УДК 539.14

**Исследование мультинейтронных систем методом SS-HORSE–NCSM**

**А.И. Мазур1, М.К. Ефименко1, И.А. Мазур2,**

**А.М. Широков3, В.А. Куликов3, И.Дж. Шин4, Дж.П. Вэри5**

*1Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)*

*2Center for Exotic Nuclear Studies, Institute for Basic Science ( Daejeon, Republic of Korea)*

*3Научно-исследовательский институт имени Д. В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова (г. Москва)*

*4Insitute for Rare Isotope Science, Institute for Basic Science (Daejeon, Republic of Korea)*

*5Department of Physics and Astronomy Iowa State University (Ames, USA)*

*Метод описания состояний непрерывного спектра SS-HORSE–NCSM обобщен на случай демократического распада на нечетное число тел в отсутствие отталкивающего кулоновского взаимодействия и применен для поиска резонансных состояний в системе трех нейтронов (тринейтрон) на основе расчетов ab initio в No-Core Shell Model с реалистическими NN-потенциалами. Предсказаны два перекрывающихся резонанса со спин-четностью 3/2− и 1/2−. Резонансы проявляются только в расчетах с “мягкими” взаимодействиями, в случае “жестких” взаимодействий низколежащих относительно узких резонансов обнаружено не было.*

Интерес к теоретическим и экспериментальным исследованиям мультинейтронных систем резко возрос после экспериментального наблюдения тетранейтронного резонанса. Актуальность исследований обусловлена тем, что изучение мультинейтронных систем позволит уточнить природу взаимодействия между нейтронами, так как прямые эксперименты по нейтрон-нейтронному рассеянию невозможны.

Мы исследуем мультинейтронные системы в развитом нами подходе SS-HORSE–NCSM (Single State Harmonic Oscillator Representation of the Scattering Equations) [1 – 7], в котором описание состояний непрерывного спектра проводится на основе расчетов в ядерной модели оболочек без инертного кора (No-Core Shell Model, NCSM) [8]. Все расчеты в NCSM проводятся без каких-либо модельных приближений с использованием реалистических NN-взаимодействий. Преимущество SS-HORSE–NCSM по сравнению с другими подходами, обобщающими NCSM на задачи непрерывного спектра, заключается в том, что для расчета характеристик рассеяния и резонансных параметров достаточно знать только собственные энергии матрицы гамильтониана, то есть отсутствует необходимость дополнительных сложных вычислений. Метод был успешно применен для описания резонансных состояний ядер 5He [1], 5Li [5], 7He [6] и 9Li [7], проявляющихся в реакциях рассеяния нуклонов на легких ядрах, на основе расчетов в NCSM с реалистическими моделями NN-взаимодействия JISP16 [9] и Daejeon16 [10].

В работе [11] мы обобщили метод SS-HORSE–NCSM на задачи истинно многочастичного рассеяния с четным числом частиц и для исследования демократического распада по каналам с четным числом фрагментов и применили его для поиска резонанса в тетранейтроне [11, 12]. Под истинно многочастичным рассеянием и демократическим распадом на несколько фрагментов мы понимаем такие процессы, в которых ни одна из пар фрагментов не образует связанных состояний. Возможность существования резонанса тетранейтрона была экспериментально подтверждена в работе [13]. Отметим, что в работе [6] резонансные состояния в 7He также были рассмотрены в канале демократического распада на 4He и три нейтрона.

Более сложной задачей оказалось обобщение метода SS-HORSE–NCSM на задачи истинно многочастичного рассеяния с нечетным числом частиц [14]. Системы, распадающиеся на нечетное число фрагментов, характеризуются полуцелым эффективным орбитальным моментом. Как следствие S-матрица обладает более сложными аналитическими свойствами. В частности, она является многолистной функцией комплексного импульса.

Экспериментальные исследования системы трех нейтронов начались в 60-х годах XX века. Подробную историю поиска связанных и резонансных состояний в системе трех нейтронов можно найти в обзорах [15, 16] (см. также ссылки в этих работах). Главным итогом всех многочисленных экспериментов является отсутствие связанного состояния тринейтрона, но при этом не исключается резонансное состояние.

