

О ВОЗМОЖНОСТИ СПЕКТРОМЕТРИИ *D–D*-НЕЙТРОНОВ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМ ДЕТЕКТОРОМ $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ МЕТОДОМ ЦИФРОВОГО РАЗДЕЛЕНИЯ СИГНАЛОВ ПО ФОРМЕ ИМПУЛЬСА

А. В. Панкратенко^{а, б, 1}, *Т. М. Кормилицын*^{а, б}, *С. Ю. Обудовский*^б,
А. С. Джурик^б, *Ю. А. Кашук*^{а, б}

^а Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Москва

^б Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом»
«Проектный центр ИТЭР», Москва

Задача прецизионной спектроскопии нейтронов крайне важна в экспериментах с магнитным удержанием термоядерной плазмы. В настоящее время большинство установок работает с дейтериевой плазмой, в которой образуются нейтроны с энергией $\sim 2,45$ МэВ. В работе продемонстрирована возможность цифрового метода разделения сигналов по форме импульса сцинтилляционного детектора на основе кристалла $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ при регистрации нейтронов и γ -квантов. Проведен анализ формы импульсов, создаваемых α -частицами, нейтронами и γ -квантами. Определены оптимальные параметры разделения сигналов по форме импульса FoM (1,1 для $n\text{-}\gamma$ и 2,1 для $\alpha\text{-}\gamma$). Полученные результаты демонстрируют перспективность применения сцинтилляционного спектрометра $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ с цифровым методом разделения по форме импульса в качестве спектрометра *D–D*-нейтронов на современных установках управляемого термоядерного синтеза.

The problem of neutron spectroscopy of plasma is substantial in modern magnetic confinement fusion experiments. The majority of machines undergo experiments with deuterium plasma emitting neutrons with energy of ~ 2.45 MeV. The emission of neutrons is accompanied by emission of γ rays complicating neutron spectra measurements. The current work studies the application of digital pulse-shape discrimination (PSD) method to the $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ -based scintillation detector measurements. This allows decomposing the response of the detector into parts corresponding to neutrons and gammas. The studied data consists of the intrinsic spectrum of the crystal and the response to the neutron flux emitted by the ING-07D neutron generator. We determine optimal PSD parameters and analyze the pulse shape discrimination quality (the figure-of-merit parameter is 1.0 for $n\text{-}\gamma$, 2.1 for $\alpha\text{-}\gamma$). The results demonstrate the significant potential of $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ crystal utilizing digital PSD method in the field of *D–D* neutron spectrometry on modern MCF devices.

PACS: 29.30.Hs; 52.59.Dk; 52.55.-s; 28.52.-s; 29.40.Mc; 84.30.Sk

¹E-mail: a.pankratenko@iterrf.ru

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы разработка новых неорганических сцинтилляторов была стимулирована задачами физики высоких энергий и потребностями ядерной медицины. Это привело к созданию таких сцинтилляционных детекторов, как $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ и $\text{SrI}_2(\text{Eu})$, у которых энергетическое разрешение в разы превосходит разрешение кристалла $\text{NaI}(\text{Tl})$, рассматриваемого в качестве стандарта сцинтилляционной спектрометрии γ -излучения [1]. Одновременно с этим во многих лабораториях мира продолжается разработка новых сцинтилляционных детекторов для регистрации нейтронов [2]. Данная активность связана с задачами контроля за нераспространением ядерных материалов и вызвана мировым дефицитом гелия-3, используемого для производства пропорциональных счетчиков нейтронов. Сцинтилляционные детекторы нейтронов получили свое развитие на основе литийсодержащих кристаллов, таких как $\text{Cs}_2\text{LiYCl}_6(\text{Ce})$ (CLYC), $\text{Cs}_2\text{LiLaBr}_6(\text{Ce})$ (CLLB), $\text{Cs}_2\text{LiLa}(\text{Br},\text{Cl})_6(\text{Ce})$ (CLLBC) и др. Среди новых сцинтилляторов особый интерес представляют детекторы CLYC, обладающие хорошим энергетическим разрешением ($\sim 3,8\%$) и демонстрирующие неплохое разделение нейтронного и γ -излучения по форме импульса с коэффициентом добротности $\sim 1,5$ (далее по тексту Figure of Merit, или FoM) [3]. Регистрация тепловых нейтронов в сцинтилляторе CLYC осуществляется по продуктам реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$. Быстрые нейтроны этим сцинтиллятором регистрируют с использованием реакций на хлоре ${}^{35}\text{Cl}(n, p){}^{35}\text{S}$, ${}^{35}\text{Cl}(n, \alpha){}^{32}\text{P}$ или пороговых реакций на ядрах лития ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)\text{T}$, ${}^7\text{Li}(n, 2n){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Li}(n, n'){}^7\text{Li}$ [4]. В экспериментах на токамаке EAST детектор CLYC впервые был применен для регистрации $D-D$ термоядерных нейтронов ($E_n = 2,45$ МэВ) [5]. Для выделения нейтронного сигнала из полного потока сигналов (нейтроны + сопутствующее γ -излучение) применялась схема разделения по форме импульса. Относительно длительное время высвечивания сцинтиллятора CLYC ограничивает быстродействие детектирующей системы из-за возможных наложений импульсов, что сужает возможность его использования в экспериментах с $D-D$ -плазмой на современных термоядерных установках.

Представленный в статье [6] анализ отклика сцинтилляционного детектора на основе кристалла $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ при регистрации нейтронов с энергией 2,45 МэВ, образующихся в реакции синтеза $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n + Q$ (3,269 МэВ), указывает на перспективность применения этого детектора в качестве спектрометра термоядерных нейтронов. Перекрытие энергетических диапазонов продуктов нейтронных реакций на хлоре и сопутствующего фонового γ -излучения требуют применения методов разделения сигналов по форме импульса. Быстрое время высвечивания кристалла $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ (26–28 нс) не позволяет получить высокий FoM в разделении сигналов нейтронов и γ -квантов, однако обеспечивает высокое быстродействие детектирующих систем. Хорошее энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ (менее 3% по линии ${}^{137}\text{Cs}$) и применение цифровых методов анализа формы импульса обеспечивают надежную регистрацию $D-D$ термоядерных нейтронов на фоне сопутствующего γ -излучения.

