

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 539.1.074.88

О СТРУКТУРЕ ФУНКЦИИ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА С АЛМАЗНЫМ ЧУВСТВИТЕЛЬНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ДТ-НЕЙТРОНОВ

© 2026 г. В. В. Гаганов^а, *, А. В. Долгополов^{а, б}, И. С. Вершинин^а

^аРоссийский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Нижегородская обл., Саров, 607188 Россия

^бФилиал Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Нижегородская обл., Саров, 607328 Россия

*E-mail: gavalier@post.com

Поступила в редакцию 15.06.2025 г.

После доработки 22.06.2025 г.

Принята к публикации 28.07.2025 г.

Представлены результаты анализа распределений амплитуд импульсов, измеренных при регистрации спектра ДТ-нейтронов детектором с алмазным чувствительным элементом. Показано, что для описания функции отклика рассматриваемого детектора необходимо использовать трёхкомпонентное представление.

Ключевые слова: алмазный детектор, ДТ-нейтроны, спектрометр нейтронов, энергетическое разрешение, носители заряда, дефект амплитуды

DOI: 10.56304/S2079562926010112

ВВЕДЕНИЕ

Детектор с алмазным чувствительным элементом (далее — алмазный детектор) является эффективным инструментом для измерения спектра ДТ-нейтронов с энергетическим разрешением менее 1% [1–3] (указанное значение практически на порядок превосходит возможности спектрометров на основе стильбена или жидких сцинтилляторов). Одной из областей применения алмазного детектора является задача измерения спектра ДТ-нейтронов, образующихся в мишени генератора нейтронов. Подобный генератор может быть использован в качестве эталонного источника при градуировке спектрометров нейтронов [4, 5]. Однако, данные о спектре генерируемых ДТ-нейтронов основаны исключительно на результатах расчетного моделирования. Часть используемых в расчете параметров, таких как энергия и форма пучка дейтронов, распределение трития по толщине мишени, контролировать весьма сложно. Поэтому результаты расчетов нуждаются в уточнении, которое может быть осуществлено по результатам измерений с использованием алмазного детектора. Для обеспечения подобных измерений был выполнен анализ имеющихся теоретических и экспериментальных данных о структуре функции отклика алмазного детектора.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ О СТРУКТУРЕ ФУНКЦИИ ОТКЛИКА

Работа алмазного детектора основана на сборе заряда, возникающего в чувствительной области детектора при торможении продуктов реакции нейтронов с ядрами углерода. Функция отклика алмазного детектора определяется четырьмя основными реакциями [6–8]: 1 — $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ (энергия реакции $Q = -5.702$ МэВ); 2 — $^{12}\text{C}(n, n')^3\alpha$ (энергия реакции -7.367 МэВ); 3 — $^{12}\text{C}(n, n)^{12}\text{C}$, упругое рассеяние нейтрона на ядре углерода; 4 — $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*$, реакция с возбуждением ядра углерода и последующим вылетом гамма-кванта с энергией 4.439 МэВ. Результат моделирования, выполненного с помощью программы GEANT4 [3, 9], представлен на графике (рис. 1).

Спектрометрические возможности алмазного детектора обусловлены наличием в его функции отклика узкого обособленного пика, связанного с реакцией $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$. Альфа-частицы и ядра бериллия, образующиеся в этой реакции, полностью тормозятся в чувствительной области детектора. Оставленная ими в алмазе энергия (E_d) связана с энергией налетающего нейтрона (E_n) однозначным соотношением $E_d = E_n + Q$. Ближайший к узкому пику элемент структуры функции отклика обусловлен реакцией $^{12}\text{C}(n, n')^3\alpha$. Ширина проме-

