

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО  
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074.8+001.89:004.31+001.89:004.6

НЕЙТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ  
ЭКСПЕРИМЕНТОВ С РАДИОАКТИВНЫМИ ПУЧКАМИ  
НА ФРАГМЕНТ-СЕПАРАТОРЕ АКУЛИНА-2

© 2018 г. А. А. Безбах<sup>a</sup>, С. Г. Белогуров<sup>a, b, \*</sup>, R. Wolski<sup>a, c</sup>, Э. М. Газеева<sup>a</sup>,  
М. С. Головков<sup>a</sup>, А. В. Горшков<sup>a</sup>, G. Kaminski<sup>a, c</sup>, М. Ю. Козлов<sup>a</sup>,  
С. А. Крупко<sup>a</sup>, И. А. Музалевский<sup>a, d</sup>, Е. Ю. Никольский<sup>a, e</sup>, Е. В. Овчаренко<sup>a</sup>,  
Р. С. Слепнев<sup>a</sup>, Г. М. Тер-Акопьян<sup>a</sup>, А. С. Фомичев<sup>a</sup>, V. Chudoba<sup>a, d</sup>,  
П. Г. Шаров<sup>a</sup>, В. Н. Щетинин<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Объединенный институт ядерных исследований  
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

<sup>b</sup> Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Россия, Москва

<sup>c</sup> Institute of Nuclear Physics PAN, Poland, Krakow

<sup>d</sup> Institute of Physics, Silesian University in Opava, Czech Republic, Opava

<sup>e</sup> Национальный исследовательский центр “Курчатовский Институт”, Россия, Москва

\*e-mail: belogurov@jinr.ru

Поступила в редакцию 23.01.2018 г.

Описан нейтронный спектрометр на основе кристаллов стибьена, созданный в Лаборатории ядерных реакций (ЛЯР) им. Г.Н. Флерова ОИЯИ (г. Дубна, Россия). Определены временное разрешение в зависимости от амплитуды сигнала (при амплитуде 1 МэВ в электронном эквиваленте  $\sigma T = 0.18$  нс) и энергетическое разрешение детектирующих модулей при регистрации  $\gamma$ -квантов, составившее  $\sigma E/E = 4.5\%$  при  $E = 1$  МэВ. Исследовано качество  $n$ - $\gamma$ -дискриминации. Показано, что уверенное разделение возможно, начиная от потерь 100 кэВ в электронном эквиваленте, что соответствует кинетической энергии протонов отдачи  $\sim 700$  кэВ. Нейтронный спектрометр позволяет существенно расширить экспериментальные возможности и на качественно новом уровне проводить корреляционные эксперименты с радиоактивными пучками на фрагмент-сепараторе АКУЛИНА-2.

DOI: 10.1134/S003281621805004X

ВВЕДЕНИЕ

Регистрация нейтронов позволяет существенно расширить возможности экспериментальных исследований с радиоактивными пучками по сравнению с большинством экспериментов, основанных на регистрации только заряженных частиц. Вследствие высокой проникающей способности нейтрон из области взаимодействия долетает до детектора практически без потери энергии, что, в ряде случаев, допускает использование толстых мишеней без ухудшения энергетического разрешения. Последнее играет важную роль для увеличения светимости экспериментов на радиоактивных пучках малой интенсивности. Измерение корреляций, т.е. регистрация нейтрона в совпадениях с заряженными продуктами реакции, может предоставить уникальную информацию о квантовых характеристиках изучаемых ядерных состояний [1].

Нейтроны, проходя рабочий объем детектора, регистрируются путем измерения ионизации от

вторичных заряженных частиц – продуктов взаимодействия нейтронов с материалом детектора. В области энергий от одного до нескольких сотен мегаэлектронвольт часто используются водородсодержащие детекторы, в которых регистрируется протон, выбитый в процессе упругого рассеяния нейтрона на водороде. Энергия протонов отдачи лишь опосредованно связана с энергией нейтронов, поэтому для точного измерения энергии нейтронов, как правило, применяется метод измерения времени пролета.