ПРИНЦИП РАБОТЫ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

В кристалле $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ регистрация быстрых нейтронов возможна благодаря реакциям ${}^{35}\text{Cl}(n, p){}^{35}\text{S}$ и ${}^{35}\text{Cl}(n, \alpha){}^{32}\text{P}$. Энергетические зависимости сечения реакций

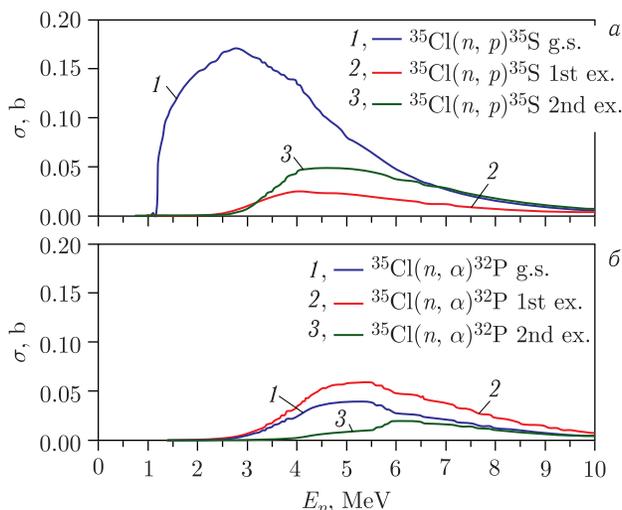


Рис. 1 (цветной в электронной версии). Сечения реакций $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ (а) и $^{35}\text{Cl}(n, \alpha)^{32}\text{P}$ (б). Представлены сечения реакции с образованием остаточного ядра в основном (1), 1-м возбужденном (2) и 2-м возбужденном (3) состояниях. Рисунок взят из [7]

Таблица 1. Основные каналы реакций (n, p) и (n, α) на ядрах ^{35}Cl

Реакция	Состояние образовавшегося ядра	Q , МэВ	Сечение реакций при $E_n = 2,45$ МэВ, мб
$^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$	Основное состояние	0,615	164,2
	1-е возбужденное состояние	-0,956	2,1
	2-е возбужденное состояние	-1,376	1,1
$^{35}\text{Cl}(n, \alpha)^{32}\text{P}$	Основное состояние	0,938	1,1
	1-е возбужденное состояние	0,860	1,4
	2-е возбужденное состояние	0,425	0,1

приведены на рис. 1, сведения об используемых ядерных реакциях представлены в табл. 1.

Согласно данным ENDF/B-VIII.0 [7], максимальное сечение реакции (n, p) находится в диапазоне энергии 2,4–2,7 МэВ, в котором образуются термоядерные нейтроны в экспериментах с D-D-плазмой. В этой области сечение реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ составляет около 170 мб согласно [7] и 35 мб согласно [8]. Из-за этого возникает неопределенность в оценке потока нейтронов в точке расположения детектора. В экспериментах, представленных в данной работе, был использован кристалл LaCl_3 размером $\varnothing 1 \times 1$.

УСТРОЙСТВО СПЕКТРОМЕТРА И СХЕМА ИЗМЕРЕНИЙ

Разделение сигналов спектрометра $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ по форме импульса реализовано методом оцифровки сигналов с высокой частотой дискретизации. Для этого использовалась сегментированная запись сигналов с ФЭУ Hamamatsu R6231-100 с помощью

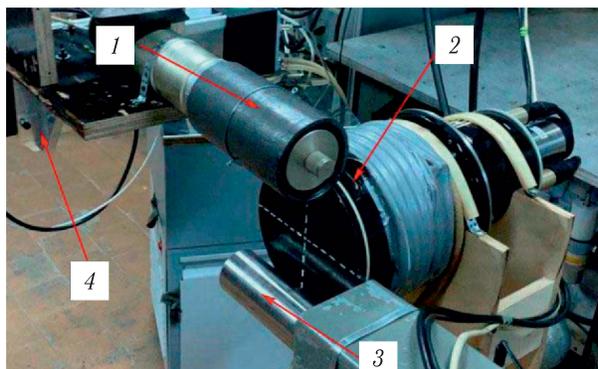


Рис. 2. Экспериментальная установка: 1 — сцинтилляционный кристалл LaCl_3 за свинцовым экраном; 2 — генератор быстрых нейтронов ИНГ-07Д; 3 — ^3He -пропорциональный счетчик; 4 — система позиционирования

быстро АЦП Spectrum M41.4450-X8 (разрешение 14 бит, частота дискретизации 500 МГц) [9]. Изображение экспериментальной установки представлено на рис. 2.

В качестве источника нейтронов использовался $D-D$ -генератор ИНГ-07Д. Энергия нейтронов $E_n = 2,45$ МэВ, выход нейтронов по паспорту составляет до $4 \cdot 10^7$ с^{-1} . Использовался свинцовый экран толщиной 5 мм, который был необходим для ослабления потока γ -квантов от генератора. ^3He -счетчик использовался как монитор нейтронного выхода генератора.

МЕТОД ЦИФРОВОГО РАЗДЕЛЕНИЯ СИГНАЛОВ ПО ФОРМЕ ИМПУЛЬСА

Особенностью кристалла LaCl_3 является наличие в нем радиоактивных элементов ^{40}K , ^{138}La и близкого к La по химическим свойствам Ac . ^{227}Ac определяет форму собственного α -фона кристалла [10]. Спектр собственного радиоактивного фона кристалла $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ приведен на рис. 3.



