

УДК 539.1.074.823

МОДЕЛИРОВАНИЕ КЛАСТЕРНОГО РАСПАДА ЛЕГКИХ ЯДЕР ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЯДРА ${}^9\text{Be}$ С БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ В ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЕ

© 2024 г. В. М. Скоркин^{1,*}, С. И. Поташев¹, А. А. Каспаров¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

*e-mail: skorkin@inr.ru

Поступила в редакцию 15.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Для исследования кластерной структуры легких ядер в реакциях взаимодействия быстрых нейтронов с ядром ${}^9\text{Be}$ выполнено моделирование кинематики реакций $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$ и $n + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2n \rightarrow 2\alpha + 2n$ при энергии 1–3 МэВ. Показана возможность определения характеристик каналов реакций при взаимодействии нейтрона с ядром ${}^9\text{Be}$ по измерению ионизационных потерь заряженных фрагментов реакций в многослойном газонаполненном детекторе заряженных частиц с бериллиевым конвертером.

Ключевые слова: нейтрон, бериллий, кластерная структура, ядерная реакция, кинематика, ионизационные потери, детектор

DOI: 10.31857/S0367676524080078, EDN: ORHTLF

ВВЕДЕНИЕ

Изучение характеристик каналов распада возбужденных состояний ядер важно для исследования механизма ядерных реакций и их кластерной структуры. Теоретические расчеты с использованием антисимметричной модели молекулярной динамики позволяют выявить кластерную структуру ядер [1]. Особенности кластерной структуры ядер проявляются в реакциях взаимодействия быстрых нейтронов с так называемыми бороминовскими ядрами (${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$). При расчетах в рамках $\alpha\alpha n$ модели выявлена локализация валентного нейтрона в низколежащих возбужденных состояниях $1/2^+$ (1.68 МэВ) и $3/2^+$ (2.43 МэВ) ядра ${}^9\text{Be}$ на расстоянии около 11 Фм от центра масс α -частиц, что в несколько раз больше, чем в основном $3/2^-$ состоянии [2]. Такие возбужденные состояния можно исследовать в неупругом рассеянии быстрых нейтронов на бериллии $n + {}^9\text{Be} \rightarrow n' + {}^9\text{Be}^*$ при энергии выше порога реакции 1.85 МэВ с помощью регистрации фрагментов распада возбужденных состояний на нейтроны и α -частицы. При энергии быстрых нейтронов ниже 5 МэВ возможны также низкоэнергетические ядерные реакции $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^5\text{He} + n \rightarrow \alpha + \alpha + n + n$ и $n + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2n \rightarrow 2\alpha + 2n$ через образование промежуточных короткоживущих ядер ${}^5\text{He}$ и ${}^8\text{Be}$, а также реакция $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$ с образованием нестабильного изотопа ${}^6\text{He}$ с периодом полураспада

$T_{1/2} = 807$ мс. Определение характеристик каналов указанных реакций возможно при измерении кинематических параметров и ионизационных потерь заряженных фрагментов реакций в последовательных газонаполненных промежутках детектора на основе конвертера из бериллиевого слоя-мишени и позиционно-чувствительной газовой камеры [3]. Ранее для регистрации тепловых и быстрых нейтронов был создан и испытан позиционно-чувствительный детектор нейтронов на основе мишени-конвертера из твердого слоя ${}^{10}\text{B}$ или B_4C и многосекционной ионизационной камеры [4, 5]. Такой детектор нейтронов работает благодаря ядерной реакции $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^7\text{Li}$. [6] Энергия и ионизационные потери вторичных заряженных фрагментов реакции определяются энергией нейтрона и углами вылета заряженных фрагментов ${}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$ [7]. Модельные расчеты показали, что распределение ионизационных потерь в газовых промежутках детектора существенно зависят от вида заряженного фрагмента и расположения газового промежутка [8]. С помощью детектора с борным конвертером проведено исследование соотношения выходов распада основного и возбужденного состояний ядра ${}^7\text{Li}$, вылетающего при взаимодействии нейтронов с ядром ${}^{10}\text{B}$ при энергии более 1 МэВ [9]. В настоящее время изготавливается бериллиевая мишень для многослойного позиционно-чувствительного детектора для реакций взаимодействия быстрых нейтронов с ${}^9\text{Be}$. Ионизационные потери α -частиц

