

УДК 539.1:539.142:539.171.016

НОВЫЙ МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ И ИЗУЧЕНИЯ МУЛЬТИНЕЙТРОНОВ

© 2020 г. А. В. Юшков¹, В. В. Дьячков¹, Ю. А. Зарипова¹. *

¹Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, Алматы, Республика Казахстан

*E-mail: ZJ_KazNU@mail.ru

Поступила в редакцию 11.05.2020 г.

После доработки 02.06.2020 г.

Принята к публикации 26.06.2020 г.

Несмотря на многочисленные целенаправленные поиски до сих пор не удается найти мультинейтронные связанные системы (квазиядра). Между тем, как показывает ряд теоретических исследований, существование мультинейтронных систем возможно. Предложен новый прямой метод обнаружения мультинейтронных систем при использовании кинематических особенностей упругого рассеяния. Рассчитаны критические углы мультинейтронов по отношению к близким легчайшим ядрам, при которых отчетливо кинематически различаются динейтроны ($2n$), тринейтроны ($3n$) и тетранейтроны ($4n$).

DOI: 10.31857/S0367676520100300

ВВЕДЕНИЕ

Поиск мультинейтронных систем является одной из актуальных задач современной ядерной физики. В последнее время особенный интерес состоит в поиске существования так называемых “нейтронных ядер”. Эти мультинейтронные системы, независимо от того, существуют ли они в виде связанных или квазисвязанных состояний, имеют фундаментальное значение в ядерной физике и космофизике. Они дают возможность исследовать “чисто” ядерные силы, свободные от кулоновского взаимодействия, что крайне важно для понимания ядерной материи с большим количеством нейтронов, а также изучения нейтронных звезд. Хорошо известно, что двухнейтронная система динейтрон ($2n$) в свободном состоянии не связана, и на данный момент не найдено однозначного доказательства существования трехнейтронной системы [1]. Для тетранейтрона ($4n$) не было сделано окончательного заключения [1, 2].

В мировой базе данных имеется большое количество работ, предсказывающих возможность существования таких систем. Первые экспериментальные попытки поиска связанного $4n$ при помощи самых различных методов не дали положительных результатов [3]. В 2002 году было сделано экспериментальное утверждение о существовании связанного тетранейтронного кластера [4]. После этого в ряде теоретических работ при выполнении расчетов, использующих простейшую форму гамильтониана, было показано,

что ядерный потенциал не может связывать 4 нейтрона [5, 6]. Однако в работе [7] при использовании современного вида реального ядерного гамильтониана и метода Монте-Карло была показана возможность существования систем, состоящих из 4 нейтронов.

Несмотря на многочисленные экспериментальные и теоретические исследования, до сих пор нет четких выводов о существовании и свойствах тетранейтронов. Поиск четырехнейтронной системы в настоящее время осуществляется на спектрометре SAMURAI [2]. Кроме того, в работе [4] представлен новый подход к получению и обнаружению связанных нейтронных кластеров, что позволило обнаружить около шести событий, которые демонстрируют характеристики мультинейтронного кластера, выделившегося при распаде ^{14}Be в наиболее вероятном канале $^{10}\text{Be} + 4n$.

Однако несмотря на многочисленные экспериментальные и теоретические исследования возможного существования “нейтронных ядер”, остается открытым вопрос, может ли существовать нейтронная система, состоящая из двух и более нейтронов. В данной работе предложен метод прямого поиска мультинейтронов с использованием разработанного ранее авторами статьи кинематического метода [8, 9]. Он позволяет прецизионно находить системы из двух-, трех и даже четырех нейтронов в одном эксперименте.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Кинематические эффекты в ядрах 4n , ${}^4\text{H}$, ${}^4\text{He}$, ${}^4\text{Li}$ экспериментально вполне обнаруживаемы из-за существенной разницы в их энергиях связи ϵ и массах m . Эксперименты на ускорителе У-150 м (Алматы) позволили обнаружить кластеры с массами $m \leq 4$ [8, 9], но для различения, например, альфа-кластеров от $4n$ -ядер и более тяжелых мультикластеров нужны пучки тяжелых ионов. Поэтому для поиска мультинейтронных систем выбраны пучки ионов ${}^{16}\text{O}$ с энергией больше 160 МэВ, которые возможно получить на ускорителях тяжелых ионов.

