

УДК 539.1.074.823

## О ВОЗМОЖНОСТИ КОНТРОЛЯ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ПО АМПЛИТУДНЫМ СПЕКТРАМ ОТ $^{10}\text{В}$ -ДЕТЕКТОРА

© 2021 г. С. И. Поташев<sup>1,2, \*</sup>, А. А. Афонин<sup>1</sup>, Ю. М. Бурмистров<sup>1</sup>, А. И. Драчев<sup>1</sup>,  
Е. С. Конобеевский<sup>1</sup>, В. Н. Марин<sup>1</sup>, И. В. Мешков<sup>2</sup>, С. Х. Караевский<sup>1</sup>, А. А. Каспаров<sup>1</sup>,  
В. Н. Пономарев<sup>1</sup>, Г. В. Солодухов<sup>1</sup>, С. В. Зуев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
“Институт ядерных исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
“Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук”, Москва, Россия

\*E-mail: potashev@inr.ru

Поступила в редакцию 24.05.2021 г.

После доработки 01.06.2021 г.

Принята к публикации 28.06.2021 г.

Исследована возможность контроля максимальной энергии нейтронов  $E_n^{max}$  в потоке путем анализа амплитудных спектров от  $^{10}\text{В}$ -детектора. Моделируются ионизационные потери ядер  $^4\text{He}$  и  $^7\text{Li}$  в двух зазорах детектора. Обнаруженная однозначная экспериментальная зависимость положения максимума и формы этих спектров от  $E_n^{max}$  и согласующиеся с ней расчеты могут быть использованы для контроля максимальной энергии нейтронов.

DOI: 10.31857/S0367676521100227

### ВВЕДЕНИЕ

Измерение энергии в интенсивном потоке быстрых нейтронов из источника на основе реакторов и ускорителей – важная, но очень сложная задача. Использование активационных детекторов дает только общую картину нейтронного поля, требует использования дорогостоящего германиевого детектора и сложного вычислительного анализа, проводимого после завершения эксперимента. Сцинтилляционные нейтронные детекторы обладают высокой чувствительностью к гамма- и рентгеновским квантам, интенсивность которых в экспериментах значительно превышает поток нейтронов. Кроме того, большая масса материала сцинтиллятора вносит искажение в измеряемое нейтронное поле. Пропорциональные и ионизационные газовые камеры и счетчики, заполненные газами  $^3\text{He}$  или  $^{10}\text{BF}_3$ , обладают высокой эффективностью только для медленных и эпитепловых нейтронов. Все вышеперечисленные детекторы измеряют поток нейтронов на высоком фоне рассеянных нейтронов и не обладают избирательной чувствительностью к направлению нейтронного потока. При измерении энергии нейтронов сцинтилляционными детекторами используются методы протонов отдачи

и времени пролета. При использовании сцинтилляционных детекторов отсутствует однозначная зависимость между ионизационными потерями и амплитудой сигнала [1]. При измерении энергии по методу времени пролета необходимо большое пролетное расстояние для получения достаточного разрешения. При этом поток нейтронов значительно уменьшается, что делает затруднительным постановку экспериментов. Многих из этих недостатков лишен новый позиционно-чувствительный детектор (ПЧД) на основе слоя  $^{10}\text{В}$  и ионизационной камеры [2]. Его применение для оценки  $E_n^{max}$  потока нейтронов из канала источника рассматривается в настоящей работе.

### ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Поток нейтронов создавался в фотонейтронном источнике на базе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-8 с энергией  $E_e$  до 9 МэВ [3]. Для генерации нейтронов тормозной спектр гамма-квантов падал на мишень из бериллия. Учитывая, что порог рождения нейтронов в фотонейтронной реакции на бериллии составляет 1.67 МэВ максимальная энергия ( $E_n^{max}$ ) вылетающих нейтронов может быть до 7.33 МэВ. Нейтроны выво-

