第一性原理研究三体力对 ^{28}F 和 ^{29}Ne 低激发谱的影响

戴博, 李健国, 张爽, 王思敏, 许甫荣*

北京大学物理学院, 北京 100871

* 联系人, E-mail: frxu@pku.edu.cn

2021-03-31 收稿, 2021-04-25 修回, 2021-04-28 接受, 2021-04-29 网络版发表

国家重点研发计划(2018YFA0404401)和国家自然科学基金(11835001, 12035001, 11921006)资助

摘要 从手征有效场论的 N^3LO 两体和 N^2LO 三体核力出发, 采用第一性原理方法(开壳原子核多体微扰理论)计算了 ^{28}F 和 ^{29}Ne 的低激发能谱, 并以此研究手征三体力对反转岛区域原子核性质的影响. 通过对比采用纯两体与两体加三体力计算的 ^{28}F 和 ^{29}Ne 的低激发能谱, 发现手征三体力对反转岛内原子核基态宇称反转现象有着重要的贡献. 为了进一步探究三体力的影响, 系统计算了丰中子Ne同位素的偶偶核基态波函数中的组态成分. 结果显示, 三体力显著地加强了跨壳激发效应, 使理论计算与实验结果更加符合.

关键词 手征核力, 第一性原理计算, 三体力, 反转岛

原子核壳模型是研究核结构的主要方法之一^[1~4]. 通过将自旋轨道相互作用与谐振子势结合起来, 壳模型在解释 β 稳定线附近的原子核性质, 尤其在质子或中子数等于幻数(8、20、28、40或50等)的原子核中取得了巨大的成功. 然而, 这些幻数在整个核素图中并不具有普遍性. 实验发现, 在远离 β 稳定线的原子核区域, 这些闭壳性质消失了, 这些区域被称为“反转岛”(island of inversion, IOI)^[3~8]. 反转岛区域原子核的奇特现象为我们理解原子核内单粒子运动、多体关联和核子-核子相互作用提供了一个很好的平台.

大量的实验研究^[9~17]发现, 中子数 $N=20$ 附近的Ne和Mg等原子核的激发能谱、电磁跃迁、半径与双中子分离能等性质存在反常现象, 这些核构成的区域被称为 $N=20$ 的反转岛^[5]. 对于此反转岛内的原子核, 由于 p 子闯入轨道的影响, 闯入态对这些原子核基态以及低激发谱有重要贡献, 甚至是主导贡献, 导致部分原子核出现基态宇称反转的现象^[18,19]. 近年来实验发现, ^{29}Ne ^[18]和 ^{28}F ^[19]的基态宇称为负, 表明 ^{29}Ne 和 ^{28}F 在 $N=20$ 的反转

岛内. 这个发现扩展了人们对此反转岛区域的认识, 也为理论研究提供了更多的挑战.

关于反转岛区域原子核奇特性质的解释, 一直是理论研究的热点和难点. 在壳模型框架中, 通常需要在跨壳模型空间内计算这些原子核, 才能合理地描述这些原子核的奇特性质. 利用第一性原理研究反转岛附近原子核一直以来存在巨大的挑战, 因为第一性原理方法难以构建跨壳模型空间的有效相互作用. 近期, 吴强等人^[20,21]发展了开壳原子核多体微扰理论方法, 可以自洽地构建跨壳空间的有效哈密顿量来研究反转岛附近的原子核性质. 基于手征核力的第一性原理方法能够提供可靠的计算结果与理论预言, 同时三体力在手征有效场论框架下会自然地出现在 N^2LO ^[22]中. 大量的理论研究发现, 三体力对原子核的性质有重要的影响, 如对 ^{10}B 的低激发谱^[23,24]、氧同位素滴线位置^[25], 以及钙同位素链中壳演化^[26,27]、 ^{14}C 的 β 衰变^[28]等. 然而, 目前还比较缺乏关于三体力对反转岛区域原子核奇特性质影响的研究. Tsunoda等人^[29]根据extended

引用格式: 戴博, 李健国, 张爽, 等. 第一性原理研究三体力对 ^{28}F 和 ^{29}Ne 低激发谱的影响. 科学通报, 2021, 66: 3866–3872

Dai B, Li J G, Zhang S, et al. Effects of three-nucleon force on the low-lying states of ^{28}F and ^{29}Ne within *ab initio* calculations (in Chinese). Chin Sci Bull, 2021, 66: 3866–3872, doi: 10.1360/TB-2021-0317

Kuo-Krenciglowa method(EKK)方法, 基于现实核力两体力和三体力以及拟合得到的单粒子能量, 计算了 $N=20$ 区域原子核的性质. Miyagi等人^[30]利用原子核介质相似重整化群方法研究了 $N=20$ 反转岛现象.