Схема геометрии измерений дифференциальных сечений представлена на рис. 1.

Угловая точность измерения дифференциальных сечений определяется как параметрами коллиматора – система “коллиматор–мишень”, так и параметрами детектора частиц – система “мишень–детектор”. Максимально возможная угловая разрешающая способность коллиматора $(\Delta\Theta)_{\text{макс}}$ в приближении прямоугольной функции углового разрешения для системы “коллиматор–мишень” имеет вид:

$$(\Delta\Theta)_{\text{макс}} = 2 \arctg \frac{d_1 + d_2}{2L}, \quad (1)$$

где d_1 – первая режущая диафрагма, d_2 – вторая режущая диафрагма, L – расстояние между ними. При этом диаметр пучка на мишени d_m равен

$$d_m = d_2 + (d_1 + d_2) \frac{l}{L}, \quad (2)$$

где l – расстояние от второй режущей диафрагмы до мишени. Аналогично для углового разрешения системы “мишень–детектор” $(\Delta\Theta_{\text{мд}})_{\text{макс}}$ можно записать

$$(\Delta\Theta_{\text{мд}})_{\text{макс}} = 2 \arctg \frac{d_m + d_{\text{сп}}}{2L_{\text{мд}}}, \quad (3)$$

где $d_{\text{сп}}$ – эффективный диаметр площади сектора позиционно–чувствительного детектора, интегрирующего под данным углом рассеяния Θ , $L_{\text{мд}}$ –

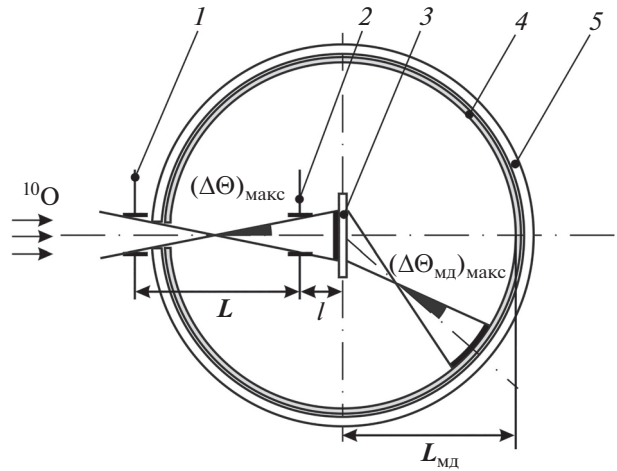


Рис. 1. Геометрия камеры рассеяния: 1 – первая режущая диафрагма; 2 – вторая режущая диафрагма; 3 – мишень; 4 – детектор; 5 – экспериментальная камера.

расстояние от мишени до позиционно–чувствительного детектора. Полная угловая разрешающая способность спектрометра $\Delta\Theta_{\text{сп}}$, таким образом, равна

$$\Delta\Theta_{\text{сп}} = \sqrt{\alpha(\Delta\Theta)_{\text{макс}}^2 + \beta(\Delta\Theta_{\text{мд}})_{\text{макс}}^2}, \quad (4)$$

где α и β – некоторые коэффициенты, определяемые из эксперимента.