Рис. 3 (цветной в электронной версии). Собственный радиоактивный фон кристалла LaCl_3 . Зеленая область (1) — пик γ -квантов ^{40}K и ^{138}La ; красная область (2) — пики α -частиц от ^{227}Ac . Энергетическая шкала представлена в электронном эквиваленте (калибровка с использованием γ -источников)

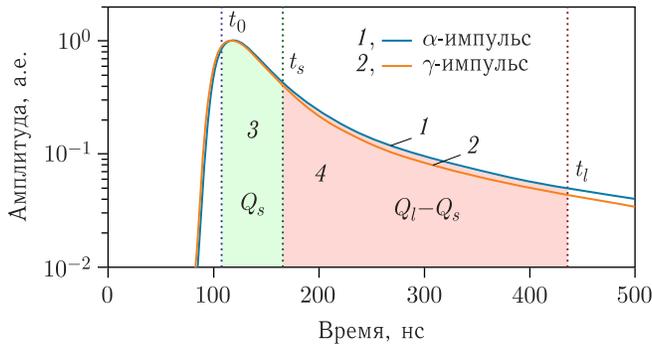


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Усредненные и нормализованные импульсы γ -квантов и α -частиц, измеренные в области, показанной на рис. 3. Зеленая область (3) — короткий интеграл Q_s ; красная (4) и зеленая области — длинный интеграл Q_l . Начало интегрирования t_0 , длительность короткого интеграла t_s , длительность длинного интеграла t_l

Для исследования разделения импульсов α -частиц и γ -квантов по форме сигнала был изучен собственный радиоактивный фон кристалла. Подробный разбор происхождения природного радиоактивного фона кристалла LaCl_3 приведен в [10]. Все отсчеты амплитудного спектра в области 1,2–1,6 МэВ определяются импульсами γ -квантов, а отсчеты в области 1,8–2,7 МэВ вызваны импульсами α -частиц.

При анализе формы сигналов спектрометра значение базовой линии выбрано как среднее значение сигнала до начала фронта импульса. Формы усредненных импульсов, создаваемых γ -квантами и α -частицами, приведены на рис. 4.

Для каждого сигнала спектрометра при данных параметрах Q_l и Q_s определен критерий разделения по форме импульса PSD (Pulse Shape Discrimination) по формуле

$$\text{PSD} = 1 - \frac{Q_s}{Q_l}. \quad (1)$$

Распределение сигналов спектрометра по критерию PSD приближалось нормальным распределением, для которого вычислялись среднее значение M и ширина пика на половине высоты (FWHM). На основе этих данных для каждой пары значений t_s , t_l был получен показатель FoM:

$$\text{FoM} = \frac{M_\alpha - M_\gamma}{\text{FWHM}_\alpha + \text{FWHM}_\gamma}. \quad (2)$$

Поле значений FoM сигналов α -частиц и γ -квантов для двух значений начала импульса (96 и 114 нс) приведено на рис. 5. Форма усредненного импульса была получена путем нормировки каждого импульса на максимум с дальнейшим усреднением по всем отсчетам. Разделение сигналов α - γ при наилучших параметрах представлено на рис. 6.

Для расчета и визуализации результатов разделения при заданных параметрах PSD использовалось программное обеспечение собственной разработки. Интерфейс программы представлен на рис. 7. В качестве примера работы с программой показан амплитудный спектр сигналов спектрометра $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$, измеренный в поле излучения D-D нейтронного генератора ИНГ-07Д.

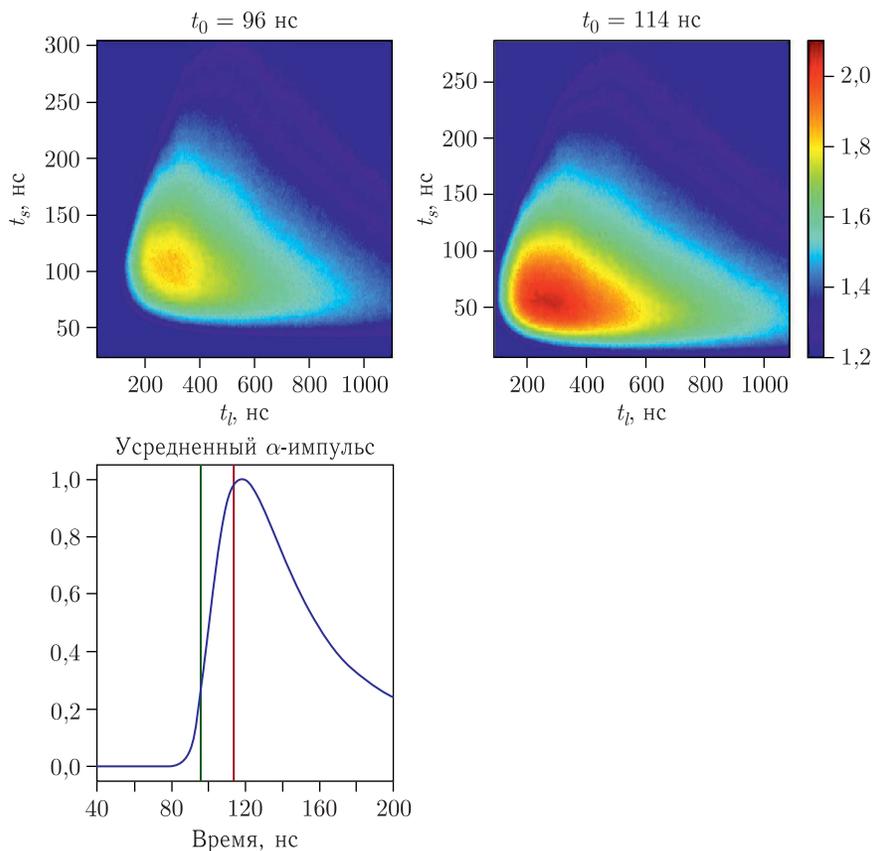


Рис. 5. Поле значений величины FoM разделения α - γ -сигналов для двух различных значений начала импульса. Значения t_0 отмечены на графике усредненного α -импульса. Наилучшие значения составили $\text{FoM}_{96} = 1,88$; $\text{FoM}_{114} = 2,10$

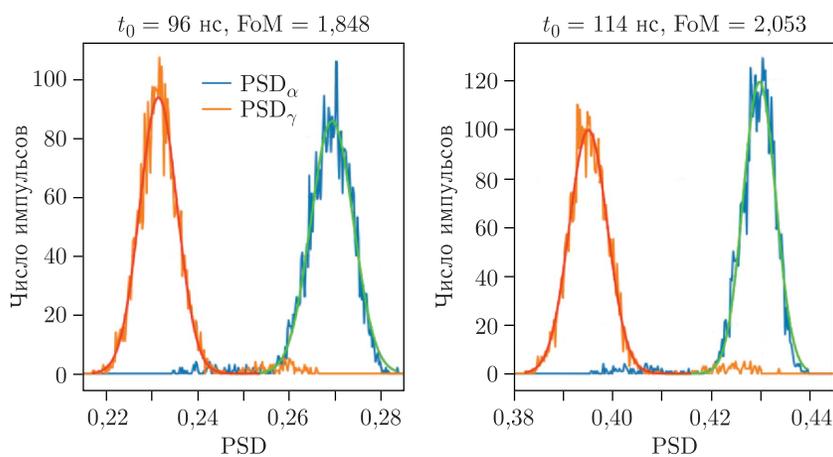


Рис. 6. Распределения числа импульсов по PSD для различных значений t_0 и соответствующих наилучших параметров