В работах [15, 16] также рассматривается история теоретического исследования системы трех нейтронов. Позже этого обзора появились новые работы, посвященные этой теме. Среди них нельзя не отметить недавние исследования на основе моделей реалистических нуклон-нуклонных (NN) взаимодействий [17, 18, 19]. В исследованиях [17, 18] не было найдено резонансного состояния тринейтрона. В работе [19] в рамках *ab initio* Гамовской модели оболочек без инертного кора предсказан резонанс при энергии 1,29 MэВ с шириной 0,91 МэВ.

Мы исследовали возможность существования резонансов в системе трех нейтронов в подходе SS-HORSE–NCSM. С этой целью в NCSM были проведены расчеты энергий нижайших состояний с различными реалистическими нуклон-нуклонными потенциалами: “мягкими” Daejeon 16 [10], JISP16 [9] и Idaho N3LO [20], регуляризованным методом ренорм-группы SRG (similarity renormalization group) [21,22], а также с “жесткими” голыми NN-потенциалами, полученными в киральной эффективной теории поля: Idaho N3LO [20] и LENPIC N4LO [23]. Для всех перечисленных взаимодействий были произведены расчеты в NCSM с максимальным числом квантов возбуждения $N\_{max}$ в диапазоне от 4 до 20 и параметром $ℏΩ$ осцилляторного базиса в пределах от 2 МэВ до 50 МэВ.

Минимальное число осцилляторных квантов в тринейтроне $N\_{min}=1$. Так как число квантов в 6-мерном гармоническом осцилляторе определяется формулой $N=2n+K$, где $n$ – радиальное квантовое число, то минимальное значение гипермомента, которое мы использовали при анализе, $K\_{min}=1$. Состояния с более высокими значениями $K$ подавлены центробежным барьером.

Энергии нижайшего состояния (имеющего спин-четность $3/2^{-}$), рассчитанные в МОБИК с NN -взаимодействием Daejeon16 [10], представлены на левой панели рис. 1. На правой панели показаны соответствующие сдвиги фаз истинно многочастичного рассеяния [14]. Видно, что с ростом $N\_{max}$ наблюдается сходимость рассчитанных сдвигов фаз и они начинают формировать единую общую кривую, характерную для резонансного поведения.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| *Рис. 1.* Слева: энергии нижайшего состояния $3/2^{-}$ тринейтрона, рассчитанные в NCSM с *NN*- взаимодействием Daejeon16. Справа: сдвиги фаз истинного многочастичного рассения. |

В методе SS-HORSE–NCSM на основе расчетов в модели оболочек без инертного кора с реалистическими NN-взаимодействиями JISP16, Daejeon16 и с SRG-смягченным NN-взаимодействием киральной эффективной теории поля Idaho N3LO исследованы резонансные состояния тринейтрона. Также была исследована возможность существования низколежащих резонансов тринейтрона в расчетах с «жесткими» исходными NN-потенциалами киральной эффективной теории поля.

 Для всех “мягких” взаимодействий мы получили примерно одинаковые результаты, заключающиеся в наличии двух широких ($Γ∼0,9$ МэВ) перекрывающихся низколежащих $3/2^{-}$ и $1/2^{-}$ резонансов с энергией $E\_{r}∼0,5$ МэВ, в то время как для “жестких” потенциалов низколежащие резонансы не наблюдаются. Мы не использовали трехнуклонные силы, так как на данный момент такого взаимодействия для суммарного изоспина $T=3/2$ не существует. В этом смысле использование NN-взаимодействия Daejeon16 является более оправданным в силу того, что это взаимодействие основано на киральной эффективной теории поля и с помощью off-shell вариаций подогнано для хорошего описания стабильных состояний ядер вплоть до 16O и неявно содержит в себе NNN-силы. Потенциал JISP16, который также не требует трехчастичных сил, дает результаты очень близкие к результатам регуляризованного с помощью SRG взаимодействия Idaho N3LO.

Энергии резонансов, полученных для тринейтрона, лежат ниже энергий резонанса тетранейтрона, предсказанного нами в подходе SS-HORSE–NCSM, что согласуются с выводами, полученными на основе результатов в гамовской модели оболочек без инертного кора.