Результаты вычислений оптимальных размеров геометрии эксперимента приведены в табл. 1, где использованы следующие сокращения: d_1 – диаметр окна первой режущей диафрагмы; d_2 – диаметр окна второй режущей диафрагмы; L – расстояние между ними (база коллиматора); l – расстояние от второй режущей диафрагмы до мишени; $L_{\text{мд}}$ – расстояние от мишени до позиционно–чувствительного детектора; d_m – диаметр пучка на мишени; d_d – диаметр пучка на детекторе; $d_{\text{сп}}$ – эффективный диаметр площади сектора детектора; $\Delta\Theta_k$ – максимально возможная угловая разрешающая способность коллиматора; $\Delta\Theta_{\text{мд}}$ – уг-

Таблица 1. Геометрические параметры камеры рассеяния и полная угловая разрешающая способность системы регистрации

Тип сборки	d_1 , мм	d_2 , мм	L , мм	l , мм	$L_{\text{мд}}$, мм	$d_{\text{сп}}$, мм	d_m , мм	$\Delta\Theta_k$, град	$\Delta\Theta_{\text{мд}}$, град	$\Delta\Theta_{\text{сп}}$, град
1	1.0	1.0	1500	30	2000	1.0	1.0	0.08	0.06	0.1
2	0.5	0.5	1000	30	1000	1.0	1.5	0.06	0.09	0.1
3	0.5	0.5	900	30	700	0.5	0.5	0.06	0.08	0.1

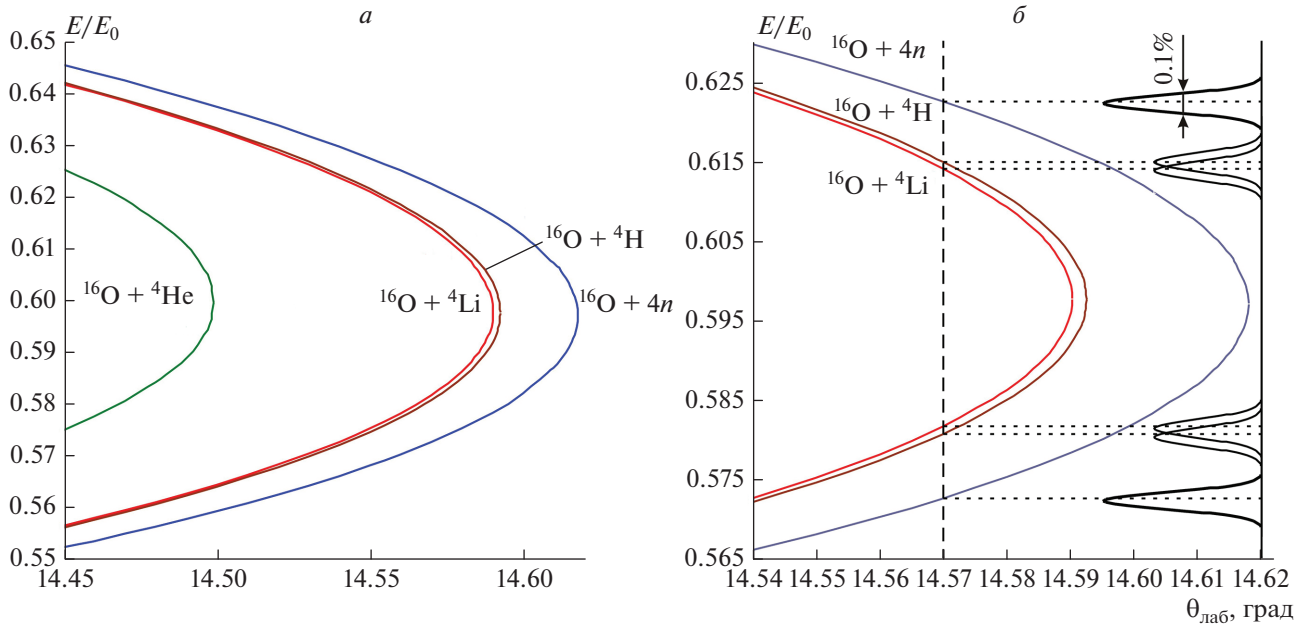


Рис. 2. Кинематика для обнаружения тетранейтронов ($4n$) по отношению к кластерам с $A = 4$ (${}^4\text{H}$, ${}^4\text{He}$, ${}^4\text{Li}$) на пучке тяжелых ионов ${}^{16}\text{O}$: *a* — полная кинематика; *б* — увеличенный масштаб для участка с петлей от $4n$.