К нейтронному спектрометру предъявляются такие требования, как хорошее временное разрешение и достаточно большая площадь и толщина для обеспечения приемлемой эффективности регистрации.

В настоящее время в экспериментах на радиоактивных пучках для регистрации нейтронов большое распространение получили так называемые нейтронные стенки – детекторы на основе пластин, изготовленных из быстрых органиче-

ских сцинтилляторов, просматриваемых с двух сторон фотодетекторами, см., например, [2]. Хорошие временные параметры таких сцинтилляторов и сравнительная дешевизна позволяют создавать детекторы большого размера. К недостаткам такого подхода относится трудность определения точки входа нейтрона в случае двух- или многократного рассеяния нейтрона в детекторе, а также отделения событий с несколькими сигналами от одного нейтрона, испытавшего рассеяние в материале детектора, от событий с несколькими нейтронами. Использование большого количества сцинтилляторов, считываемых независимо и с хорошим временным разрешением, позволяет улучшить локализацию первого взаимодействия нейтрона и дискриминацию многонейтронных событий.

Значительный рабочий объем детектора приводит к тому, что при регистрации нейтронов основным фоном становятся  $\gamma$ -кванты, обязанные своим появлением ядерным взаимодействиям пучка и радиоактивности окружающих детектор материалов. Как показывает опыт, амплитудное распределение этого фона имеет максимум при малой энергии и экспоненциально спадает при ее увеличении. В экспериментах, связанных с регистрацией энергичных нейтронов ( $\geq 100$  МэВ), проблема дискриминации  $\gamma$ -фона решается введением достаточно высокого амплитудного порога регистрации (5–10 МэВ для электронов), что существенно подавляет  $\gamma$ -фон, не приводя к драматичному уменьшению эффективности регистрации нейтронов. Однако этот метод неприемлем при регистрации нейтронов с энергией  $< 50$  МэВ, поскольку здесь эффективность регистрации нейтронов существенно зависит от амплитудного порога. В этой области энергий, как правило, используют сцинтилляторы, позволяющие выполнять дискриминацию  $\gamma$ -фона на основе анализа формы импульса при сохранении низкого амплитудного порога регистрации. Таким образом, к сформулированным выше требованиям к нейтронному спектрометру при регистрации нейтронов в области энергий от единиц до нескольких десятков мегаэлектронвольт добавляется требование эффективной дискриминации  $\gamma$ -фона.

В Лаборатории ядерных реакций (ЛЯР) им. Г.Н. Флерова ОИЯИ проводятся экспериментальные исследования структуры легких экзотических ядер на фрагмент-сепараторе АКУЛИНА [3]. В настоящее время начата эксплуатация фрагмент-сепаратора следующего поколения — АКУЛИНА-2 [4], предназначенного для проведения экспериментов на радиоактивных пучках при энергиях 20–50 МэВ/нуклон. Особенно актуально применение нейтронных спектрометров для изучения легких экзотических ядер, таких как  $^5\text{H}$ ,  $^7\text{H}$ ,  $^9\text{He}$ ,  $^{10}\text{He}$ ,  $^{10}\text{Li}$  и т.д., в окрестностях границы

нейтронной стабильности [5]. При распаде таких ядер с большой вероятностью испускаются один или несколько нейтронов, которые в силу малой массы уносят значительную долю энергии распада.

В данной статье описан 32-канальный нейтронный спектрометр на основе кристаллов стибьбена, созданный в Лаборатории ядерных реакций (ЛЯР) им. Г.Н. Флерова в ОИЯИ. Спектрометр предназначен для идентификации нейтронов в диапазоне энергий от единиц до десятков мегаэлектронвольт и измерения их кинетической энергии по времени пролета при совместном использовании с детекторами заряженных частиц. В дальнейшем предполагается увеличение количества одноканальных модулей до 64 штук с целью увеличения эффективности регистрации нейтронов.

## НЕЙТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ СТИБЬБЕНА

Активными элементами нейтронного спектрометра являются кристаллы стибьбена. Физические свойства стибьбена в сравнении с другими органическими сцинтилляторами, используемыми для регистрации нейтронов, приведены в табл. 1. Форма сцинтилляционного импульса стибьбена характеризуется двумя компонентами: быстрой, с временем высвечивания 3–6 нс, и медленной, длительностью несколько десятков микросекунд. Точные значения времен высвечивания для разных кристаллов могут отличаться. Соотношение между интенсивностями двух компонент зависит от плотности ионизации. Сцинтилляции от протонов имеют более высокий выход медленной компоненты по сравнению с сигналами от электронов. Еще более интенсивно медленная компонента заселяется частицами с более высоким  $Z$ . Это позволяет осуществлять  $n$ - $\gamma$ -дискриминацию по форме сигнала, т.е. отличать события, в которых происходит взаимодействие нейтронов, от событий комптоновского рассеяния  $\gamma$ -квантов.

Кристаллы стибьбена (молекулярная формула  $\text{C}_{14}\text{H}_{12}$ ) производства компании Amcrys-H (Харьков, Украина) имеют форму цилиндра диаметром 8 см и толщиной 5 см и упакованы в алюминиевые оболочки с торцевым стеклянным окном для оптического контакта с одним из фотоэлектронных умножителей (ф.э.у.): либо с Philips Photonis XR 4312, либо с ET-Enterprise 9822. Сборка из кристалла стибьбена, ф.э.у. и делителя напряжения, помещенная в металлический корпус, называется модулем. 3D-модель модуля показана на рис. 1.

Нейтронный спектрометр (рис. 2) состоит из модулей, которые устанавливаются при помощи хомутов на несущую конструкцию из стальных трубок. Расстояние между спектрометром и физической мишенью выбирается, исходя из требо-

**Таблица 1.** Характеристики некоторых органических сцинтилляторов, применяемых для идентификации нейтронов методом анализа формы сигнала высвечивания

Вещество, формула или марка	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Время высвечивания, нс (быстрая компонента)	Длина волны в максимуме спектра, нм	Световыход, % к антрацену
Антрацен C <sub>14</sub> H <sub>10</sub> [6]	1.25	30	445	100
Стильбен C <sub>14</sub> H <sub>12</sub> , монокристалл [6]	1.16	6	410	56
Пластик EJ276 (или EJ299-33A) [7]	1.896	13	425	56
Жидкость BC501A (или NE213) [8]	0.901	3.2	425	78

ваний конкретного эксперимента, и ограничено лишь размерами экспериментального зала.

В зависимости от условий эксперимента и кинематики исследуемой реакции такая конструкция позволяет менять расстояние и относительные углы между модулями с целью оптимального расположения всего массива в пространстве. Кроме того, для повышения эффективности массива детекторов есть возможность установки детекторов в несколько рядов.

### СИСТЕМЫ СЧИТЫВАНИЯ И СБОРА ДАННЫХ

На рис. 3 показана схема фрагмента систем считывания и сбора данных (с.с.с.д.), содержащая два детектирующих модуля. Такая конфигурация использовалась при получении результатов, представленных в данной работе.

Для считывания сигналов с модулей нейтронного спектрометра используются блоки MCFD-16 и MPD-4 фирмы Mesytec, реализованные в стандарте NIM. Сигнал с последнего диода каждого ф.э.у. используется для временной привязки. Такие сигналы поступают на входы 16-канального дискриминатора MCFD-16, который может рабо-

тать как в режиме следящего порога, так и в режиме привязки к фронту импульса. Если сигнал на входе превышает установленный порог, на выходе соответствующего канала формируется логический сигнал заданной длительности, фронт которого обеспечивает временную привязку, согласно выбранному режиму работы дискриминатора. Блок MCFD-16 имеет четыре дополнительных выхода: логическое *ИЛИ* всех выходных сигналов и три независимо настраиваемых триггерных выхода, условия срабатывания которых устанавливаются как функция количества выходных сигналов.