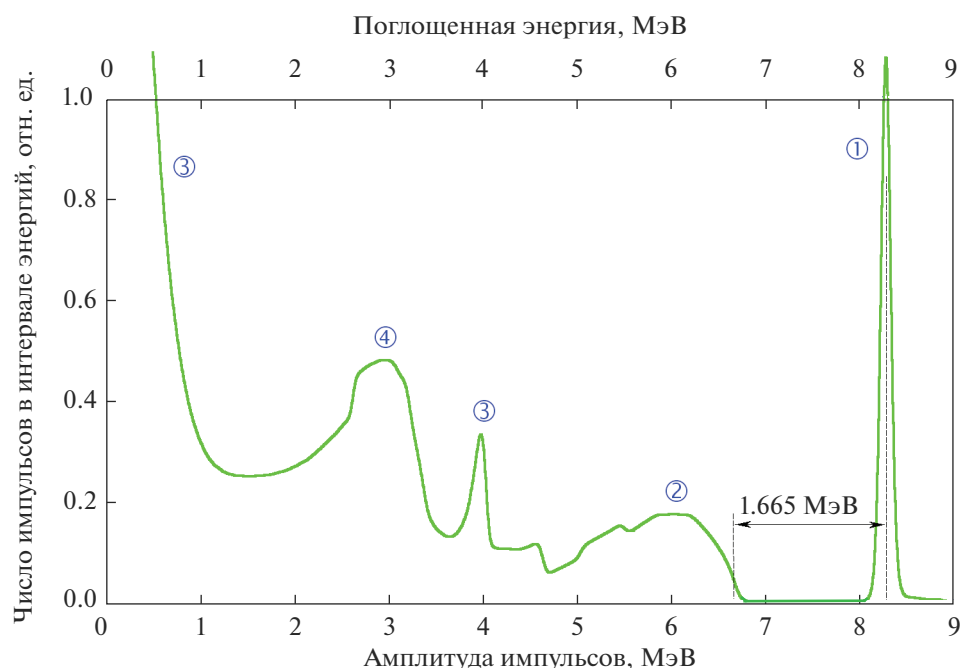


Рис. 1. Фрагмент функции отклика алмазного детектора. Представлен результат моделирования распределения энергии, оставленной в алмазном детекторе при регистрации нейтронов с энергией 13.988 МэВ. Цифрами на графике отмечены элементы структуры, обусловленные отдельными реакциями: 1 — $^{12}\text{C}(\text{n},\alpha)^9\text{Be}$; 2 — $^{12}\text{C}(\text{n},\text{n}')^3\alpha$; 3 — $^{12}\text{C}(\text{n},\text{n})^{12}\text{C}$, упругое рассеяние нейтрона на ядре углерода; 4 — $^{12}\text{C}(\text{n},\text{n}')^{12}\text{C}^*$, реакция с возбуждением ядра углерода и последующим вылетом гамма-кванта с энергией 4.439 МэВ. Моделирование выполнено с помощью программы GEANT4 [3, 9].

жутка между двумя элементами структуры, определяемая разностью значений энергии двух реакций, составляет 1.665 МэВ. Такой промежуток исключает взаимное наложение соответствующих элементов функции отклика и обеспечивает однозначную трактовку результатов измерений с алмазным детектором.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О СТРУКТУРЕ ФУНКЦИИ ОТКЛИКА

В настоящее время накоплен значительный объем данных, полученных с использованием алмазных детекторов в экспериментах на различных нейтронных генераторах, включая НГ-150М в РФЯЦ-ВНИИЭФ [2, 3, 10, 11]. Наибольший интерес представляют результаты измерений под углом близким к 97° , поскольку согласно расчетам [4, 5], спектр DT-нейтронов, вылетающих под этим углом, представляет собой симметричный узкий пик (при энергии дейтронов 0.130 МэВ его ширина на полувысоте составляет 0.052 МэВ). В этих условиях, все особенности регистрируемого распределения амплитуд импульсов являются отражением функции отклика алмазного детектора.

Анализ распределений амплитуд импульсов с алмазного детектора, облучаемого DT-нейтронами, показал, что совместить результаты эксперимента и расчетного моделирования можно лишь

на основе предположения, что функция отклика алмазного детектора на участке амплитуд импульсов, соответствующих реакции $^{12}\text{C}(\text{n},\alpha)^9\text{Be}$, включает три составляющих: Р — “основной” гауссоподобный пик; S — “сателлитный” пик слева от “основного” пика; Т — протяженный континуум слева от “основного” пика (в оценках соотношения трех составляющих, протяженность континуума принята равной 1.665 МэВ). Лишь с использованием трехкомпонентной модели функции отклика удалось получить удовлетворительное воспроизведение экспериментальных распределений (рис. 2–5). Важно отметить, что для описания распределений, полученных в рамках одного эксперимента, для всех значений угла вылета нейтронов использовалась единая функция отклика с неизменным соотношением составляющих. Расчет спектра DT-нейтронов выполнялся с помощью программы SRIANG [12].