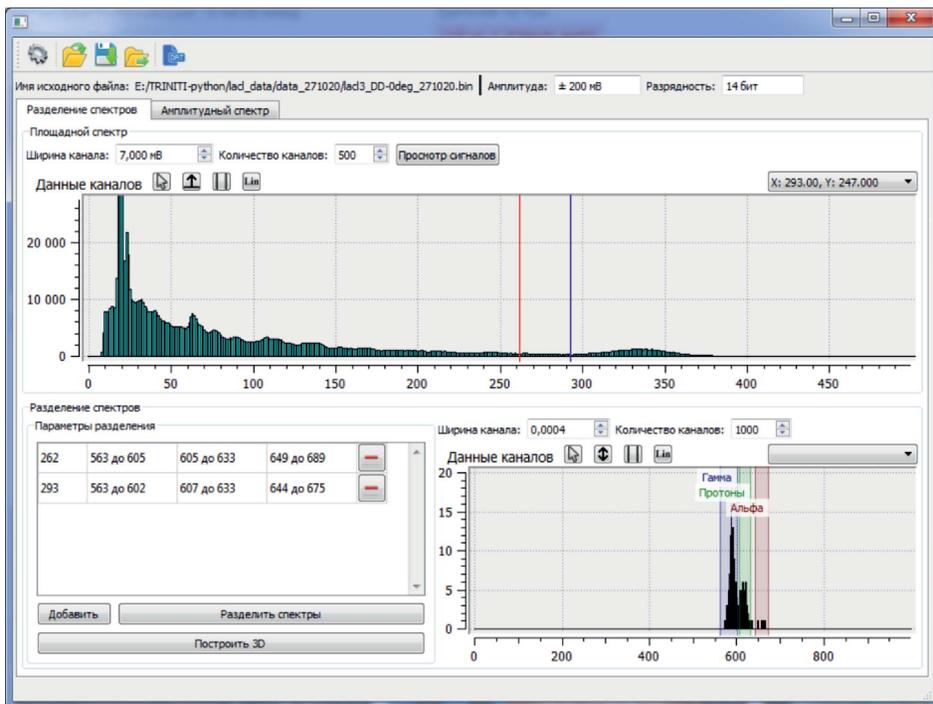


Рис. 7. Окно работы с площадными спектрами. Верхнее окно — амплитудный спектр; нижнее окно — разделение сигналов по форме импульса в выделенной области амплитудного спектра. Справа внизу выставляются границы параметра PSD для различных типов частиц

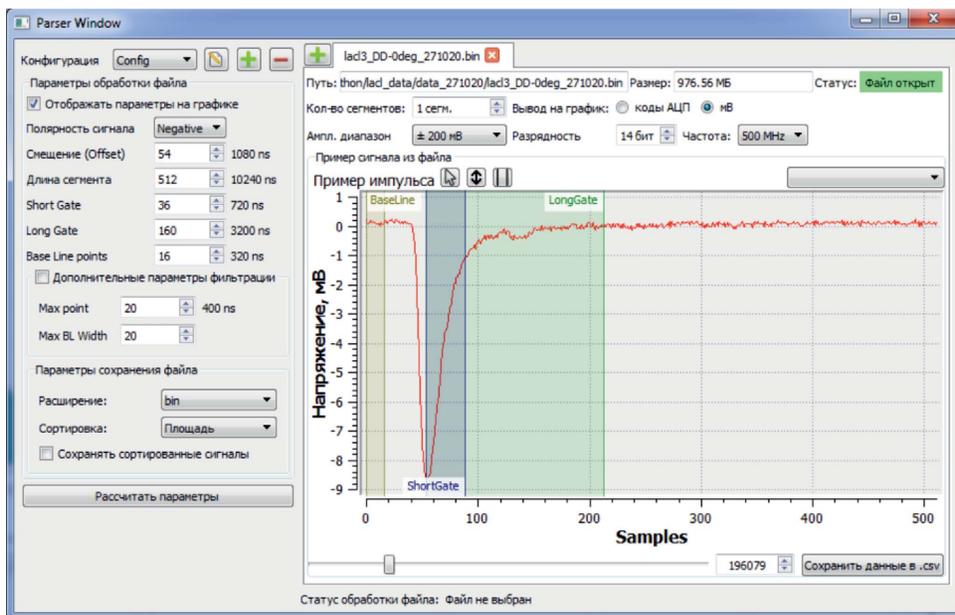


Рис. 8. Окно с настройкой разделения по форме импульсов

На рис. 8 показано окно, в котором выставляются параметры разделения сигналов по форме импульса. Программа позволяет строить трехмерные распределения сигналов по параметрам PSD и энергии, а затем выделять группу сигналов, соответствующих тому или иному типу излучения. Пример разделенного на компоненты амплитудного спектра приведен на рис. 9.