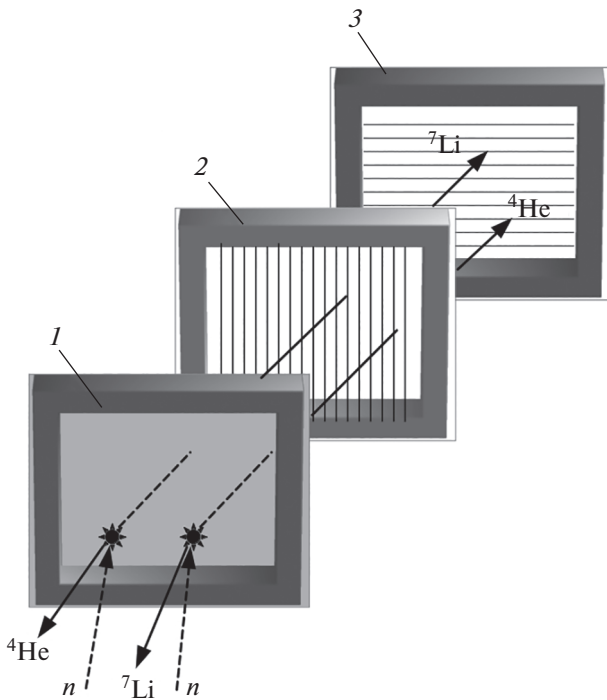
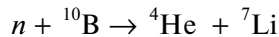


Рис. 1. Упрощенная схема детектора: (1) передний катод со слоем  $^{10}\text{B}$ ; (2) анод; (3) задний катод.

дильсь из коллимированного канала под углом  $67^\circ$ . Медленные нейтроны задерживались кадмиевой пластиной, а оставшийся поток быстрых нейтронов падал на ПЧД.

### ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ГИБРИДНЫЙ ДЕТЕКТОР

Данный детектор представляет собой гибридный слой изотопа  $^{10}\text{B}$  и многопроволочной и многостриповой газовой камеры, работающей в ионизационном или пропорциональном режиме [4]. Из слоя  $^{10}\text{B}$  под действием нейтрона в результате двух ядерных реакций



вылетают ядра  ${}^4\text{He}$  и  ${}^7\text{Li}$ . Эти ядра затем регистрируются в ионизационной камере с измерением амплитуд ионизации в двух ее последовательных чувствительных зазорах [5]. Детектор успешно применялся в экспериментах [6] для измерения распределения нейтронов и имеет следующие преимущества перед другими детекторами:

а) он подходит для работы в потоках быстрых нейтронов до  $10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ;

б) он имеет чрезвычайно низкую чувствительность к  $\gamma$ -квантам и рентгеновскому излучению менее  $10^{-8}$  по сравнению с нейтронами;

в) двумерные данные о координатах и амплитудах накапливаются и отображаются в режиме on-line;

г) низкое сечение взаимодействия нейтронов с газом и материалами детектора слабо искажает измеряемое нейтронное поле;

д) детектор обладает избирательностью к направлению потока нейтронов за счет тонкого слоя  $^{10}\text{B}$  и его планарной внутренней структуры;

е) линейное соотношение амплитуд сигналов и ионизационных потерь;

ж) достаточное сечение реакции  $\sim 1$  барн для регистрации нейтронов с  $E_n$  от 1 до 7 МэВ;

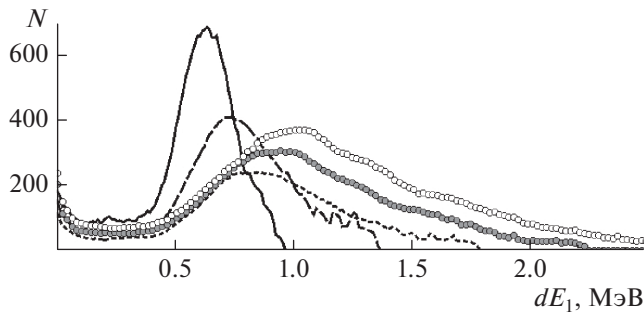
з) амплитуды сигналов зависят от  $E_n$  при энергии свыше 1 МэВ;

и) возможны также регистрация медленных нейтронов и измерение по времени пролета.