Наличие континуума в измеренных распределениях амплитуд импульсов было отмечено ранее в нескольких расчетно-экспериментальных исследованиях алмазных детекторов. Было выдвинуто предположение о связи континуума с вылетом заряженных частиц (образовавшихся в результате взаимодействия нейтронов с ядрами углерода) за пределы чувствительной области детектора [11, 13–15]. Однако, соответствующие оценки [13, 15] показывают, что более 95% всех продуктов реакции $^{12}\text{C}(\text{n},\alpha)^9\text{Be}$ должны давать вклад в основной

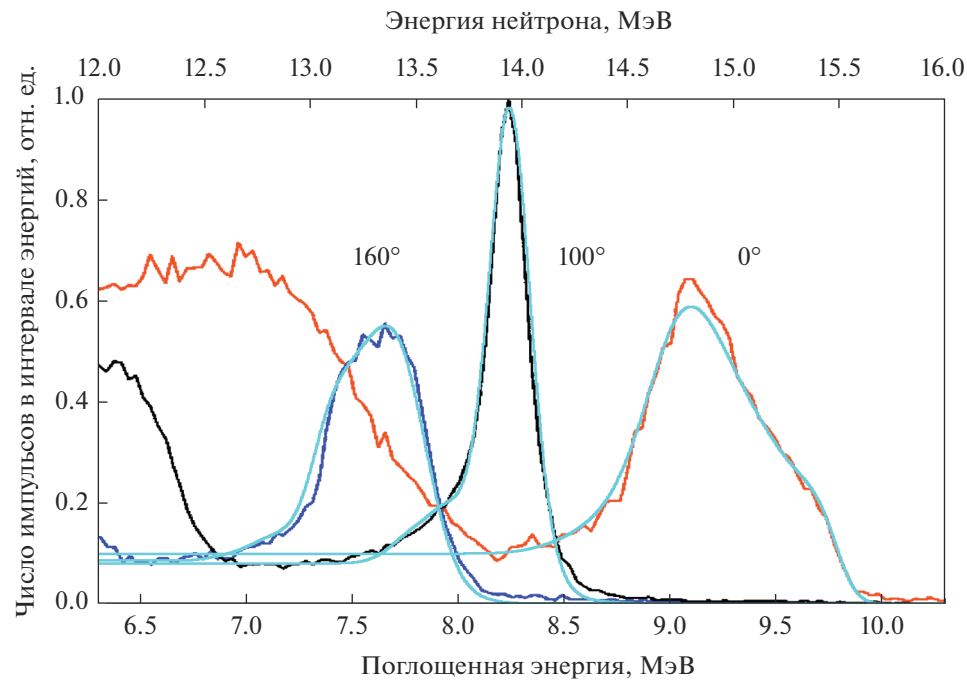


Рис. 2. Сравнение распределений амплитуд импульсов (эксперимент [2]). Представлены результаты эксперимента с алмазным детектором на нейтронном генераторе при энергии дейтронов 0.350 МэВ. Расчетные распределения (показанные голубым цветом) представляют собой свертку спектров нейтронов SRIANG с функцией отклика, имеющей соотношение площади составляющих $P : S : T = 0.60 : 0.08 : 0.32$; основной гауссоподобный пик функции отклика имеет ширину на полувысоте 0.177 МэВ (что соответствует энергетическому разрешению 1.3% для нейтронов с энергией 14 МэВ); спутный пик смещен относительно основного пика на 0.3 МэВ.