и ядер ${}^6\text{He}$ ($T_{1/2} = 0.8$ с) могут измеряться в газовых промежутках за бериллиевым слоем-мишенью. Реакции с образованием короткоживущих ядер ${}^5\text{He}$ и ${}^8\text{Be}$, создающие α -частицы в конечном состоянии, могут быть зарегистрированы в детекторе как двойной сигнал от двух одновременно зарегистрированных α -частиц. Для определения экспериментальных условий, параметров детектора и характеристик реакций необходимо выполнить моделирование кинематики и ионизационных потерь кластерных фрагментов реакций в заданном интервале энергий быстрых нейтронов.

КИНЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для определения необходимых экспериментальных условий было проведено моделирование реакций $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$ и $n + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2n \rightarrow 2\alpha + 2n$ для энергии нейтронов 1–3 МэВ. Были использованы программы кинематического моделирования реакций с тремя частицами в конечном состоянии [10]. При расчетах отбирались события с определенными значениями энергий и углов вылета частиц, которые удовлетворяют законам сохранения энергии и импульса с заданной точностью. Рассчитывались углы вылета и кинетические энергии ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^6\text{He}$ в лабораторной системе координат. При энергии

быстрых нейтронов 1 МэВ возможна только реакция $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$ с порогом 0.67 МэВ. Максимальные энергии вылета α -частицы и ${}^6\text{He}$ были 0.39 и 0.11 МэВ, соответственно, при сечении реакции 0.7 мб [11]. Для энергии нейтронов 2 МэВ максимальные энергии вылета α -частицы и ${}^6\text{He}$ составили 1.28 и 0.35 МэВ при сечении реакции 45 мб. При этом фоновые реакции неупругого рассеяния $n + {}^9\text{Be} \rightarrow n' + {}^9\text{Be}^*(1.68 \text{ МэВ})$ и $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + n + n$ (с сечением около 50 мб над порогом 1.85 МэВ) создавали α -частицы с максимальной энергией 0.37 МэВ. При $E_n = 3 \text{ МэВ}$ энергии α -частиц и ${}^6\text{He}$ из реакции $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$ изменялись в интервалах (1.80–2.16) МэВ и (0.24–0.60) МэВ, соответственно, при сечении реакции 105 мб (рис. 1а, б). Фоновые реакции $n + {}^9\text{Be} \rightarrow n' + {}^9\text{Be}^*(1.68 \text{ МэВ})$, $n + {}^9\text{Be} \rightarrow n' + {}^9\text{Be}^*(2.43 \text{ МэВ})$ и $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + n + n$ создавали две α -частицы с максимальной энергией 0.74–0.78 МэВ (рис. 2).

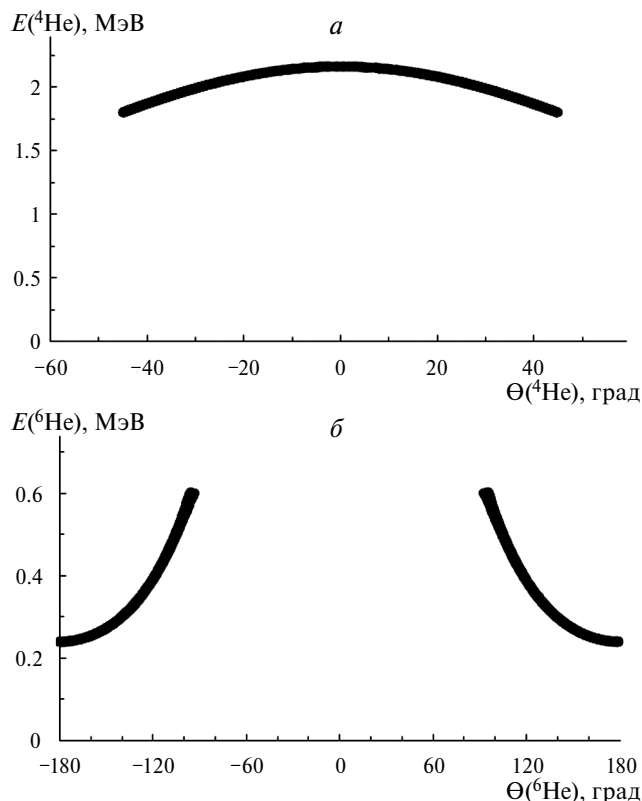


Рис. 1. Энергетическое и угловое распределения α -частиц (а) и ${}^6\text{He}$ (б) из реакции $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$ при энергии нейтронов 3 МэВ.