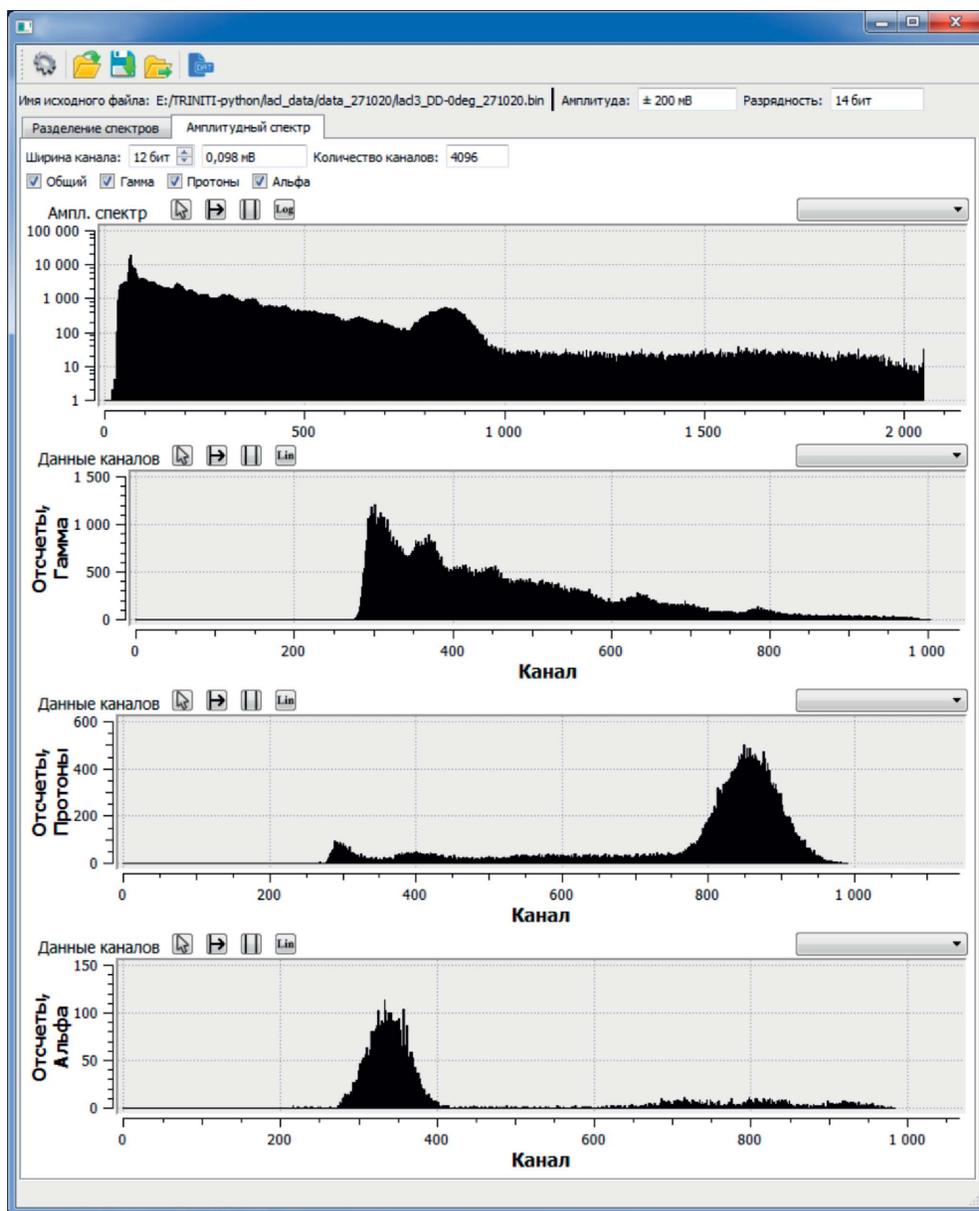


Рис. 9. Окно просмотра разделенного на компоненты амплитудного спектра

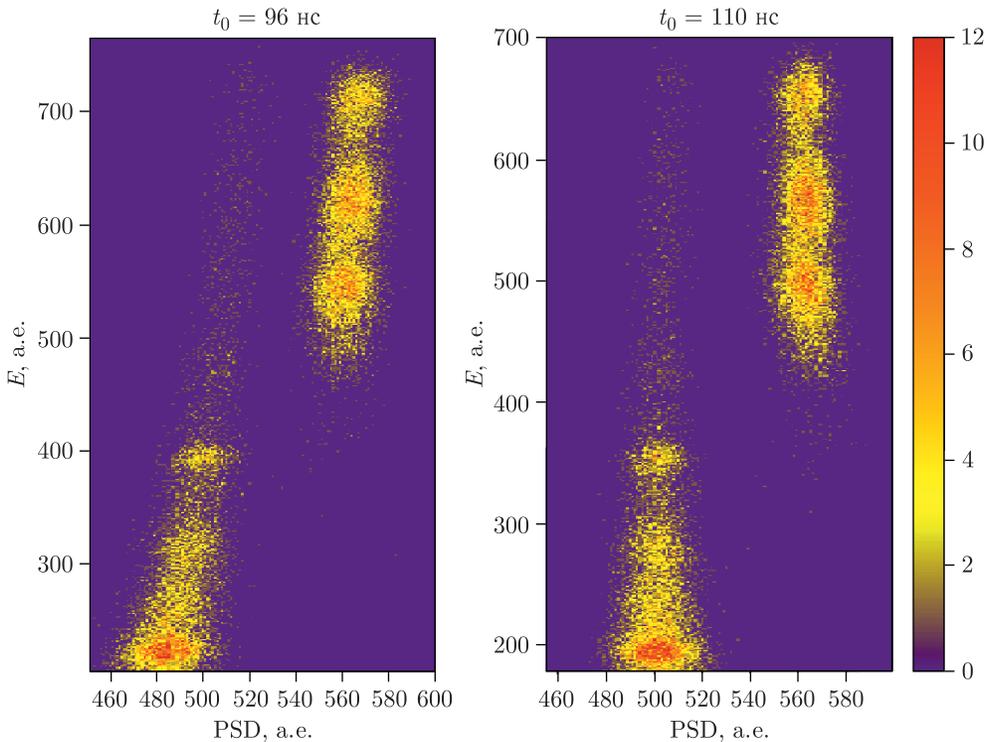


Рис. 10. Разделение α - γ для двух значений t_0 и соответствующих им оптимальных t_s , t_l . Слева виден рост PSD с увеличением энергии частицы

Задача разделения импульсов по форме усложняется появлением при определенных значениях t_0 , t_s , t_l зависимости параметра PSD от амплитуды импульсов. Это усложняет разделение амплитудных спектров для различных частиц. Из-за этого параметры разделения, соответствующие наибольшему FoM, могут оказаться хуже для целей разделения. Пример проявления роста PSD с изменением энергии частицы приведен для разделения α - γ на рис. 10.

РЕГИСТРАЦИЯ D - D -НЕЙТРОНОВ КРИСТАЛЛОМ $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$

Соотношение быстрой и медленной частей сигнала сцинтилляционного спектрометра $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ зависит от массы регистрируемой частицы: более тяжелые частицы вызывают более протяженные сигналы (см. рис. 5). Это дает основание предполагать, что параметр разделения PSD для нейтронов будет расположен между PSD для γ -квантов и PSD для α -частиц.