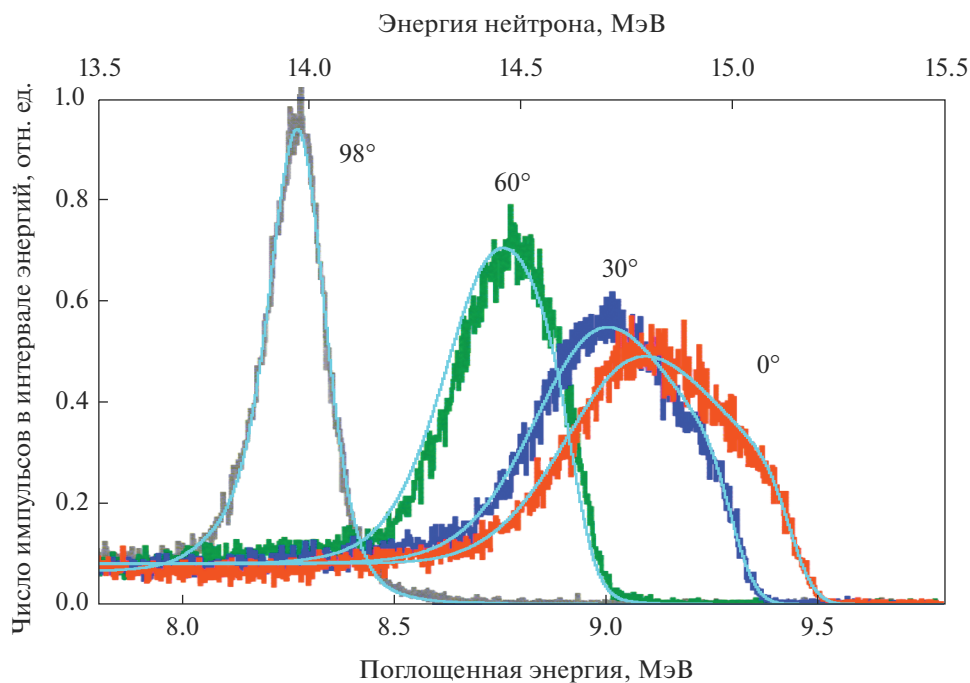


Рис. 3. Сравнение распределений амплитуд импульсов (эксперимент [10]). Представлены результаты эксперимента с алмазным детектором на нейтронном генераторе при энергии дейтронов 0.215 МэВ. Расчетные распределения (показаны голубым цветом) получены сверткой спектров нейтронов SRIANG с функцией отклика, имеющей соотношение составляющих $P : S : T = 0.55 : 0.06 : 0.39$; ширина основного пика на полувысоте 0.106 МэВ (энергетическое разрешение 0.8%); спутный пик смещен относительно основного пика на 0.1 МэВ.