本文基于手征有效场论的两体力和三体力, 利用第一性原理开壳原子核多体微扰理论, 自洽地构建跨壳模型空间内的有效哈密顿量, 研究反转岛区域原子核性质. 我们计算了 ^{28}F 与 ^{29}Ne 原子核低激发谱, 以及Ne同位素中跨壳激发成分, 研究了三体力对 $N=20$ 附近反转岛区域原子核性质的影响.

1 模型

第一性原理计算是基于现实核力的核多体理论计算. 对于 A 个核子的原子核多体系统, 其内禀的哈密顿量 H 表示为

$$H = \sum_{i=1}^A \left(1 - \frac{1}{A} \right) \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} + \sum_{i < j}^A \left(V_{\text{NN}}^{ij} - \frac{\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_j}{mA} \right) + \sum_{i < j < k}^A V_{\text{3N}}^{ijk}, \quad (1)$$

其中, $\mathbf{p}_i$ 是实验室坐标下的核子动量, m 是核子的质量, V_{NN} 表示两体力, V_{3N} 表示三体力. 对于两体相互作用 V_{NN} , 采用现实两体核力 N^3LO ^[31], 并使用相似重整化群^[32]的方法重整化到动量截断 $\lambda_{\text{SRG}} = 2.3 \text{ fm}^{-1}$. 对于三体相互作用 V_{3N} , 采用手征核力 N^2LO 三体力^[23,24,33]. 三体力中低能耦合常数 c_1, c_2, c_3 与两体力中相同, 而单 π 交换项和接触项对应参数的选取来自文献^[23], 对应于 $c_D = -1$ 和 $c_E = -0.34$. 现实核力的矩阵元在谐振子基矢下计算给出, 谐振子基矢的频率参数选择该区域常用的 $\hbar\omega = 14 \text{ MeV}$ ^[34-36], 两体力下谐振子相互作用截断到 $N_{\text{max}}^{(2)} = 2n + l = 12$, 三体力下谐振子相互作用由于计算限制, 本文中仅截断到 $N_{\text{max}}^{(3)} = 2n + l = 6$.

由于求解三体形式下的多体哈密顿量较为困难, 为了得到sd-pf模型空间的相互作用, 首先在谐振子基矢下选取 ^{16}O 参考态对三体力做正规乘积, 得到零体、单体、二体和三体部分, 其中正规化后的三体部分由于贡献较小, 在实际计算中可以忽略^[37]. 然后选取真空参考态对上述核力再次做正规乘积, 返回到真空态后表示为

$$V_{\text{3N}}^{\text{NO2B}} = \frac{1}{6} \sum_{abc} V_{\text{3N}}^{(abc,abc)} - \frac{1}{2} \sum_{pq} \sum_{ab} V_{\text{3N}}^{(qab,qab)} a_p^\dagger a_q + \frac{1}{4} \sum_{pqrs} \sum_a V_{\text{3N}}^{(pqar,rsa)} a_p^\dagger a_q^\dagger a_s a_r, \quad (2)$$

其中, a, b, c 分别是三体力哈密顿量在谐振子基矢下核

芯 ^{16}O 中的谐振子轨道, 而 p, q, r, s 则是全部的谐振子轨道. $a^\dagger$ 和 a 分别是二次量子化的产生和湮灭算符, $V_{\text{3N}}^{(abc,abc)}$ 表示对应的反对称化矩阵元 $\langle abc | V_{\text{3N}} | abc \rangle$, 其余同理. 这种处理三体力的方法也被广泛地应用在第一性原理计算中^[37].

对于正规化后的哈密顿量, 要严格求解是非常困难的, 尤其对于较重的开壳原子核. 因此, 在第一性原理计算中引入壳模型思想, 可以利用相似变换将全空间的哈密顿量退耦合, 得到较小模型空间内的有效哈密顿量, 在保持可观测量不变的同时降低了多体量子系统求解的复杂度. 该思想已被成功应用于开壳原子核计算中, 如开壳原子核多体微扰理论(many-body perturbation theory, MBPT)^[35,38-41]、价空间-介质中的相似重整化群^[42]和集团簇壳模型^[43]等第一性原理方法. 本文将利用开壳原子核多体微扰理论导出跨壳模型空间内的现实核力有效哈密顿量.