ловое разрешение системы мишень—детектор; $\Delta\Theta_{\text{сп}}$ — полная угловая разрешающая способность спектрометра.

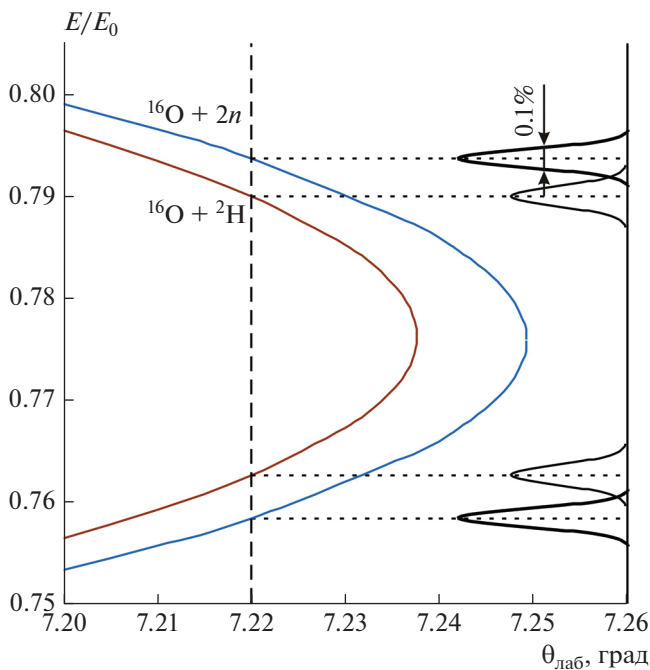


Рис. 3. Кинематика для обнаружения динейтронов ($2n$) по отношению к дейтронам (${}^2\text{H}$) на пучке тяжелых ионов ${}^{16}\text{O}$.

Кинематика ${}^{16}\text{O} + {}^4n$, ${}^{16}\text{O} + {}^4\text{H}$, ${}^{16}\text{O} + {}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O} + {}^4\text{Li}$ ядерных реакций представлена на рис. 2. Она отличается от кинематики упругого рассеяния легкой налетающей частицы на тяжелом ядре-мишени своим “петлевым” характером — каждая реакция в спектре представлена не одним, а двумя пиками, что является однозначным идентификационным признаком. Требования к угловой разрешающей способности спектрометра тяжелых ионов $\delta\theta = \pm 0.1^\circ$; требования к шагу по углу при измерениях угловых распределений дифференциальных сечений $\Delta\theta = 0.1^\circ$. В основу системы регистрации и идентификации упруго и неупруго рассеянных частиц выбрана стандартная ΔE – E методика, основанная на одновременном измерении удельных потерь энергии заряженной частицы в ΔE -детекторе и ее полной кинетической энергии в E -детекторе.

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ

Такие измерения уникальны, но вполне осуществимы. Аналогичные на рис. 2 расчеты, выполненные для изобарических цепочек 2n_0 , ${}^2\text{H}_1$ (рис. 3) и 3n_0 , ${}^3\text{H}_1$, ${}^3\text{He}_2$, ${}^3\text{Li}_3$ (рис. 4), которые также показывают осуществимость этих экспериментов в петлевой методике [8, 9] на пучках тяжелых ионов.