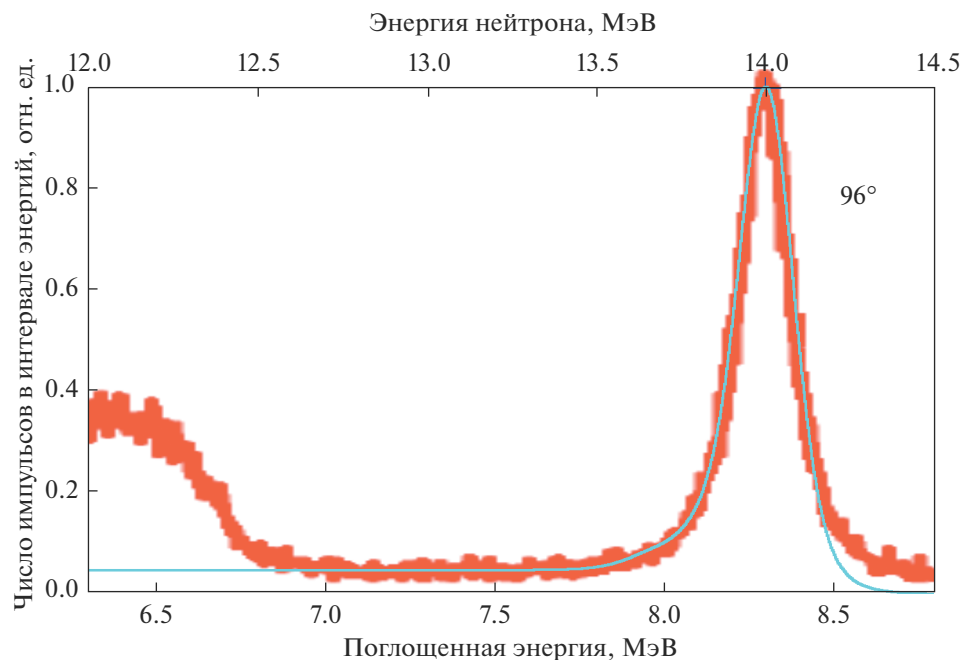


Рис. 4. Сравнение распределений амплитуд импульсов (эксперимент [11]). Представлены результаты эксперимента с алмазным детектором на нейтронном генераторе при энергии дейтронов 0.257 МэВ. Расчетное распределение (голубая кривая) получено сверткой спектров нейтронов SRIANG с функцией отклика, имеющей соотношение составляющих $P : S : T = 0.69 : 0.05 : 0.26$; ширина основного пика на полувысоте 0.141 МэВ (энергетическое разрешение 1.0%); спутанный пик смещен относительно основного пика на 0.2 МэВ.

пик. Такие оценки не позволяют объяснить значительное число событий в континууме (отмеченное на рис. 2–5).

3. ГИПОТЕЗА ПРОИСХОЖДЕНИЯ САТЕЛЛИТНОГО ПИКА

В ряде экспериментов с алмазными детекторами [7, 8, 16–18] отмечается неполный сбор носителей заряда или дефект амплитуды импульсов, объясняемый различиями в процессах сбора носителей заряда, возникающих в алмазе при торможении ядер с разными зарядами. В случае неполного сбора носителей заряда, энергия, оставленная в алмазе продуктами реакции $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ должна зависеть от угла их вылета и может быть описана выражением:

$$E_d = (E_n + Q)k_b \left[1 + \frac{E_a(\theta)}{E_n + Q} \left(\frac{k_a}{k_b} - 1 \right) \right],$$

E_n — энергия налетающего нейтрона; $E_a(\theta)$ — энергия альфа-частицы, вылетевшей под углом θ относительно направления движения регистрируемого нейтрона в лабораторной системе координат; k_a — коэффициент сбора носителей заряда в алмазе при торможении альфа-частицы; k_b — коэффициент сбора носителей заряда в алмазе при торможении ядра бериллия.

При одинаковом сборе носителей заряда для альфа-частиц и ядер бериллия, регистрируемое распределение амплитуд импульсов должно представлять собой одиночный пик с максимумом, соответствующим поглощенной энергии ($E_n + Q$). В случае $k_a \neq k_b$, вместо одиночного пика на распределении амплитуд импульсов должно появиться сложное образование, форма которого определяется угловой зависимостью сечения реакции $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ (рис. 6).

Для проверки выдвинутого предположения, было смоделировано распределение амплитуд импульсов (в единицах поглощенной энергии) для случая $k_a/k_b - 1 = 0.15$ (рис. 7). При этом были использованы результаты измерения сечения реакций нейтронов с ядрами углерода [19]. Энергия альфа-частиц и ядер бериллия в зависимости от угла вылета была рассчитана по релятивистским соотношениям для энергии нейтрона 13.988 МэВ. Полученное распределение было свернуто с гауссианом ($\sigma = 0.022$ МэВ, ширина на полувысоте 0.052 МэВ), аппроксимирующим форму спектра ДТ-нейтронов, вылетающих под углом 97° . Пик вблизи энергии 8.2 МэВ (аналог основного пика в функции отклика) соответствует событиям, в которых альфа-частицы вылетают преимущественно вперед, в направлении движения регистрируемого нейтрона. Широкий пик вблизи энергии 7.9 МэВ (аналог спутанного пика в функции отклика)