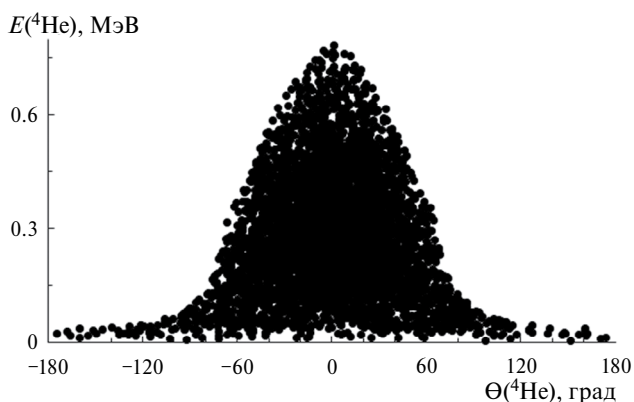


Рис. 2. Энергетическое и угловое распределения α -частиц из фоновой реакции $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + n + n$ при энергии нейтронов 3 МэВ.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ

Модельные расчеты ионизационных потерь заряженных фрагментов реакций были выполнены для многосекционного газонаполненного детектора заряженных частиц с бериллиевым конвертером. Параметры газонаполненного детектора на основе ионизационной камеры и 3 мкм слоя-конвертора ${}^9\text{Be}$ были: 20 мкм анод; катоды из 50 мкм вольфрам-рениевой проволоки; 2.5 мм газовые промежутки, заполненные газовой смесью $\text{Ar} + 25\% \text{CO}_2$ при давлении 1 бар. Ранее аналогичные расчеты ионизационных потерь были проведены для заряженных фрагментов реакций $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^7\text{Li}$ и $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^7\text{Li} + \gamma$ при взаимодействии нейтронов с борной мишенью-конвертером в 4-х секционном позиционно-чувствительном детекторе нейтронов с энергией 1.8, 2.5, 3 и 4 МэВ [12]. В них были рассчитаны энергетические потери и их спектры для ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$ в газонаполненных

промежутках детектора. Было установлено, что с увеличением номера газового промежутка ионизационные потери заряженных фрагментов возрастают, их энергетические спектры расширяются и сдвигаются в сторону больших энергий [13]. События регистрации ${}^4\text{He}$, относящиеся к ядерной реакции без γ -кванта, можно отобрать, применяя верхний порог для сигналов от потерь в четвертом газовом промежутке детектора. Аналогичные результаты были получены в наших модельных расчетах для реакций $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$ и $n + {}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha + 2n$. Моделирование показало, что возможно регистрировать и выделять над фоном заряженные кластеры вблизи порога реакции $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$ при облучении быстрыми нейтронами бериллиевой мишени. При этом эффективность регистрации растет с увеличением энергии нейтронов. При низких энергиях ядра ${}^6\text{He}$ за счет ионизации быстро теряют свою энергию и поэтому их регистрация эффективна в первом газовом промежутке ионизационной камеры (рис. 3). Отбор полезных событий возможен по углам вылета и ионизационным потерям ${}^6\text{He}$. При возрастании энергии нейтронов возрастает энергия фрагментов реакции, что позволяет зарегистрировать их ионизационные потери в нескольких газовых промежутках позиционно-чувствительного детектора. При этом увеличивается эффективность отбора событий за счет корреляции ионизационных потерь в различных газовых промежутках. Ионизационные потери ядер ${}^4\text{He}$ распределяются между несколькими газовыми промежутками, что позволяет провести отбор полезных событий из реакции $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$ по их ионизационным и корреляционным особенностям на фоне регистрации ${}^4\text{He}$ из реакции $n + {}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha + 2n$ (рис. 4). С помощью позиционно-чувствительного детектора заряженных частиц с бериллиевым конвертером можно исследовать кластерную структуру низколежащих возбужденных состояний $1/2^+$ и $3/2^+$ ядра ${}^9\text{Be}$ в реакции неупругого рассеяния