В экспериментах с термоядерной D - D -плазмой распределение нейтронов по скоростям определяется ионной температурой плазмы [11]. Регистрируемые импульсы нейтронов перекрываются по амплитудам с импульсами γ -квантов, что затрудняет оценку параметров плазмы на основе анализа энергетического спектра нейтронов. В сцинтилляторе $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ регистрация D - D -нейтронов идет за счет реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$. Поэтому актуальной является задача разделения по форме импульса

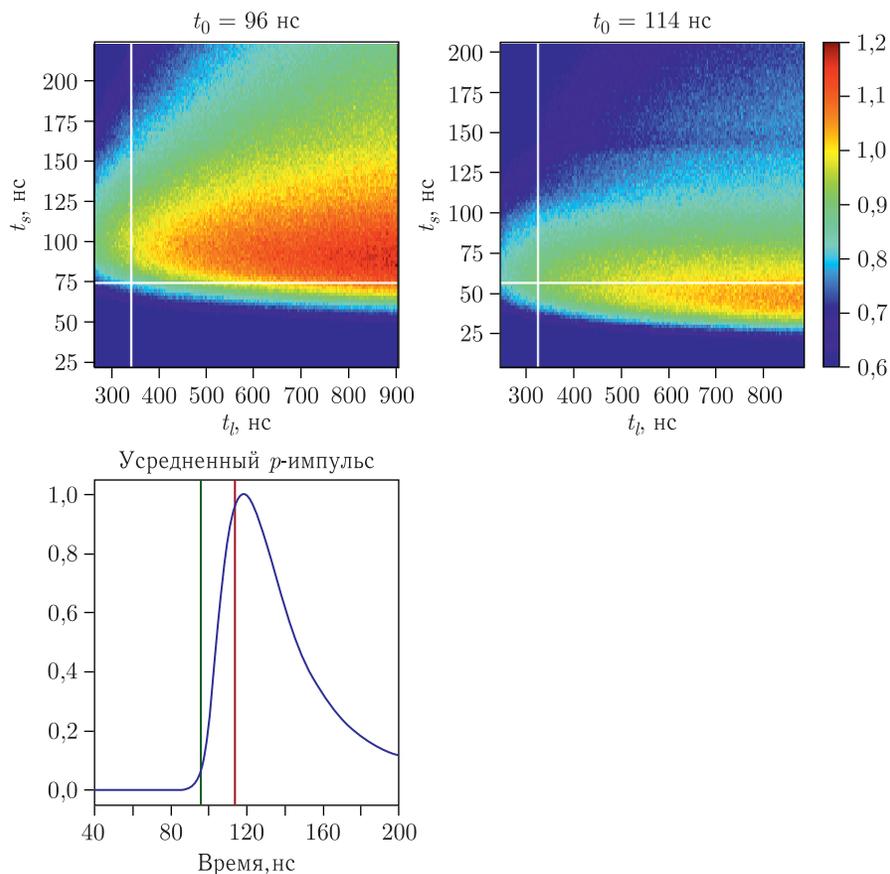


Рис. 11 (цветной в электронной версии). Поля $\text{FoM}_{n-\gamma}$ для различных значений t_0 . Белыми прямыми обозначены приведенные в предыдущем разделе наилучшие значения t_s , t_l для разделения $\alpha-\gamma$

сигналов нейтронов и γ -квантов в энергетическом диапазоне 2–3 МэВ. Данные для поиска наилучших параметров разделения PSD и FoM были получены в экспериментах с генератором $D-D$ -нейтронов ИНГ-07Д. Все импульсы были проанализированы по такому же алгоритму, как и в случае разделения $\alpha-\gamma$ -сигналов собственного радиоактивного фона. Поля FoM $n-\gamma$ -сигналов для двух значений начала импульса (96 и 114 нс) представлены на рис. 11.

Можно заметить, что с увеличением t_l FoM $n-\gamma$ улучшается. При этом растет «зашумленность» гистограммы, а также проявляется зависимость PSD от энергии. Эти эффекты видны на рис. 12.

Однако следует учитывать, что удлинение окна регистрации для повышения Q_l снижает максимальную скорость счета при измерении нейтронного потока. Это позволяет предполагать, что подобранные для разделения $\alpha-\gamma$ параметры будут вблизи оптимальных для разделения $n-\gamma$. Разделение сигналов нейтронов и γ -квантов для этих наилучших значений параметров t_0 , t_s и t_l приведено на рис. 13.