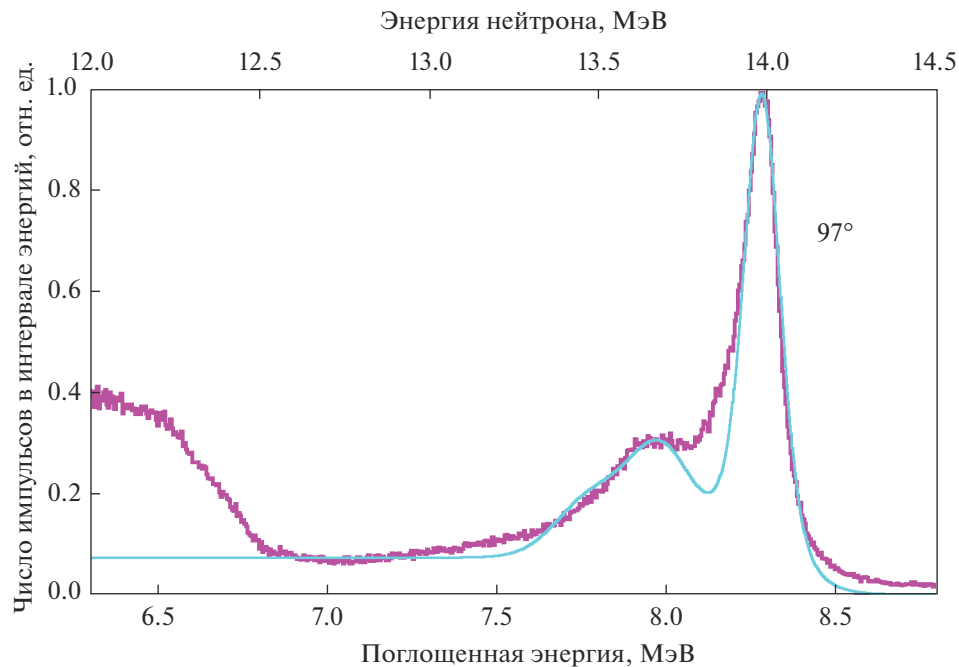


Рис. 5. Сравнение распределений амплитуд импульсов (эксперимент [3]). Представлены результаты эксперимента с алмазным детектором на нейтронном генераторе при энергии дейтронов 0.130 МэВ. На экспериментальном распределении (фиолетовая гистограмма) явно выражен сателлитный пик. Расчетное распределение (голубая кривая) получено сверткой спектра нейтронов SRIANG с функцией отклика, имеющей соотношение составляющих $P : S : T = 0.40 : 0.24 : 0.36$; ширина основного пика на полувысоте 0.082 МэВ (энергетическое разрешение 0.6%); сателлитный пик смещен относительно основного пика на 0.3 МэВ.

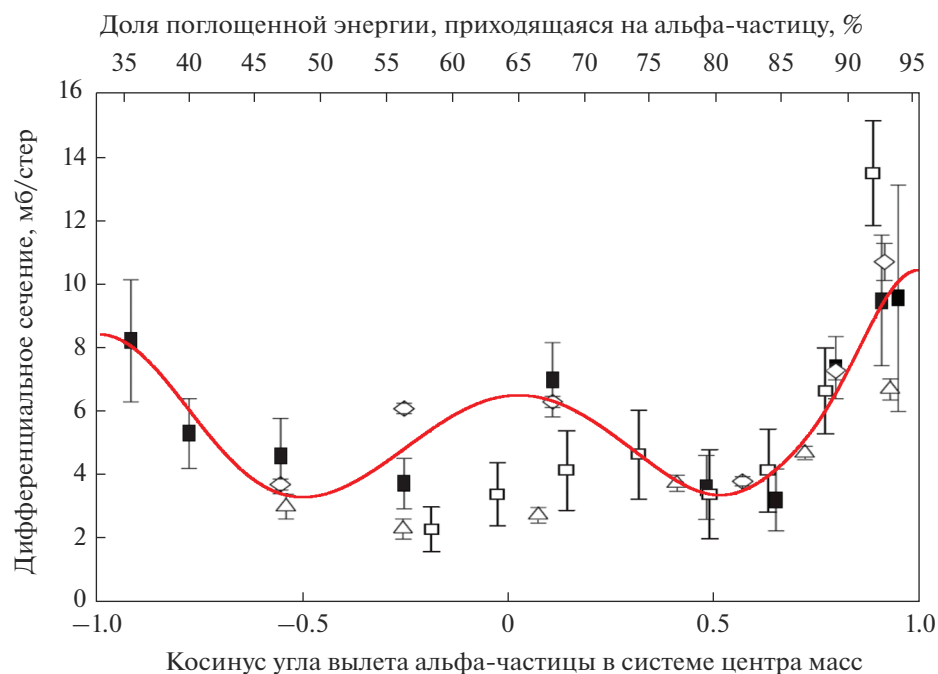


Рис. 6. Угловая зависимость сечения реакции $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ в системе центра масс. Представлены результаты работы [19] по измерению и анализу сечения реакций на углероде при энергии нейтронов 14.2 МэВ, использованные при последующих оценках (рис. 7). В верхней части графика указана доля энергии реакции $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$, приходящаяся на альфа-частицу, в зависимости от угла вылета последней.