Наши вычисления приводят к меньшей энергии, чем предсказания других авторов в гамовской модели без инертного кора ($E\_{r}=1,11(21)$ МэВ) (табл.). В то же время ширина, полученная нами с взаимодействием Daejeon16, с учетом оценок погрешности результатов, согласуется с шириной в этом подходе: $Γ=0,91$ МэВ. Подчеркнем, что в этой работе не указана спин-четность резонансного состояния.

**Энергии** $E\_{r}$ **и ширины** $Γ$ **резонансных состояний тринейтрона и тетранейтрона, полученные в SS-HORSE–NCSM на основе “мягких” реалистических взаимодействий Daejeon16 [10], JISP16 [9] и с регуляризованным с помощью SRG [21, 22] взаимодействием Idaho N3LO [20].**

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
|  | $$3n, 3/2^{-}$$ | $$3n, 1/2^{-}$$ | $$4n,0^{+}$$ |
| Взаимодействие | $$E\_{r}, МэВ$$ | $$Γ, МэВ$$ | $$E\_{r}, МэВ$$ | $$Γ, МэВ$$ | $$E\_{r}, МэВ$$ | $$Γ, МэВ$$ |
| Daejeon16 | 0,48(6) | 0,96(21) | 0,48(8) | 0,96(17) | 0,997 | 1,60 |
| JISP16 | 0,35(8) | 0,70(11) | 0,35(11) | 0,66(21) | 0,844 | 1,38 |
| N3LO, SRG | 0,34(8) | 0,70(19) | 0,35(9) | 0,68(16) | 0,846 | 1,29 |

В табл. в скобках приведены оценки погрешности. Результаты взяты из работ [14, 11, 12]. Также в табл. представлены энергии и ширины резонансного состояния тетранейтрона, полученные в SS-HORSE–NCSM с теми же NN-взаимодействиями и опубликованные в работах [11, 12]. Видно, что для любого представленного взаимодействия резонанс тринейтрона лежит ниже резонанса тетранейтрона, что согласуется с выводами работы [19]. Для сравнения приведем результаты для энергии и ширины тетранейтронного работы [19]: $E\_{r}$= 2,64 МэВ, $Γ$ = 2,38 МэВ. Наши предсказания заметно меньше как для энергии, так и для ширины тетранейтрона.

Мы также рассмотрели данную систему с голыми NN-потенциалами, полученных в киральной эффективной теории поля: Idaho N3LO [20] и LENPIC N4LO [23]. В таких случаях сдвиги фаз истинно демократического рассеяния не демонстрируют тенденции к сходимости, их поведение не отвечает резонансному. Попытки построить разумную параметризацию этих фаз для определения энергии и ширины резонанса не увенчались успехом.

*Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FEME-2024-0005).*

**Л И Т Е Р А Т У Р А**

1. A. M. Shirokov, A. I. Mazur, I. A. Mazur and J. Vary. Shell model states in the continuum // Phys. Rev. C – 2016. – Vol. 94. – Article 064320.

2. I. A. Mazur, A. M. Shirokov, A. I. Mazur, and J. P. Vary. Description of Resonant States in the Shell Model // Phys. Part. Nucl. – 2017. – Vol. 48. – P. 84.

3. Л. Д. Блохинцев, А. И. Мазур, И. А. Мазур, Д. А. Савин, А. М. Широков. Метод SS-HORSE исследования резонансов // ЯФ – 2017. – Vol. 80(2). – P. 102.

4. Л. Д. Блохинцев, А. И. Мазур, И. А. Мазур, Д. А. Савин, А. М. Широков. Метод SS-HORSE исследования резонансов: рассеяние заряженных частиц // ЯФ – 2017. – Vol. 80(6). – P. 619.

5. A. M. Shirokov, A. I. Mazur, I. A. Mazur, E. A. Mazur, I. J. Shin, Y. Kim, L. D. Blokhintsev, and J. P. Vary. Nucleon-$α$ scattering and resonances in 5He and 5Li with JISP16 and Daejeon16 NN interactions // Phys. Rev. C – 2018. – Vol. 98. – Article 044624.