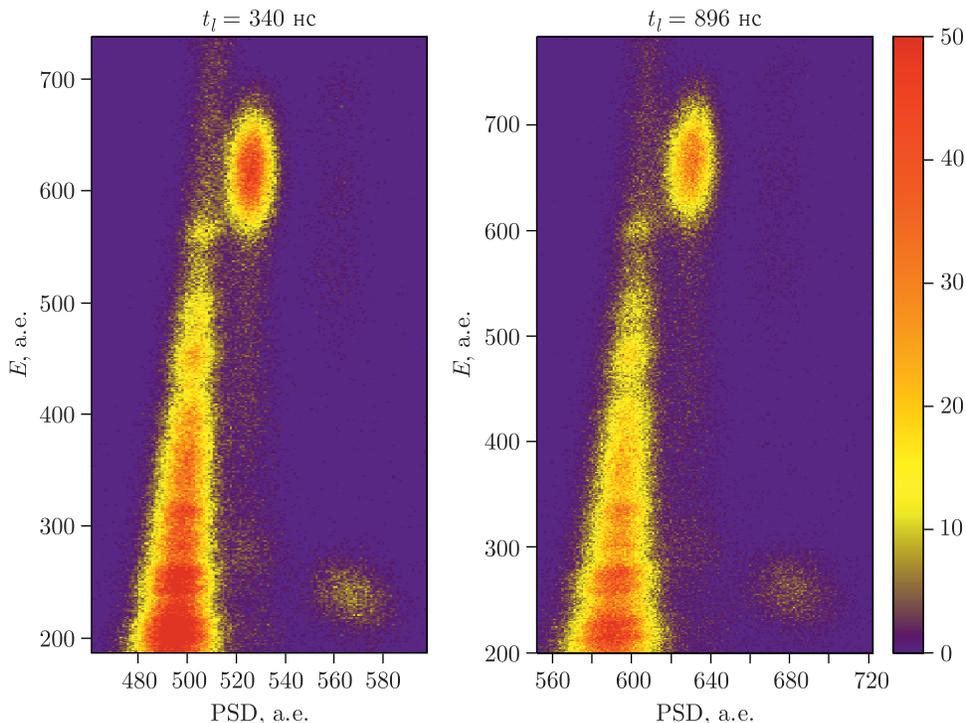


Рис. 12. Размытие картины разделения при больших значениях t_l

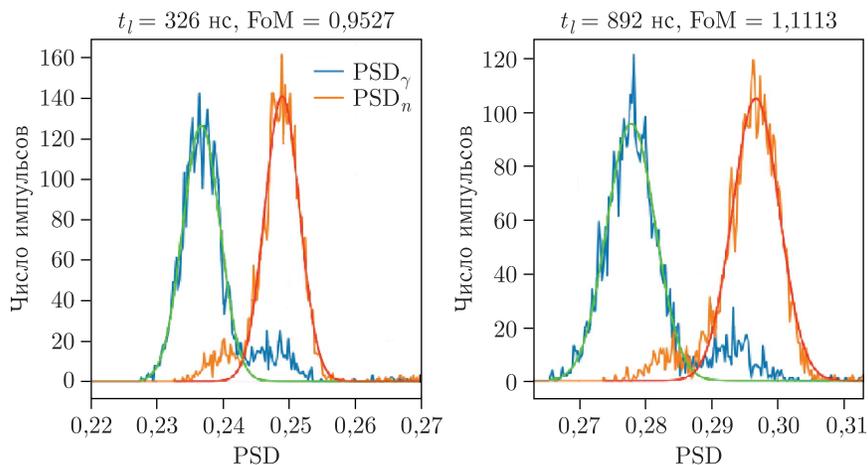


Рис. 13. Зависимость числа импульсов от параметра PSD для различных значений t_l при одинаковых t_s и t_0

На рис. 14 приведен суммарный амплитудный спектр, зарегистрированный детектором $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ при облучении D - D -нейтронами генератора ИНГ-07Д. Здесь же показаны отдельно выделенные из суммарного спектра вклады γ -квантов, протонов и α -частиц. На спектре n -компонента и α -компонента видны пики $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$

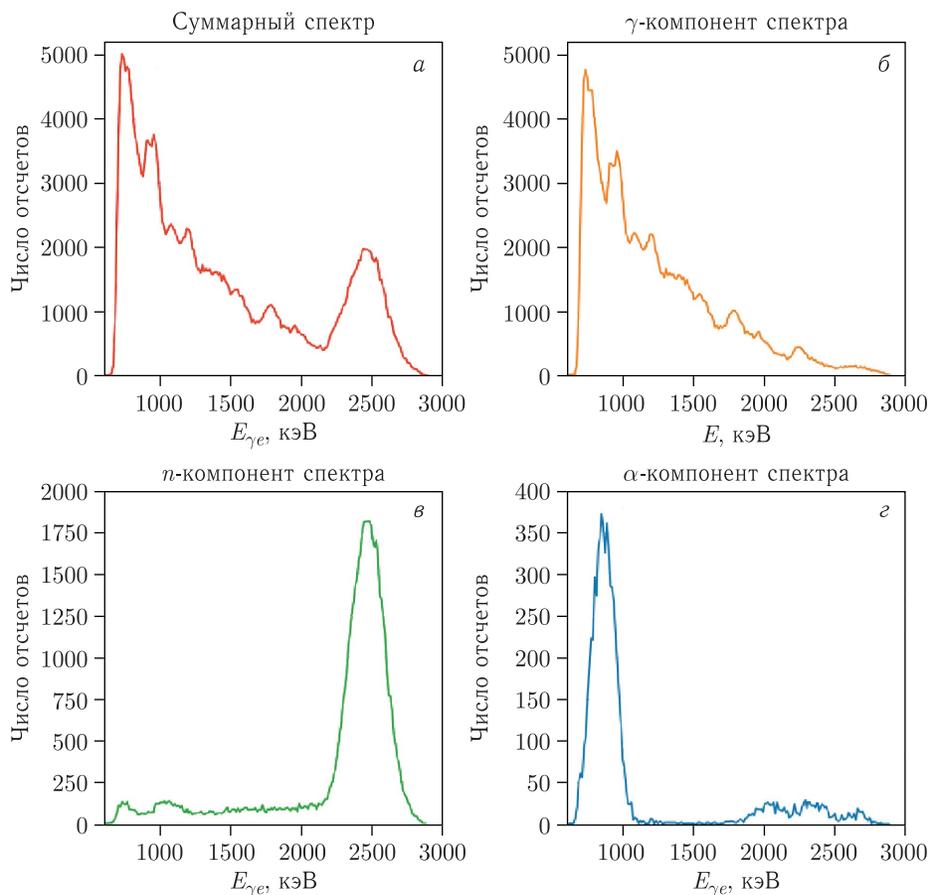


Рис. 14. а) Суммарный амплитудный спектр; б) выделенный из него γ -компонент; в) n -компонент; г) α -компонент

Таблица 2. Параметр α/β

Параметр α/β (данные измерения)	Параметр α/β в [10]	Энергия α -частицы, кэВ	Энергия α -частицы в γ -эквиваленте, кэВ
0,30	0,320	5716	1705
0,34	0,343	6623	2270
0,35	0,359	7386	2570

Таблица 3. Параметр p/β

Параметр p/β (данные измерения)	Энергия протона, кэВ	Энергия протона в γ -эквиваленте, кэВ
0,74	2900	2160
0,75	3170	2370

(рис. 14, в) и $^{35}\text{Cl}(n, \alpha)^{32}\text{P}$, соответствующие регистрации $D-D$ -нейтронов, излучаемых генератором ИНГ-07Д. На спектре α -компонента также присутствуют α -пики собственного радиоактивного фона кристалла $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ в области энергии от 2000 до 3000 кэВ.

На основе записанного амплитудного спектра была сделана оценка сечения реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ — 190 мб. Это хорошо согласуется со значением из библиотеки ENDF/B-VIII.0 [7] — 180 мб, но отличается от оценки в статье [8] — 35 мб.

Благодаря прямому выделению нейтронного компонента представляется возможным оценить параметры α/β и p/β . Результаты приведены в табл. 2 и 3.