### МОДЕЛИРОВАНИЕ АМПЛИТУДНЫХ СПЕКТРОВ ОТ ПЕРВОГО ЗАЗОРА

Пучок электронов производит тормозное излучение в вольфрамовой мишени. Образование нейтронов в источнике происходит под действием тормозного излучения в результате реакции  ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$  на бериллиевой мишени. Спектр тормозного излучения имеет экспоненциальный спад с резким падением в его конце. В работе [7] был рассчитан спектр нейтронов. Кадмиевый фильтр толщиной 5 мм, установленный перед детектором, снизил общую загрузку, подавляя большую часть нейтронов с энергией менее 0.55 эВ. Упрощенная схема детектора приведена на рис. 1. Нейтроны в переднем катоде 1 со слоем  $^{10}\text{B}$  вызывают ядерную реакцию, в результате которой вылетают ядра  ${}^4\text{He}$  и  ${}^7\text{Li}$ . Нейтрон будет зарегистрирован, если одно из этих ядер в первом газовом зазоре между катодом 1 и анодом 2 и во втором газовом зазоре между анодом 2 и задним катодом 3 вызовут сигналы ионизации, превышающие порог. Несмотря на то, что медленные и промежуточные нейтроны доминируют в этом спектре, при выбранном высоком пороге регистрации во втором зазоре детектора вторичные ядра не имеют достаточной энергии, чтобы вызвать триггер. Расчет показал, что триггер запускается для нейтронов с энергией  $E_n > 0.5$  МэВ. Поэтому при моделировании мы рассматривали только нейтроны с энергией  $E_n > 0.5$  МэВ.

Результаты моделирования ионизационных потерь ядер в первом зазоре ПЧД для одной из двух реакций  $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^7\text{Li}$  с вычисленным спектром нейтронов представлено на рис. 2. Приведены расчетные спектры ионизационных потерь в первом зазоре с установленным порогом регистрации во втором зазоре 0.1 МэВ. Увеличивая порог регистрации во втором зазоре детектора, сиг-

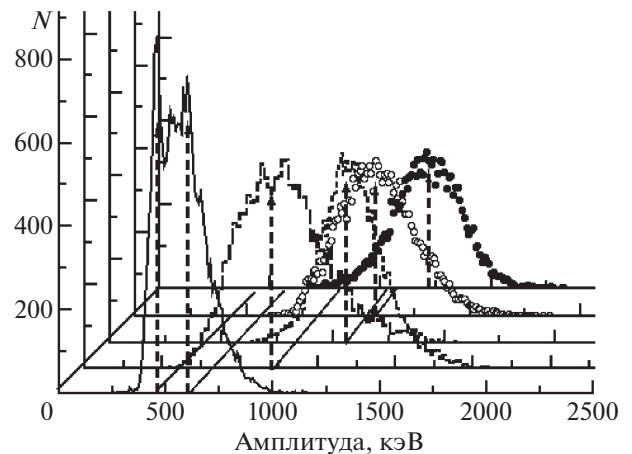


**Рис. 2.** Расчетные спектры ионизационных потерь в первом зазоре детектора. Сплошная линия соответствует  $E_e = 5$  МэВ, пунктирная линия – 6 МэВ, точечная линия – 7 МэВ, широкая серая линия – 8 МэВ, широкая линия из кружков – 9 МэВ.