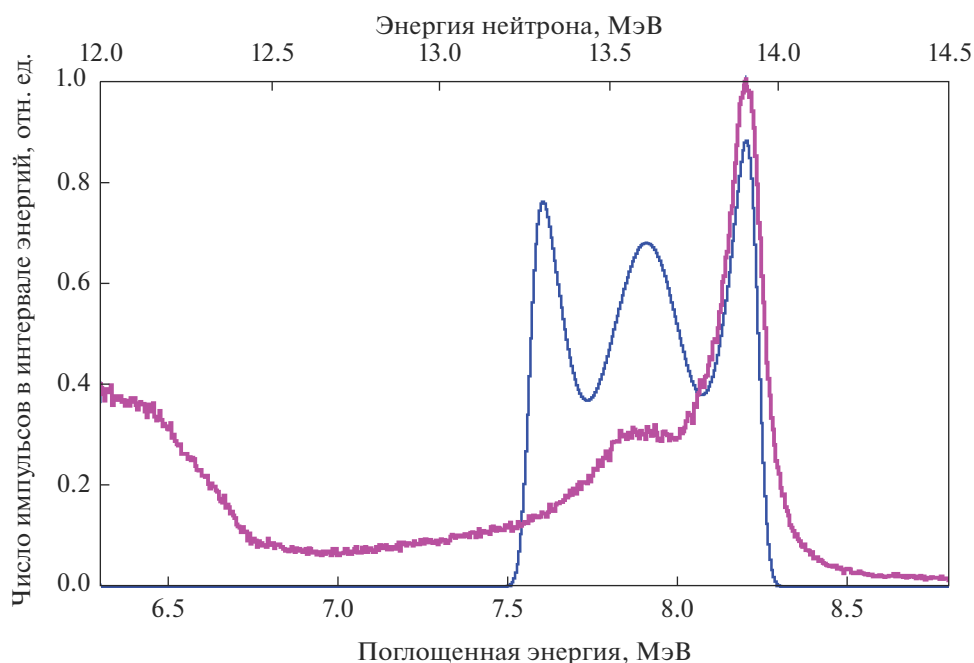


Рис. 7. Смоделированное распределение поглощенной энергии. Представлен результат свертки (синяя кривая) модельной функции отклика алмазного детектора с гауссианом. Моделирование реакции $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ выполнено при допущении о неодинаковом сборе носителей заряда для альфа-частиц и ядер бериллия: $k_a/k_b - 1 = 0.15$. Для сравнения показано экспериментальное распределение амплитуд импульсов с алмазного детектора в эксперименте [3] (фиолетовая гистограмма). Параметры гауссиана, использованного для свертки, соответствуют форме спектра DT-нейтронов в упомянутом эксперименте: $\sigma = 0.022$ МэВ, ширина на полувысоте 0.052 МэВ.

соответствует событиям, в которых альфа-частицы вылетают перпендикулярно направлению движения нейтрона. Расстояние между этими двумя пиками составляет 0.3 МэВ (аналогично результатам эксперимента [3] на рис. 5). Результаты моделирования показывают принципиальную возможность объяснения сателлитного пика особенностями сбора носителей заряда в алмазном детекторе.

Третий пик в модельном распределении (рис. 7) вблизи энергии 7.6 МэВ соответствует событиям, в которых альфа-частицы вылетают преимущественно назад. Однако, на экспериментальных распределениях (рис. 2–5) этот пик отсутствует. Это несоответствие будет предметом дальнейших исследований.

ВЫВОДЫ

Анализ экспериментальных распределений амплитуд импульсов с алмазного детектора, облучаемого DT-нейтронами, показал, что функция отклика алмазного детектора на участке энергий соответствующих реакции $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$, существенно отличается от обособленного гауссоподобного пика, и включает три составляющих: основной пик, сателлитный пик слева от основного пика, и протяженный континуум слева от основного пика. Показано, что подобная структура может являться следствием неполного сбора носителей за-