第一性原理方法通常采用Hartree-Fock(HF)基矢来构建有效相互作用, 这是由于HF基矢下的多体微扰理论可以自洽给出单粒子能^[20]. 这里, HF势是通过上述正规化后的哈密顿量来提取的, 以构建完备的HF基矢. 在开壳微扰理论计算中, HF基矢下的单体和两体相互作用(H_0 和 H_1)可以通过非简并的EKK方法^[44]将其构建为sd-pf模型空间内的有效哈密顿量, 表示为

$$H_{\text{eff}}^{(n)} = PH_0P + Q(E) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k!} \frac{d^k Q(E)}{dE^k} \{H_{\text{eff}}^{(n-1)} - E\}^k, \quad (3)$$

其中, k 表示第 k 阶导数; E 是起始能量, 为一个中间量, 对计算结果影响很小^[35,39], 实际计算中选取 $E = -20 \text{ MeV}$. Q -box定义为

$$Q(E) = PH_1P + PH_1Q \frac{1}{E - QH_0Q} QH_1P, \quad (4)$$

其中, P 和 Q 分别表示模型空间和模型空间以外的空间, 满足 $P+Q=1$. 在实际计算中, Q -box通过幂级数展开 H_1 的方式来进行微扰计算, 本文中将其计算到三阶^[20,45]. 该方法可以自洽地计算模型空间内单粒子轨道的单粒子能与两体相互作用, 从而利用壳模型方法来计算原子核的其他性质. 在实际的壳模型计算中, 我们使用KSHELL程序^[46].

2 计算结果与讨论

分别用 N^3LO 两体力(记作NN)和 N^3LO 两体+ N^2LO

三体力(记作NN+3N)的手征核力, 计算了中子数 $N=19$ 接近滴线区的原子核 ^{28}F 和 ^{29}Ne 的低激发谱. 计算得到的有效哈密顿量中的单粒子能如表1所示. 可以看到, 三体力对 $0d_{3/2}$ 和 $1p_{3/2}$ 两条轨道的位置有着显著的影响. 将单粒子能与SDPF-MU^[47]中的单粒子能和 ^{17}O 的实验单粒子能^[48]进行对比. SDPF-MU相互作用常被用于该区域原子核结构的计算, 如对 ^{28}F ^[19]和 $^{27,29}\text{F}$ ^[49]的计算. 在实际的壳模型求解中, 采用最多5个核子(包括质子和中子)占据pf轨道的组态截断, 也称为 $5\hbar\omega$ 截断. 最新的实验研究^[19]发现, ^{28}F 的基态为负宇称的 4^- 态, 正宇称的能级位于基态之上约800 keV, 表明 ^{28}F 位于中子数 $N=20$ 反转岛内, 拓展了 $N=20$ 反转岛区域. 基于第一性原理, 分别使用NN与NN+3N的手征核力, 对 ^{28}F 的低激发谱进行相关计算, 并将计算结果与最新实验数据以及唯象壳模型SDPF-U-MIX^[50]相互作用的计算结果相比较(图1). 当仅使用NN两体相互作用时, 正宇称基态 2^+ 态和负宇称基态 4^- 态之间存在较大的间距, 表明NN两体相互作用给出的sd与pf壳层之间存在较大的间隙, 如表1所示. 其中, $0d_{3/2}$ 轨道能量低于 $1p_{3/2}$ 轨道, 大约0.74 MeV. 当包含三体力后, 计算结果得到极大改善, 负宇称态 4^- 下降了大约3.5 MeV, 仅比正宇称基态 2^+ 高约130 keV. 这也与表1中单粒子能结果一致. 考虑三体力后, $0d_{3/2}$ 和 $1p_{3/2}$ 轨道发生了反转, $0d_{3/2}$ 轨道能量高于 $1p_{3/2}$ 轨道大约0.88 MeV. 我们的计算表明, 三体力对滴线区原子核的能谱有着重要的影响.