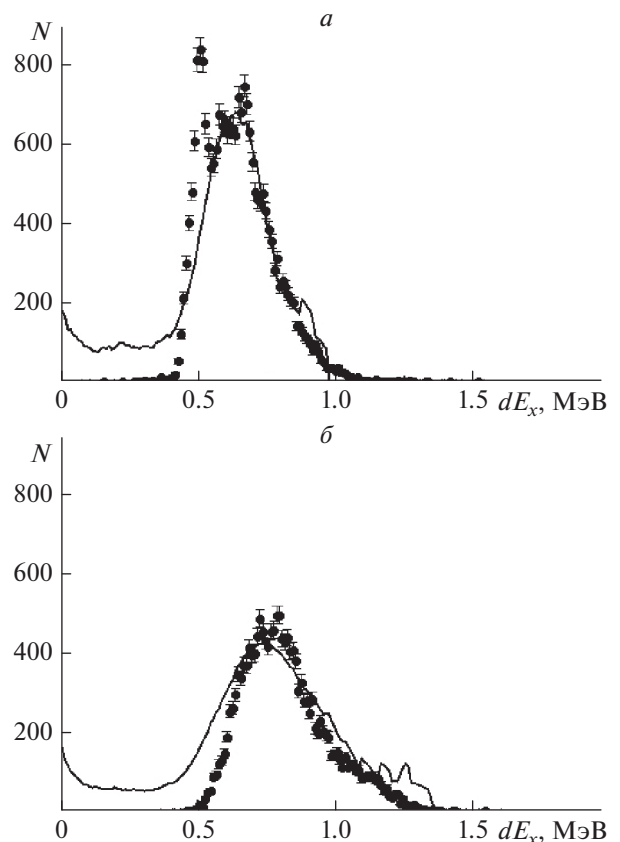
нал которого служил триггером, можно подавить вклад событий с ядром  $^4\text{He}$  по сравнению с вкладом событий с ядром  $^7\text{Li}$ . Из рис. 2 видно, что с ростом энергии электронов, а значит и максимальной энергии нейтронов ожидается увеличение амплитуды сигналов ионизационных потерь.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ ОТ ПЕРВОГО ЗАЗОРА

Коллимированный поток нейтронов из канала нейтронного источника направлялся через 5-мм фильтр из кадмия на  $^{10}\text{B}$ -детектор. Энергия электронов в различных экспериментах устанавливалась от 5 до 9 МэВ. На рис. 3 приведены экспериментальные амплитудные спектры от первого зазора ПЧД для энергий электронов от 5 до 9 МэВ с шагом 1 МэВ. Сигнал от второго зазора служил триггером. Как было установлено после калибровки на тепловых нейтронах, в спектрах амплитуд от второго зазора отсутствовали сигналы, соответствующие потере энергии ядер менее 0.45 МэВ. Это значение потерь находится вблизи максимума для тепловых нейтронов, то есть регистрация медленных и надтепловых нейтронов была существенно подавлена. Также оказалась существенно подавленной регистрация событий с вылетом ядра  $^4\text{He}$ . Ядра  $^7\text{Li}$ , которые образовались от нейтронов с энергией меньше, чем  $E_n^{\text{max}} = 5.1$  МэВ (при  $E_e = 7$  МэВ) практически полностью теряют свою энергию в детекторе. Ядра  $^4\text{He}$  и  $^7\text{Li}$  проходят через оба зазора ПЧД, если  $E_n^{\text{max}} = 6$  МэВ ( $E_e = 8$  МэВ) и  $E_n^{\text{max}} = 6.9$  МэВ ( $E_e = 9$  МэВ), и они не полностью теряют свою энергию в детекторе. На рис. 4а представлены экспериментальные спектры для  $E_n^{\text{max}} = 3.3$  МэВ (при  $E_e = 5$  МэВ) и расчетные спектры при средней энергии  $E_n = 1$  МэВ для событий с вылетом ядра  $^7\text{Li}$ . Мы предположили, что



**Рис. 3.** Экспериментальный спектр амплитуд сигналов от первого зазора детектора. Сплошная линия соответствует  $E_e = 5$  МэВ, пунктирная линия – 6 МэВ, точечная линия – 7 МэВ, кружки – 8 МэВ, точки – 9 МэВ.



**Рис. 4.** Спектры амплитуд от 1-го зазора детектора (точки со статистическими ошибками) и модельные спектры энергии ядер из реакции без гамма-кванта (линии): экспериментальная  $E_n^{\text{max}} = 3.3$  МэВ и расчетная средняя энергия  $E_n = 1$  МэВ (а); такие же спектры для  $E_n^{\text{max}} = 4.2$  МэВ и  $E_n = 3$  МэВ (б).