Полученные значения в случае α/β близки к результатам, полученным в работе [10]. Оценку параметра p/β в специальной литературе найти не удалось. Для сцинтиллятора CLYC параметр α/β составляет 0,5, параметр p/β — 0,9 [4].

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ДЕТЕКТОРА $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИИ НЕЙТРОНОВ

Таким образом, сцинтилляционный детектор на основе кристалла $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ имеет хорошие перспективы использования как в качестве монитора выхода нейтронов для $D-D$ нейтронных генераторов, так и в качестве спектрометра $D-D$ -нейтронов для работы на современных термоядерных установках с дейтериевой плазмой.

В будущем планируется применить спектрометр на действующих термоядерных установках с магнитным удержанием $D-D$ -плазмы в условиях сопутствующего облучения высоким потоком γ -квантов, а также определить границы применимости спектрометра в смешанных полях $D-D$ - и $D-T$ -нейтронов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты применения метода цифрового разделения регистрируемых частиц по форме импульса для сцинтилляционного детектора на основе кристалла $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$. Определены оптимальные параметры разделения $\alpha-\gamma$ при регистрации собственного радиоактивного фона кристалла и $n-\gamma$ при регистрации $D-D$ -нейтронов, получены оценки наилучшего показателя FoM для разделений $\alpha-\gamma$ (2,1), $n-\gamma$ (1,0). С учетом наличия зависимости PSD от энергии определена оптимальная длительность окна записи сигнала. Оптимизированный метод цифрового разделения частиц по форме импульса позволяет достоверно выделять часть спектра, соответствующего регистрации быстрых $D-D$ -нейтронов. Это, в свою очередь, позволяет более эффективно измерять ключевые параметры плазмы (полный выход нейтронов, термоядерную мощность P_{fus} , ионную температуру плазмы $T_{i,\text{core}}$) на термоядерных установках с магнитным удержанием дейтериевой плазмы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90035.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Knoll G. F. Radiation Detection and Measurement. 4th ed. N. Y.: Wiley, 2010. 830 p.
2. Guckes A. L. Applications of Elpasolites as a Multimode Radiation Sensor // UNLV Theses, Dissertations, Professional Papers, and Capstones. 2017. P. 2978; <https://digitalscholarship.unlv.edu/thesesdissertations/2978>.

3. Wen Xianfei, Enqvist A. Pulse Shape Discrimination of Cs₂LiYCl₆:Ce₃ + Detectors at High Count Rate Based on Triangular and Trapezoidal Filters // Nucl. Instr. Meth. A. 2017. V. 866. P. 129.
4. Giaz A., Blasi N., Boiano C., Brambilla S., Camera F., Cattadori C., Ceruti S., Gramegna F., Marchi T., Mattei I., Mentana A., Million B., Pellegrini L., Rebai M., Riboldi S., Salamida F., Tardocchi M. Fast Neutron Measurements with ⁷Li and ⁶Li Enriched CLYC Scintillators // Nucl. Instr. Meth. A. 2016. V. 825. P. 51.
5. Rigamonti D., Zhong G.Q., Croci G., Giacomelli L., Gorini G., Hu Z., Muraro A., Nocente M., Perelli Cippo E., Rebai M., Tardocchi M., Camera F., Cattadori C., Zhou R.J., Hu L.Q., Ge L., Zhang Y., Fann T.S. and the EAST Team. First Neutron Spectroscopy Measurements with a Compact C7LYC Based Detector at EAST // 3rd Eur. Conf. on Plasma Diagnostics (ECPD'2019), Lisbon, Portugal, May 6–10, 2019.
6. Кормилицын Т. М. и др. О регистрации быстрых нейтронов сцинтилляционным детектором LaCl₃(Ce) // Письма в ЭЧАЯ. 2021. Т. 18, № 1(233). С. 86–97.
7. Brown D.A., Chadwick M.B., Capote R., Kahler A.C., Trkov A., Herman M.W., Sonzogni A.A., Danon Y., Carlson A.D., Dunn M., Smith D.L., Hale G.M., Arbanas G., Arcilla R., Bates C.R., Beck B., Becker B., Brown F., Casperson R.J., Conlin J., Cullen D.E., Descalle M.-A., Firestone R., Gaines T., Guber K.H., Hawari A.I., Holmes J., Johnson T.D., Kawano T., Kiedrowski B.C., Koning A.J., Kopecky S., Leal L., Lestone J.P., Lubitz C., Marquez Damian J.I., Mattoon C.M., McCutchan E.A., Mughabghab S., Navratil P., Neudecker D., Nobre G.P.A., Noguere G., Paris M., Pigni M.T., Plompen A.J., Pritychenko B., Pronyaev V.G., Roubtsov D., Rochman D., Romano P., Schillebeeckx P., Simakov S., Sin M., Sirakov I., Sleaford B., Sobes V., Soukhovitskii E.S., Stetcu I., Talou P., Thompson I., van der Marck S., Welser-Sherrill L., Wiarda D., White M., Wormald J.L., Wright R.Q., Zerkle M., Zerovnik G., Zhu Y. ENDF/B-VIII.0: The 8th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO-Project Cross Sections, New Standards and Thermal Scattering Data // Nucl. Data Sheets. 2018. V. 148. P. 1–142.
8. Batchelder J.C., Chong S.A., Morrell J., Unzueta M.A., Adams P., Bauer J.D., Bailey T., Becker T.A., Bernstein L.A., Fratoni M., Hurst A.M., James J., Lewis A.M., Matthews E.F., Negus M., Rutte D., Song K., Van Bibber K., Wallace M., Waltz C.S. Possible Evidence of Nonstatistical Properties in the ³⁵Cl(n,p)³⁵S Cross Section // Phys. Rev. C. 2019. V. 99, No. 4. P. 044612.
9. <https://spectrum-instrumentation.com/en/m4i4450-x8>.
10. Wolszczak W., Dorenbos P. Shape of Intrinsic Alpha Pulse Height Spectra in Lanthanide Halide Scintillators // Nucl. Instr. Meth. A. 2017. V. 857. P. 66–74.
11. Ericsson G. Advanced Neutron Spectroscopy in Fusion Research // J. Fusion Energy. 2019. V. 38(3–4). P. 330–355.

Получено 8 апреля 2021 г.