实验上, ^{28}F 为非束缚原子核, 其单中子分离能为 -198 keV. 在我们的现实核力计算中, 不包含三体力时,

表 1 基于NN和NN+3N手征核力, 利用多体微扰理论构建有效哈密顿量中的单粒子能. 结果与SDPF-MU^[47]的单粒子能和 ^{17}O 中的实验单粒子能^[48]对比(单位: MeV)

Table 1 Based on the chiral interaction of NN and NN+3N, the single-particle energies of the effective Hamiltonian are calculated by MBPT. The results are compared with the single-particle energies of SDPF-MU^[47] and the experimental data in ^{17}O ^[48] (unit: MeV)

单粒子能 (中子)	NN	NN+3N	SDPF-MU	^{17}O 实验
$0d_{5/2}$	-6.08	-4.11	-3.95	-4.14
$0d_{3/2}$	2.39	3.71	1.65	0.94
$1s_{1/2}$	-4.83	-2.10	-3.16	-3.27
$0f_{7/2}$	7.82	6.05	5.06	
$0f_{5/2}$	9.77	8.83	10.02	
$1p_{3/2}$	3.13	2.83	1.18	
$1p_{1/2}$	3.93	3.74	1.90

图 1 分别使用NN和NN+3N的手征核力计算 ^{28}F 的低激发谱, 并与唯象相互作用SDPF-U-MIX^[50]计算结果和实验结果^[19]进行比较

Figure 1 The chiral interactions of NN and NN+3N are used to calculate the low-excitation spectrum of ^{28}F , respectively, and compared with the calculated results of phenomenological interaction SDPF-U-MIX^[50] and experiments^[19]

^{28}F 为束缚的, 所得的单中子分离能为2.925 MeV, 而包含三体力后, ^{28}F 的情况大大改善, 单中子分离能变为 -1.301 MeV. 结果表明, 三体力对滴线区原子核的结合能有着重要的作用, 这也与以前的工作^[25,36]一致. 唯象相互作用SDPF-U-MIX给出的基态与实验一致, 基于NN+3N的计算结果与唯象相互作用SDPF-U-MIX的计算结果比较接近.

同时, 我们也计算了 ^{28}F 同中子异核素 ^{29}Ne 的低激发谱的性质(图2), 并与实验数据以及其他理论计算结果相比较. 与 ^{28}F 的结果类似, 基于NN两体相互作用的计算结果给出的基态为正宇称的 $3/2^+$ 态, 而且与负宇称基态 $3/2^-$ 之间存在较大的间距, 约3.4 MeV. 引入三体力后, 计算结果得到极大改善, 负宇称态下降了大约3.5 MeV, 比正宇称基态 $3/2^+$ 低约18 keV, 给出了与最新实验一致的基态宇称^[18]. 同时, 我们的计算结果也与唯象相互作用SDPF-U-MIX壳模型计算结果相似.

^{28}F 为非束缚原子核, 其单中子分离能为 -198 keV^[19], 而 ^{29}Ne 为束缚原子核, 其单中子分离能约为970 keV^[51,52]. 在这些弱束缚与非束缚原子核中, 连续态效应通常扮演着非常重要的作用^[39,43,53-55], 而非束缚原子核连续态效应的耦合通常比弱束缚原子核更强. 基于NN+3N的计算能很好地描述 ^{29}Ne 的基态宇称, 但对 ^{28}F 基态存在较小的差异. 这可能是由于连续态效应的缺乏, 导致我们的计算结果在 ^{28}F 这一非束缚原子核中与实验数据之间产生一定的差异.

另一方面, 我们也计算了 ^{28}F 与 ^{29}Ne 中的组态成分,

图2 分别使用NN和NN+3N的手征核力计算 ^{29}Ne 的低激发谱, 并与唯象相互作用SDPF-U-MIX^[50]计算结果和实验结果^[18]进行比较
Figure 2 The chiral interactions of NN and NN+3N are used to calculate the low-excitation spectrum of ^{29}Ne , respectively, and compared with the calculated results of phenomenological interaction SDPF-U-MIX^[50] and experiments^[18]