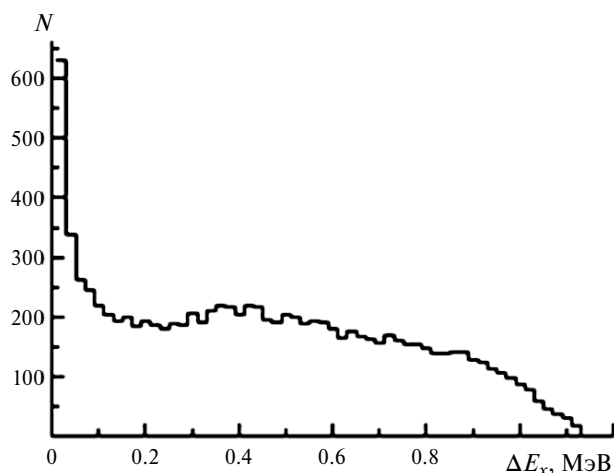


Рис. 3. Спектр ионизационных потерь ${}^6\text{He}$ в реакции $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$ при энергии нейтронов 3 МэВ.

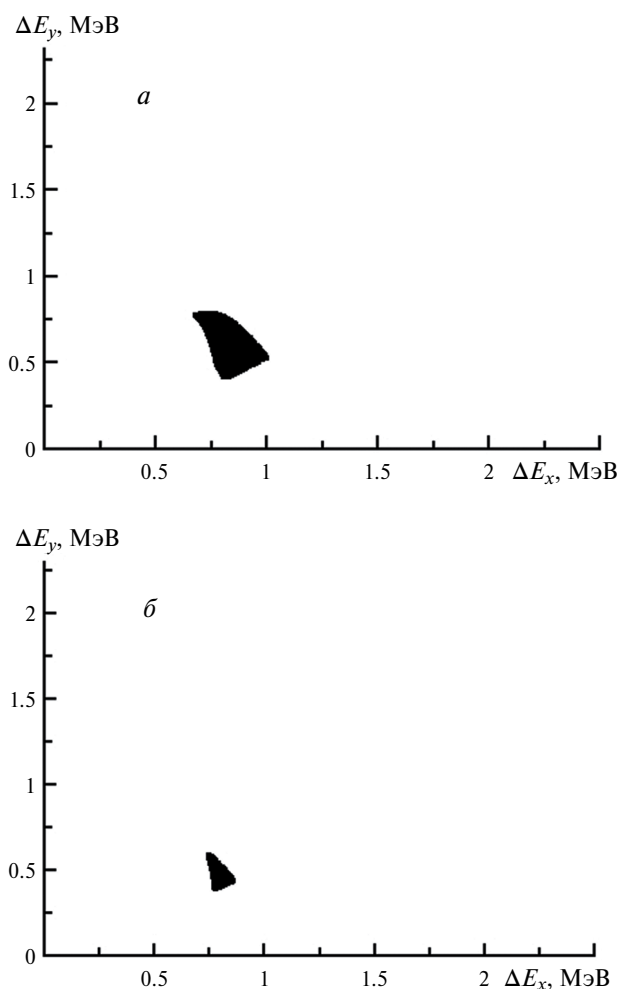


Рис. 4. Корреляция ионизационных потерь ${}^4\text{He}$ при энергии нейтронов 2.5 МэВ (а) и при энергии нейтронов 3 МэВ (б).