средняя энергия в потоке нейтронов находится в области энергий 0.5–1.5 МэВ. Расчетные и экспериментальные спектры хорошо согласуются друг с другом. Пик слева, по-видимому, связан с ионизационными потерями ядер из реакции с возбуждением ядра  $^{11}\text{B}^*$ , которая не была учтена в расчетах. На рис. 4б представлены экспериментальные спектры для  $E_n^{max} = 4.2$  МэВ при  $E_e = 6$  МэВ и расчетные спектры при  $E_n = 3$  МэВ для событий с вылетом ядра  $^7\text{Li}$ . Мы предположили, что средняя энергия в потоке нейтронов для этой энергии электронов находится в области энергий 1.5–3 МэВ. Расчетные и экспериментальные спектры также хорошо согласуются друг с другом. Таким образом положение максимума в спектре ионизационных потерь ядер увеличивается с величиной  $E_n^{max}$  в потоке.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована возможность контролирования максимальной энергии нейтронного потока путем анализа амплитудных спектров от  $^{10}\text{B}$ -детектора. Проведено моделирование реакции взаимодействия нейтронов с ядром  $^{10}\text{B}$  с образованием ядер  $^4\text{He}$  и  $^7\text{Li}$ . Рассчитаны ионизационные потери ядер в двух зазорах детектора. Обнаружена однозначная зависимость ионизационных потерь как экспериментальных, так и модельных спектров в зависимости от максимальной энергии нейтронов.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФИАН по теме № 4 “Физика конденсированного состояния: новых материалов, молекулярных и твердотельных структур нанофотоники, наноэлектроники и спинтроники”.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев С.В., Вишневский А.В., Вишневский Д.А. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2018. Т. 14. № 3(208). С. 299.
2. Potashev S., Drachev A., Burmistrov Yu. et al. // EPJ Web Conf. 2020. V. 231. Art. No. 05010.
3. Андреев А.В., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 824; Andreev A.V., Burmistrov Yu.M., Zuyev S.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 748.
4. Поташев С.И., Бурмистров Ю.М., Драчев А.И. и др. // Поверхн. Рент., синхротр. и нейтрон. иссл. 2018. № 10. С. 108; Potashev S.I., Burmistrov Yu.M., Drachev A.I. et al. // J. Surf. Invest. X-ray. Synchrotron Neutron Tech. 2018. V. 12. P. 627.
5. Potashev S., Burmistrov Y., Drachev A. et al. // Proc. 3rd ICPPA. V. 2018. (Moscow, 2017). P. 115.
6. Мешков И.В., Поташев С.И., Афонин А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. P. 497; Meshkov I.V., Potashev S.I., Afonin A.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. P. 382.
7. Мордовской М.В., Зуев С.В., Конобеевский Е.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 6. С. 829; Mordovskoy M.V., Zuyev S.V., Konobeevski E.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 6. P. 745.

## On the possibility of control the maximum energy of fast neutrons by the pulse height spectra of the $^{10}\text{B}$ -detector

S. I. Potashev<sup>a, b, \*</sup>, A. A. Afonin<sup>a</sup>, Yu. M. Burmistrov<sup>a</sup>, A. I. Drachev<sup>a</sup>, E. S. Konobeevski<sup>a</sup>,  
V. N. Marin<sup>a</sup>, I. V. Meshkov<sup>b</sup>, S. Kh. Karaevsky<sup>a</sup>, A. A. Kasparov<sup>a</sup>, V. N. Ponomarev<sup>a</sup>,  
G. V. Solodukhov<sup>a</sup>, S. V. Zuyev<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow 119991 Russia

<sup>b</sup>Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow 117312 Russia

\*e-mail: potashev@inr.ru

The possibility of controlling the maximum energy in the neutron flux from the source by analyzing the pulse height spectra from the  $^{10}\text{B}$  detector is investigated. Ionization losses of  $^4\text{He}$  and  $^7\text{Li}$  nuclei in two detector gaps are simulated. The founded unambiguous experimental dependence of the maximum position and the shape of these spectra on  $E_n^{max}$  and the simulation which is in agreement with it can be used to monitoring  $E_n^{max}$ .