便于分析组态中的跨壳激发效应. 在不含三体力时, 计算给出 ^{28}F 的 2_1^+ 态中 $0\hbar\omega$ 成分占比为92%, ^{29}Ne 的 $3/2_1^+$ 态中 $0\hbar\omega$ 成分占比为93%, 表明pf轨道对这两个正宇称组态的影响较小, 跨壳影响不显著. 加入三体力后, ^{28}F 的 2_1^+ 态中 $0\hbar\omega$ 成分占比为68%, $2\hbar\omega$ 激发组态成分占比为32%, ^{29}Ne 的 $3/2_1^+$ 态中 $0\hbar\omega$ 组态成分占比为23%, $2\hbar\omega$ 组态成分占比为75%, 表明三体力加强了组态中pf轨道与sd轨道的关联, 增强了跨壳激发效应, 尤其在 ^{29}Ne 的 $3/2_1^+$ 态中, $2\hbar\omega$ 激发组态成分占据主导作用. 基于NN+3N给出的 ^{28}F 与 ^{29}Ne 负宇称基态中, $1\hbar\omega$ 组态贡献分别为91%和92%, 表明负宇称基态 $1\hbar\omega$ 激发占主导.

为了进一步描述三体力对 $N=20$ 壳层结构的影响, 分别用NN和NN+3N的手征核力计算了Ne链中 $A=20\sim 34$ 的偶 A 核基态组态成分(图3), 并将计算结果与唯象相互作用SDPF-MU^[47]计算的结果相对比. 使用NN相互作用的计算显示, 这些原子核中 $0\hbar\omega$ 激发均占主导. 当计算中包括三体力时, 在中子数 $N=20$ 附近的原子核中有较强的 $2\hbar\omega$ 激发的成分, 在 ^{30}Ne 的基态中 $2\hbar\omega$ 激发占主导, 这也与SDPF-MU唯象相互作用的

图3 (网络版彩色)分别使用NN和NN+3N的手征核力计算丰中子Ne同位素基态的组态成分, 并与唯象相互作用SDPF-MU^[47]计算结果进行对比
Figure 3 (Color online) The chiral interactions of NN and NN+3N are used to calculate the configuration components of the ground states of neutron-rich Ne isotopes. The results are compared with phenomenological interaction SDPF-MU^[47] calculations

计算结果相似. SDPF-MU的计算结果中, ^{26}Ne 中有明显的 $2\hbar\omega$ 激发, 而基于NN+3N的第一性原理计算给出, ^{26}Ne 中 $2\hbar\omega$ 成分很小.

3 结论

基于手征有效场论的 $N^3\text{LO}$ 两体和 $N^2\text{LO}$ 三体核力, 在Hartree-Fock基矢下利用第一性原理开壳原子核多体微扰理论, 研究了三体力对 $N=20$ 附近反转岛区域原子核的影响, 尤其对具有奇异基态宇称的原子核 ^{28}F 和 ^{29}Ne 进行了细致的研究. 三体力的引入极大地改善了 ^{28}F 与 ^{29}Ne 中正负宇称基态之间的间距, 给出了与实验接近的计算结果. 此外, 我们研究了 $N=20$ 附近原子核组态的跨壳耦合结构, 发现三体力加强了 ^{28}F 和 ^{29}Ne 正宇称基态的 $2\hbar\omega$ 激发成分. 对于偶偶核 ^{28}Ne 、 ^{30}Ne 和 ^{32}Ne , 也给出了对应的反转岛性质, 与唯象相互作用SDPF-MU具有类似的结果. 三体力可以增强组态中跨壳效应的成分, 对描述反转岛区域的原子核奇特性有着非常重要的影响.

参考文献

- 1 Mayer M G. On closed shells in nuclei. II. *Phys Rev*, 1949, 75: 1969–1970
- 2 Haxel O, Jensen J H D, Suess H E. On the “magic numbers” in nuclear structure. *Phys Rev*, 1949, 75: 1766
- 3 Caurier E, Martínez-Pinedo G, Nowacki F, et al. The shell model as a unified view of nuclear structure. *Rev Mod Phys*, 2005, 77: 427–488