быстрых нейтронов $n + {}^9\text{Be} \rightarrow n' + {}^9\text{Be}^*$. При энергии быстрых нейтронов от порога возбуждения $1/2^+$ состояния (1.85 МэВ) и до порога возбуждения $3/2^+$ состояния (2.74 МэВ) может быть измерена реакция $n + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2n \rightarrow 2\alpha + 2n$ с регистрацией двух α -частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При облучении быстрыми нейтронами с энергией 1—3 МэВ газонаполненного позиционно-чувствительного детектора заряженных частиц с бериллиевым конвертером можно исследовать различные каналы реакций, например $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$ и $n + {}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha + 2n$. В измерениях при низких энергиях регистрация тяжелых заряженных фрагментов ${}^6\text{He}$ эффективна в первом газовом промежутке ионизационной камеры и отбор событий можно проводить по углам вылета и ионизационным потерям. При большей энергии нейтронов пробеги заряженных

фрагментов увеличиваются и их ионизационные потери распределяются между несколькими газовыми промежутками позиционно-чувствительного детектора. При этом с увеличением номера газового промежутка энергетические спектры ионизационных потерь расширяются и сдвигаются в сторону больших энергий. С увеличением энергии нейтронов увеличивается сечение и эффективность отбора событий из реакции $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$ за счет корреляции ионизационных потерь в различных газовых промежутках позиционно-чувствительного детектора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rodkin D.M., Tchuvil'sky Yu.M. // Phys. Lett. B. 2019. V. 788. P. 238.
2. Kanada-En'yo Y., Ogata K. // Phys. Rev. C. 2019. V. 100. Art. No. 064616.
3. Поташев С.И., Скоркин В.М. // Тезисы докл. 73 междунар. конф. по ядерн. физике «Ядро-2023». (Саров, 2023). С. 297.
4. Поташев С.И., Бурмистров Ю.М., Драчев А.И. и др. // Поверхность. Рентген. синхротр. и нейтрон. исслед. 2018. № 10. С. 108; Potashev S.I., Burmistrov Yu.M., Drachev A.I. et al. // J. Surf. Invest. Xray. Synch. Neutr. Tech. 2018. V. 12. P. 627.
5. Potashev S., Drachev A., Burmistrov Yu. et al. // EPJ Web Conf. 2020. V. 231. Art. No. 05010.
6. Поташев С.И., Драчев А.И., Каспаров А.А., Бурмистров Ю.М. Позиционно-чувствительный детектор медленных и быстрых нейтронов. Патент РФ № 2788834, кл. RU2788834 C1. 2022.
7. Поташёв С.И., Афонин А.А., Бурмистров Ю.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. С. 530; Meshkov I.V., Potashev S.I., Afonin A.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. P. 382.
8. Каспаров А.А., Поташев С.И., Афонин А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 694; Kasparov A.A., Potashev S.I., Afonin A.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021 V. 85. No. 10. P. 1068.
9. Поташев С.И., Каспаров А.А., Пономарев В.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1304; Potashev S.I., Kasparov A.A., Ponomarev V.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1079.
10. Зуев С.В., Каспаров А.А., Конобеевский Е.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. № 5. С. 527; Zuyev S.V., Kasparov A.A., Konobeevski E.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. No. 5. P. 345.
11. Бычков В.М., Манохин В.Н., Пашенко А.Б., Плискин В.И. Сечения пороговых реакций, вызываемые нейтронами. М.: Энергоиздат, 1982. 216 с.
12. Поташев С.И. // Ядерн. физика. 2023. Т. 86. № 5. С. 634; Potashev S.I. // Phys. Atom. Nucl. 2023. V. 86. No 5. P. 850.
13. Potashev S., Drachev A., Burmistrov Yu. et al. // EPJ Web Conf. 2020. V. 231. Art. No. 05010.

Simulation of cluster decay of light nuclei by the interaction of ${}^9\text{Be}$ nucleus with fast neutrons in ionization chamber

V. M. Skorkin^{1,*}, S. I. Potashev¹, A. A. Kasparov¹

¹Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312, Russia

* e-mail: skorkin@inr.ru

To study the cluster structure in the reactions of interaction of fast neutrons with ${}^9\text{Be}$, the kinematics of the reactions $n + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^6\text{He}$ and $n + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2n \rightarrow 2\alpha + 2n$ at energies of 1–3 MeV were simulated. The possibility of determining the characteristics of reaction channels under the interaction of a neutron with a ${}^9\text{Be}$ nucleus by measuring the ionization losses of charged reaction fragments in a multilayer gas-filled charged particle detector with a beryllium converter has been demonstrated.

Keywords: neutron, beryllium, cluster structure, nuclear reaction, kinematics, ionization losses, detector