6. I. A. Mazur, I. J. Shin, Y. Kim, A. I. Mazur, A. M. Shirokov, P. Maris, and J. P. Vary. SS-HORSE extension of the no-core shell model: Application to resonances in 7He // Phys. Rev. C 2022. – Vol. 106. – Article 064320.

7. И. А. Мазур, А. И. Мазур, В. А. Куликов, А. М. Широков, И. Дж. Шин, Я. Ким, П. Марис, Дж. П. Вэри. Связанные и резонансные состояния ядра 9Li с NN-взаимодействием Daejeon16. // ЯФ – 2023. – Vol. 86(1). – P. 104.

8. B. R. Barrett, P. Navrátil, and J. P. Vary. Ab initio no core shell model. // Prog. Part. Nucl. Phys. – 2013. – Vol. 69. – P. 131.

9. A. M. Shirokov, J. P. Vary, A. I. Mazur, and T. A. Weber. Realistic nuclear Hamiltonian: *Ab exitu* approach. // Phys. Lett. B – 2007. – Vol. 644. – P. 33.

10. A. M. Shirokov, I. J. Shin, Y. Kim, M. Sosonkina, P. Maris and J. P. Vary. N3LO NN-interaction adjusted to light nuclei in ab exitu approach. // Phys. Lett. B – 2016. – Vol. 761. – P. 87.

11. A. M. Shirokov, G. Papadimitriou, A. I. Mazur, I. A. Mazur, R. Roth, and J. P. Vary. Prediction for a Four-Neutron Resonance. // Phys. Rev. Lett. – 2016. – Vol. 117. – Article 182502.

12. A. M. Shirokov, Y. Kim, A. I. Mazur, I. A. Mazur, I. J. Shin, and J. P. Vary. Tetraneutron resonance: Theory. // AIP Conf. Proc. – 2018. – Vol. 2038. – Article 020038.

13. M. Duer et. al. Observation of a correlated free four-neutron system. // Nature – 2022. – Vol. 606. – P. 678.

14. I. A. Mazur, M. K. Efimenko, A. I. Mazur, I. J. Shin, V. A. Kulikov, A. M. Shirokov, J. P. Vary. Trineutron resonances in the SS-HORSE extension of the No-Core Shell Model. // Phys. Rev. C – 2024. – Vol. 110. – Article 014004.

15. R. Kezerashvili. A short summary on the search of trineutron and tetraneutron,
in Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei. // World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.,Singapore, – 2017. – P.. 403; arXiv:1608.00169 (2016).

16. F. M. Marques and J. Carbonell. The quest for light multineutron systems. // Eur. Phys. J. A – 2021. – Vol. 57. – P. 105.

17. E. Hiyama, R. Lazauskas, J. Carbonell, M. Kamimura. Possibility of generating a 4-neutron resonance with a T=3/2 isospin 3-neutron force. // Phys. Rev. C – 2016. – Vol. 93. – Article 044004.

18. A. Deltuva. Three-neutron resonance study using transition operators. Phys. Rev. C – 2018. – Vol. 97. – Article 034001.

19. J. G. Li, N. Michel, B. S. Hu, W. Zuo, and F. R. Xu. Ab initio no-core Gamow shell-model calculations of multineutron systems. Phys. Rev. C – 2019. – Vol. 100. – Article 054313.

20. D. R. Entem, R. Machleidt. Accurate charge-dependent nucleon-nucleon potential at fourth order of chiral perturbation theory. // Phys. Rev. C – 2003. – Vol. 68. – Article 041001(R).

21. S. D. Glazek and K. G. Wilson. Renormalization of Hamiltonians. // Phys. Rev. D – 1993. – Vol. 48. – P. 5863.

22. F. Wegner. Flow-equations for Hamiltonians. // Ann. Phys. (NY) – 1994. – Vol. 506. – P. 77.

23. E. Epelbaum, H. Krebs, and U.-G. Meißner. Precision Nucleon-Nucleon Potential at Fifth Order in the Chiral Expansion. // Phys. Rev. Lett. – 2015. – Vol. 115. – Article 122301.