- 4 Otsuka T, Gade A, Sorlin O, et al. Evolution of shell structure in exotic nuclei. *Rev Mod Phys*, 2020, 92: 015002
- 5 Warburton E K, Becker J A, Brown B A. Mass systematics for $A=29-44$ nuclei: The deformed $A\sim 32$ region. *Phys Rev C*, 1990, 41: 1147-1166
- 6 Iwasaki H, Dewald A, Fransen C, et al. Low-lying neutron intruder state in ^{13}B and the fading of the $N=8$ shell closure. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 202502
- 7 Force C, Grévy S, Gaudefroy L, et al. Prolate-spherical shape coexistence at $N=28$ in ^{44}S . *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 102501
- 8 Crawford H L, Clark R M, Fallon P, et al. Quadrupole collectivity in neutron-rich Fe and Cr isotopes. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 242701
- 9 Thibault C, Klapisch R, Rigaud C, et al. Direct measurement of the masses of ^{11}Li and $^{26-32}\text{Na}$ with an on-line mass spectrometer. *Phys Rev C*, 1975, 12: 644-657
- 10 Détraz C, Guillemaud D, Huber G, et al. Beta decay of $^{27-32}\text{Na}$ and their descendants. *Phys Rev C*, 1979, 19: 164-176
- 11 Guillemaud-Mueller D, Détraz C, Langevin M, et al. β -decay schemes of very neutron-rich sodium isotopes and their descendants. *Nucl Phys A*, 1984, 426: 37-76
- 12 Motobayashi T, Ikeda Y, Ieki K, et al. Large deformation of the very neutron-rich nucleus ^{32}Mg from intermediate-energy Coulomb excitation. *Phys Lett B*, 1995, 346: 9-14
- 13 Iwasaki H, Motobayashi T, Sakurai H, et al. Large collectivity of ^{34}Mg . *Phys Lett B*, 2001, 522: 227-232
- 14 Yordanov D T, Kowalska M, Blaum K, et al. Spin and magnetic moment of ^{33}Mg : Evidence for a negative-parity intruder ground state. *Phys Rev Lett*, 2007, 99: 212501
- 15 Wimmer K, Kröll T, Krücken R, et al. Discovery of the shape coexisting 0^+ state in ^{32}Mg by a two neutron transfer reaction. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 252501
- 16 Doornenbal P, Scheit H, Takeuchi S, et al. In-beam γ -ray spectroscopy of $^{34,36,38}\text{Mg}$: Merging the $N=20$ and $N=28$ shell quenching. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 212502
- 17 Doornenbal P, Scheit H, Takeuchi S, et al. Mapping the deformation in the “island of inversion”: Inelastic scattering of ^{30}Ne and ^{36}Mg at intermediate energies. *Phys Rev C*, 2016, 93: 044306
- 18 Liu H N, Lee J, Doornenbal P, et al. Intruder configurations in the ground state of ^{30}Ne . *Phys Lett B*, 2017, 767: 58-62
- 19 Revel A, Sorlin O, Marqués F M, et al. Extending the southern shore of the island of inversion to ^{28}F . *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 152502
- 20 Wu Q, Xu F R, Hu B S, et al. Perturbation calculations of nucleon-nucleon effective interactions in the Hartree-Fock basis. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2019, 46: 055104
- 21 Wu Q, Xu F R. Hartree-Fock Gamow basis from realistic nuclear forces (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2018, 63: 2876-2882 [吴强, 许甫荣. 现实核力Hartree-Fock Gamow基矢计算. 科学通报, 2018, 63: 2876-2882]
- 22 Epelbaum E, Hammer H W, Meißner U G. Modern theory of nuclear forces. *Rev Mod Phys*, 2009, 81: 1773-1825
- 23 Navrátil P, Gueorguiev V G, Vary J P, et al. Structure of $A=10-13$ nuclei with two- plus three-nucleon interactions from chiral effective field theory. *Phys Rev Lett*, 2007, 99: 042501
- 24 Fukui T, De Angelis L, Ma Y Z, et al. Realistic shell-model calculations for p-shell nuclei including contributions of a chiral three-body force. *Phys Rev C*, 2018, 98: 044305
- 25 Otsuka T, Suzuki T, Holt J D, et al. Three-body forces and the limit of oxygen isotopes. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 032501
- 26 Hagen G, Hjorth-Jensen M, Jansen G R, et al. Evolution of shell structure in neutron-rich calcium isotopes. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 032502
- 27 Holt J D, Otsuka T, Schwenk A, et al. Three-body forces and shell structure in calcium isotopes. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2012, 39: 085111
- 28 Maris P, Vary J P, Navrátil P, et al. Origin of the anomalous long lifetime of ^{14}C . *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 202502
- 29 Tsunoda N, Otsuka T, Shimizu N, et al. Exotic neutron-rich medium-mass nuclei with realistic nuclear forces. *Phys Rev C*, 2017, 95: 021304
- 30 Miyagi T, Stroberg S R, Holt J D, et al. *Ab initio* multishell valence-space Hamiltonians and the island of inversion. *Phys Rev C*, 2020, 102: 034320
- 31 Entem D R, Machleidt R. Accurate charge-dependent nucleon-nucleon potential at fourth order of chiral perturbation theory. *Phys Rev C*, 2003, 68: 041001
- 32 Bogner S K, Furnstahl R J, Perry R J. Similarity renormalization group for nucleon-nucleon interactions. *Phys Rev C*, 2007, 75: 061001
- 33 Ma Y Z, Coraggio L, De Angelis L, et al. Contribution of chiral three-body forces to the monopole component of the effective shell-model Hamiltonian. *Phys Rev C*, 2019, 100: 034324
- 34 Simonis J, Hebeler K, Holt J D, et al. Exploring sd-shell nuclei from two- and three-nucleon interactions with realistic saturation properties. *Phys Rev C*, 2016, 93: 011302
- 35 Sun Z H, Wu Q, Zhao Z H, et al. Resonance and continuum Gamow shell model with realistic nuclear forces. *Phys Lett B*, 2017, 769: 227-232
- 36 Ma Y Z, Xu F R, Coraggio L, et al. Chiral three-nucleon force and continuum for dripline nuclei and beyond. *Phys Lett B*, 2020, 802: 135257
- 37 Roth R, Binder S, Vobig K, et al. Medium-mass nuclei with normal-ordered chiral NN+3N interactions. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 052501
- 38 Li J G, Hu B S, Wu Q, et al. Neutron-rich calcium isotopes within realistic Gamow shell model calculations with continuum coupling. *Phys Rev C*, 2020, 102: 034302

