Rev C](#), 2014, 90: 061305
- 66 Kobayashi N, Nakamura T, Kondo Y, et al. Observation of a p -wave one-neutron halo configuration in ^{37}Mg . [Phys Rev Lett](#), 2014, 112: 242501
- 67 Sharma M K, Panda R N, Sharma M K, et al. Search for halo structure in ^{37}Mg using the Glauber model and microscopic relativistic mean-field densities. [Phys Rev C](#), 2016, 93: 014322
- 68 Xu X D, Zhang S S, Signoracci A J, et al. Analytical continuation from bound to resonant states in the Dirac equation with quadrupole-deformed potentials. [Phys Rev C](#), 2015, 92: 024324
- 69 Xiong X Y, Pei J C, Zhang Y N, et al. Study of weakly-bound odd- A nuclei with quasiparticle blocking. [Chin Phys C](#), 2016, 40: 024101
- 70 Nakada H, Takayama K. Intertwined effects of pairing and deformation on neutron halos in magnesium isotopes. [Phys Rev C](#), 2018, 98: 011301
- 71 Kasuya H, Yoshida K. Hartree–Fock–Bogoliubov theory for odd-mass nuclei with a time-odd constraint and application to deformed halo nuclei. [Prog Theor Exp Phys](#), 2020, 2021: 013D01
- 72 Sun T T, Qian L, Chen C, et al. Green’s function method for the single-particle resonances in a deformed Dirac equation. [Phys Rev C](#), 2020, 101: 014321
- 73 Choudhary V, Horiuchi W, Kimura M, et al. Enormous nuclear surface diffuseness of Ne and Mg isotopes in the island of inversion. [Phys Rev C](#), 2021, 104: 054313
- 74 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
- 75 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
- 76 Kobayashi N. Spectroscopy of neutron-rich nuclei via inclusive breakup reactions. Doctor Dissertation. Tokyo: Tokyo Institute of Technology, 2013

Summary for “从微观结构到反应可观测量描述单中子晕核新进展”

Progress on the description of $1n$ halo nuclei from microscopic structures to reaction observables

Shisheng Zhang^{1*}, Jialin An^{1,2}, Kaiyuan Zhang³ & Xiangxiang Sun^{4,5}

¹ School of Physics, Beihang University, Beijing 100191, China

² Baoding Hospital of Beijing Children's Hospital, Capital Medical University, Baoding 071000, China

³ Institute of Nuclear Physics and Chemistry, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China

⁴ School of Nuclear Science and Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

⁵ Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

* Corresponding author, E-mail: zss76@buaa.edu.cn

With the development of radioactive ion beam physics, the exotic phenomena appear in exotic nuclei and arouse great interest, such as the inversion of islands on shell evolution, halo nuclei, cluster effect, etc. In this paper, we review the progress on $1n$ halo nuclei from both experimental and theoretical aspects. Taking the heavier and heaviest $1n$ p -wave halo nuclei ^{31}Ne and ^{37}Mg as examples, we study the effects from deformation, resonant states and pairing correlations in the formation of a halo nucleus via our newly developed approach.

Firstly, we utilized the analytical continuation of the coupling constant (ACCC) method, based on a relativistic mean field (RMF) structure theory with the Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) approximation—the RAB model, which includes the contributions from the single-particle resonant states around Fermi surface and the pairing correlations with the coupling of the bound states and resonant states. We modify the Glauber reaction model so that the densities from the microscopic theory can be directly used for the calculations and the results are improved by ~ 50 mb compared with those with multi-set of the Gaussian-fitted densities. In this way, we achieved a unified description from the microscopic structure to reaction observables for the case of neutron-rich isotopes on a carbon target and succeeded in the identification of $1n$ p -wave halo nucleus ^{31}Ne for the first time.

Furthermore, we adopted the deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum (DRHBc) incorporated with the Glauber model to study the effects from the deformation, discretized continuum and pairing correlations on the reaction observables. We found that the previous overestimated results are largely modified by 30% for the reaction cross sections, $1n$ removal cross sections and momentum distributions for halo nucleus ^{31}Ne on a carbon target and agree with the experimental data.

In this scheme, we computed the reaction cross sections of ^{37}Mg bombarding a carbon target at 240 MeV/nucleon and found that most of the results agree well with the experimental data within the uncertainty of 1σ . Our predicted increase of the cross section from ^{36}Mg to ^{37}Mg is twice than that from ^{34}Mg to ^{35}Mg , consistent with a halo structure in ^{37}Mg . Additionally, our calculated narrow longitudinal momentum distribution of ^{36}Mg residues from $^{37}\text{Mg}+^{12}\text{C}$ breakup reaction agree well with the data and imply a nuclear size much larger than ^{35}Mg . Moreover, our study shows a dominant p -wave contribution to the longitudinal momentum distribution, supporting the conclusion that ^{37}Mg is a p -wave halo nucleus.

In total, the spherical structure combined with the spherical reaction model (i.e., RAB+Glauber model) can comprehensively describe $1n$ halo nucleus ^{31}Ne , but overestimate the observables by 30%. The deformation effect is crucial for the improvement of the predictions. The DRHBc+Glauber model has turned out to be an efficient tool to unified describe the halo characteristics in ^{31}Ne and ^{37}Mg from nuclear structures to reaction dynamics, which casts a light on new $1n$ p -wave halo candidates in the near future.

halo, Glauber model, reaction cross section, longitudinal momentum distribution

doi: [10.1360/TB-2024-0967](https://doi.org/10.1360/TB-2024-0967)