На рис. 2–4 представлены базисные кинематики упругого рассеяния налетающих ионов ${}^{16}\text{O}$ с энергией $E_\alpha = 160$ МэВ на ядрах с $Z = 2$ –4. В табл. 2 приведены рассчитанные критические углы в за-

Таблица 2. Критические углы в зависимости от массы кластеров

№	Налетающая частица, а	Масса налетающей частицы m_A , а.е.м.	Ядро-мишень, А	Масса ядра-мишени m_A , а.е.м.	Критический угол $\theta_{\text{крит}}$, град
1.1	^{16}O	15.99492	^4H	4.027805	14.593
1.2			4n	4.03466	14.618
1.3			^4He	4.002603	14.499
1.4			^4Li	4.027182	14.590
2.1	^{16}O	15.99492	^3H	3.01605	10.874
2.2			3n	3.025995	10.912
2.3			^3He	3.016029	10.874
2.4			^3Li	3.030811	10.928
3.1	^{16}O	15.99492	^2H	2.0141	7.238
3.2			2n	2.01733	7.249

в зависимости от массы искомого внутриядерного кластера. Из рис. 4 видно, что кинематические кривые для $^3\text{H}_1$ и $^3\text{He}_2$ имеют совпадения, так как они имеют различия в массах только в пятом порядке. Кроме того, с помощью данного метода возможен единовременный поиск и других экзотических кластеров, таких как $A > 4n$.

Достоверность описанного метода дополнительно будет подтверждена путем сравнения измеренных дифференциальных сечений упруго рассеянных ионов ^{16}O с энергией большей 160 МэВ на ядер-матрице с известными литературными данными; а также на всех его кластерных подструктурах (нуклоны, дейтроны, тритоны, гелионы и α -частицы).

Работа выполнена при поддержке государственного грантового финансирования фундаментальных исследований (проект № ИРН АР05131884).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kezerashvili R.Ya. // Proc. 6th ICFN6: Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei (Sanibel Island, 2017). P. 403.
2. Yang Z.H., Marqués F.M., Achouri N.L. et al. // Proc. FB22 (Caen, 2018). P. 5.
3. Schiffer J.P., Vandenbosch R. // Phys. Lett. 1963. V. 5. P. 292.
4. Marques F.M. Labiche M., Orr N.A. et al. // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. Art. № 044006.
5. Timofeyuk N.K. // J. Phys. G. 2003. V. 29. Art. № L9.
6. Bertulani C.A., Zelevinsky V. // J. Phys. G. 2003. V. 29. P. 2431.
7. Pieper S.C. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. Art. № 252501.
8. Дьячков В.В., Зарипова Ю.А., Юшков А.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. С. 1312; Dyachkov V.V., Zaripova Yu.A., Yushkov A.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 1174.
9. Zaripova Y.A., Dyachkov V.V., Yushkov A.V. et al. // Int. J. Mod. Phys. E. 2018. V. 27. Art. № 1850017.

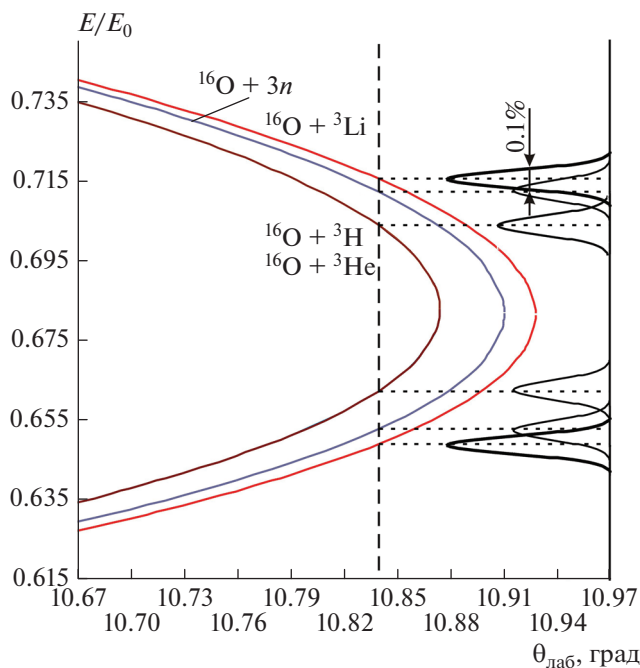


Рис. 4. Кинематика для обнаружения тринейтронов ($3n$) по отношению к кластерам с $A=3$ (^3H , ^3He , ^3Li) на пучке тяжелых ионов ^{16}O .