- 39 Hu B S, Wu Q, Li J G, et al. An *ab-initio* Gamow shell model approach with a core. *Phys Lett B*, 2020, 802: 135206
- 40 Ma Y Z, Xu F R, Michel N, et al. Continuum and three-nucleon force in Borromean system: The ^{17}Ne case. *Phys Lett B*, 2020, 808: 135673
- 41 Geng Y F, Ma Y Z, Li J G, et al. Realistic Gamow shell-model calculations for neutron-rich carbon isotopes (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2019, 64: 2037–2042 [耿一方, 马远卓, 李健国, 等. 现实核力Gamow壳模型计算丰中子碳同位素. 科学通报, 2019, 64: 2037–2042]
- 42 Bogner S K, Hergert H, Holt J D, et al. Nonperturbative shell-model interactions from the in-medium similarity renormalization group. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 142501
- 43 Sun Z H, Morris T D, Hagen G, et al. Shell-model coupled-cluster method for open-shell nuclei. *Phys Rev C*, 2018, 98: 054320
- 44 Takayanagi K. Effective interaction in non-degenerate model space. *Nucl Phys A*, 2011, 852: 61–81
- 45 Hjorth-Jensen M, Kuo T T S, Osnes E. Realistic effective interactions for nuclear systems. *Phys Rep*, 1995, 261: 125–270
- 46 Shimizu N. Nuclear shell-model code for massive parallel computation, “KSHELL”. 2013, arXiv: [1310.5431](https://arxiv.org/abs/1310.5431)
- 47 Utsuno Y, Otsuka T, Brown B A, et al. Shape transitions in exotic Si and S isotopes and tensor-force-driven Jahn-Teller effect. *Phys Rev C*, 2012, 86: 051301
- 48 Tilley D R, Weller H R, Cheves C M. Energy levels of light nuclei $A=16$ –17. *Nucl Phys A*, 1993, 564: 1–183
- 49 Bagchi S, Kanungo R, Tanaka Y K, et al. Two-neutron halo is unveiled in ^{29}F . *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 222504
- 50 Caurier E, Nowacki F, Poves A. Merging of the islands of inversion at $N=20$ and $N=28$. *Phys Rev C*, 2014, 90: 014302
- 51 Jurado B, Savajols H, Mittag W, et al. Mass measurements of neutron-rich nuclei near the $N=20$ and 28 shell closures. *Phys Lett B*, 2007, 649: 43–48
- 52 Wang M, Audi G, Wapstra A H, et al. The Ame2012 atomic mass evaluation. *Chin Phys C*, 2012, 36: 1603–2014
- 53 Michel N, Nazarewicz W, Płoszajczak M, et al. Shell model in the complex energy plane. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2009, 36: 013101
- 54 Li J G, Michel N, Hu B S, et al. *Ab initio* no-core Gamow shell-model calculations of multineutron systems. *Phys Rev C*, 2019, 100: 054313
- 55 Li J G, Michel N, Zuo W, et al. Unbound spectra of neutron-rich oxygen isotopes predicted by the Gamow shell model. *Phys Rev C*, 2021, 103: 034305