ряда. Проверка выдвинутой гипотезы может быть осуществлена в ходе исследований по двум направлениям: а) детальное моделирование процесса сбора носителей заряда, возникающих в алмазе при торможении ядер с разными зарядами; б) анализ экспериментальных распределений импульсов в рамках трехкомпонентной модели функции отклика, с учетом наличия сателлитного пика.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Rigamonti D., Giacomelli L., Gorini G., Nocente M., Rebai M., et al. // Meas. Sci. Technol. 2018. V. 29 (4). P. 045502.
2. Krasilnikov A.V., Kaneko J., Isobe M., Maekawa F., Nishitani T. // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68 (4). P. 1720–1724.
3. Gaganov V.V., Ryabeva E.V., Molodtsev D.A., Ibragimov R.F., Vershinin I.S., Kokorev Y.A., Urupa I.V. // J. Instrum. 2022. V. 17 (9). P. T09001.
4. Kudo K., Kinoshita T. // Fusion Eng. Des. 1989. V. 10. P. 145–149.
5. Yuan G., Wen X., Zhao W., Luo X., Feng L., Wei L., Zhang J., Yang Q. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2024. V. 1067. P. 169708.
6. Gvozdev S.V., Frunze V.V., Amosov V.N. // Instrum. Exp. Tech. 2009. V. 52 (5). P. 637–645.

7. Zboril M., Araque J., Nolte R., Zimbal A. // PoS(ECPD2015). 2016. V. 240. P. 098.
8. Ruddy F.H., Dulloo A.R., Seidel J.G., Das M.K., Ryu S.H., Agarwal A.K. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. V. 53 (3). P. 1666–1670.
9. Garcia A.R., Mendoza E., Cano-Ott D., Nolte R., Martinez T., Algorta A., Tain J.L., Banerjee K., Bhat-tacharya C. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2017. V. 868. P. 73–81.
10. Zimbal A., Giacomelli L., Nolte R., Schuhmacher H. // Radiat. Meas. 2010. V. 45 (10). P. 1313–1317.
11. Huang G., Zhou C., Zhuang Y., Chen Y., Wu K., Li L., Zhu H., Li Z., Wang Z., Liu Z., Yi X., Li J. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2022. V. 69 (1). P. 61–67.
12. Gaganov V.V. // Appl. Radiat. Isotopes. 2018. V. 133. P. 85–87.
13. Almaviva S., Marinelli M., Milani E., Prestopino G., Tucciarone A., et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 054501.
14. Milocco A., Trkov A., Pillon M. // AIP Conf. Proc. 2011. V. 1412. P. 224–231.
15. Potiron Q., Destouches C., Dubus L., Houry M., Llido O., Lyoussi A., Ottaviani L., Reynard-Carette C. // Eur. Phys. J. Web Conf. 2023. V. 288. P. 03001.
16. Sato Y., Shimaoka T., Kaneko J.H., Murakami H., Tsubota M., Chayahara A., Umezawa H., Shikata S. // Europhys. Lett. 2013. V. 104 (2). P. 22003.
17. Beliuskina O., Strekalovsky A.O., Aleksandrov A.A., et al. // Eur. Phys. J. A. 2017. V. 53. P. 0032.
18. Hodgson M., Lohstroh A., Sellin P., Thomas D. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2017. V. 847. P. 1–9.
19. Kondo K., Murata I., Ochiai K., Kubota N., Miyamaru H., Konno C., Nishitani T. // J. Nucl. Sci. Technol. 2008. V. 45 (2). P. 103–115.

On the Structure of the Response Function for DT-Neutrons of the Detector with a Diamond Sensitive Element

V. V. Gaganov^{1, *}, A. V. Dolgoplov^{1, 2}, and I. S. Vershinin¹

¹Russian Federal Nuclear Center — All-Russian Scientific Research Institute of Experimental Physics, Sarov, Nizhny Novgorod oblast, 607188 Russia

²Branch of the Moscow State University, Sarov, Nizhny Novgorod oblast, 607328 Russia

*e-mail: gavalier@post.com

Received June 15, 2025; revised June 22, 2025; accepted July 28, 2025

Abstract—The results of the analysis of pulse-height distributions measured during the registration of the DT-neutrons by a detector with a diamond sensitive element are presented. It is shown that a three-component representation should be used to describe the response function of the considered detector.

Keywords: diamond detector, DT-neutrons, neutron spectrometer, energy resolution, charge carriers, pulse-height defect