Summary for “第一性原理研究三体力对 ^{28}F 和 ^{29}Ne 低激发谱的影响”

Effects of three-nucleon force on the low-lying states of ^{28}F and ^{29}Ne within *ab initio* calculations

Bo Dai, Jianguo Li, Shuang Zhang, Simin Wang & Furong Xu*

School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China

* Corresponding author, E-mail: frxu@pku.edu.cn

One of the most interesting anomalies in nuclear physics is the island of inversion (IOI), which indicates that the magic numbers disappear. It provides a good platform to understand single-particle motion, many-body correlation, and nucleon-nucleon interaction. In neutron-rich isotopes near $N=20$ area, many experiments have found that the spectra, electromagnetic transitions, radii, and two-neutron separation energies of these nuclei are abnormal. This region is called the $N=20$ IOI, because it is characterized by neutron particle-hole excitations related to deformation from the $1s0d$ shell into the $1p0f$ shell across the $N=20$ shell gap. Recent experiments show that the ground states of ^{29}Ne and ^{28}F have negative parities, indicating that these two nuclei are within the $N=20$ IOI. This provides new opportunities and challenges for theoretical models in this area.

With the standard shell model, the $N=20$ IOI has been proved by many works to have a strong cross-shell effect between $1s0d$ and $1p0f$ shells. They proposed that the tensor force and three-nucleon force should have an important influence on the microscopic description of neutron-rich nuclei in this area, especially in Ne and Mg isotopes. However, the $N=20$ IOI is still rarely studied in *ab initio* calculations. Recently, an extension of the *ab initio* valence-space in-medium similarity renormalization group method was presented to study the physics of neutron-rich nuclei by Miyagi et al.

In the present paper, based on chiral force including nucleon-nucleon and three-nucleon force, we have performed *ab initio* calculations for the low-lying states of ^{28}F and ^{29}Ne , focusing on the relative excitation energies of the positive- and negative-parity states in these nuclei. In order to study the effect of three-nucleon force on the $N=20$ IOI, we use nucleon-nucleon force at $N^3\text{LO}$ with or without three-nucleon force at $N^2\text{LO}$ in our calculations. Using the open-shell many-body perturbation theory, the cross shell sd - pf realistic effective Hamiltonian, including single-particle energies and effective two-body interactions, is constructed self-consistently without introducing parameters. The constructed effective Hamiltonian is diagonalized with the shell model method. In shell model calculation, we use a truncation with up to five nucleons (including protons and neutrons) occupying the pf orbit. The low-lying states of ^{28}F and ^{29}Ne are calculated with NN and $\text{NN}+3\text{N}$ interactions. The results show that three-nucleon force is important in the descriptions of low-lying states of ^{28}F and ^{29}Ne , especially in ^{29}Ne while the first negative state turned to be ground state due to the three-nucleon force. Our calculations give that three-nucleon force gives large effects for the relative position between the $0d_{3/2}$ and $1p_{3/2}$ single-particle orbitals, causing the two orbitals to reverse. Furthermore, the configurations of low-lying states of ^{28}F and ^{29}Ne are calculated within our *ab initio* calculations with $\text{NN}+3\text{N}$ interaction. The results give that the lowest positive and negative parity states in ^{28}F and ^{29}Ne are dominated by $2\hbar\omega$ and $1\hbar\omega$ components, respectively.

We have also calculated the configurations of the ground state in neutron-rich even-even Ne isotopes, and the results indicate that the three-nucleon force could enhance the cross-shell excitations in the nuclei in the vicinity of IOI, which is essential for the exotic properties of these nuclei. Furthermore, we have also performed the phenomenological shell model calculations with SDPF-MU effective interactions, and the results are similar to our *ab initio* calculations including three-nucleon force.

chiral force, *ab initio* calculation, three-nucleon force, island of inversiondoi: [10.1360/TB-2021-0317](https://doi.org/10.1360/TB-2021-0317)