Сигналы с анодов ф.э.у. поступают на входы 4-канального блока дискриминации импульсов по их форме MPD-4 [9], предназначенного для идентификации частиц. В данном блоке формируется внутренний трапециевидный сигнал. Интегрирование первых 20 нс этого сигнала позволяет получить на одном из выходов блока сформированный импульс *AMP* длительностью 1 мкс, амплитуда которого пропорциональна интегралу быстрой компоненты сцинтилляции. Длительность трапециевидного сигнала над порогом, который пропорционален сигналу *AMP*, монотонно зависит от относительного вклада медленной компоненты. С помощью встроенного в блок вре-

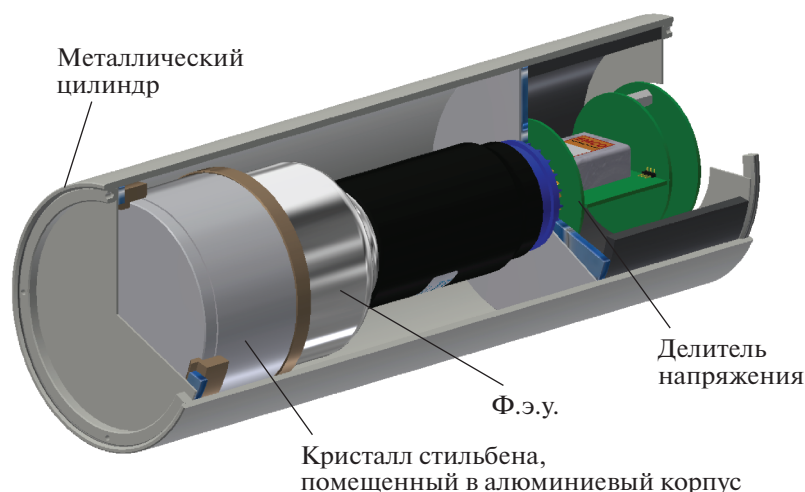

**Рис. 1.** 3D-модель детектирующего модуля нейтронного спектрометра.



Рис. 2. Нейтронный спектрометр в сборе.

мамплитудного преобразователя формируется сигнал *TAC* длительностью 1 мкс, амплитуда которого пропорциональна упомянутой длительности и представляет собой параметр, по которому осуществляется  $n$ - $\gamma$ -разделение.

Описанная выше система считывания может быть подсоединена к различным системам оцифровки и сбора данных, ниже описана конфигурация, реализованная в нашей лаборатории [10].

Отметим, что полная с.с.с.д., обслуживающая 32 модуля, содержит 8 блоков MPD-4 и два блока MCFD-16.

Для оцифровки амплитуд и времен использовались соответственно блоки MADC-32 и MTDC-32 фирмы Mesytec, изготовленные в стандарте VME. Аналого-цифровой преобразователь (а.ц.п.) MADC-32 имеет 32 входа. Рабочий диапазон напряжений может составлять: 4, 8, 10 В. Разрядность а.ц.п. настраивается от 11 до 13 бит. Время-цифровой преобразователь (в.ц.п.) MTDC-32 разрядностью 16 бит с настраиваемой в широком диапазоне ценой одного отсчета (125 пс в нашем случае) имеет логический вход для сигнала *Общий старт* и 32 логических входа для приема независимых импульсов *Stop*. задается временное окно относительно момента прихода импульса *Общий старт* и для всех импульсов *Stop*, попавших в это окно, оцифровывается интервал времени между началом окна и этим импульсом.

Сбор данных организован с помощью VME-процессора RIO-3, работающего под управлением программного обеспечения MBS (Multi Branch System, <http://wwwwin.gsi.de/daq/>). Запуск с.с.с.д. осуществляется сигналом с триггерного выхода блока MCFD-16 либо внешним триггером. Этим же сигналом открываются ворота а.ц.п. и дается

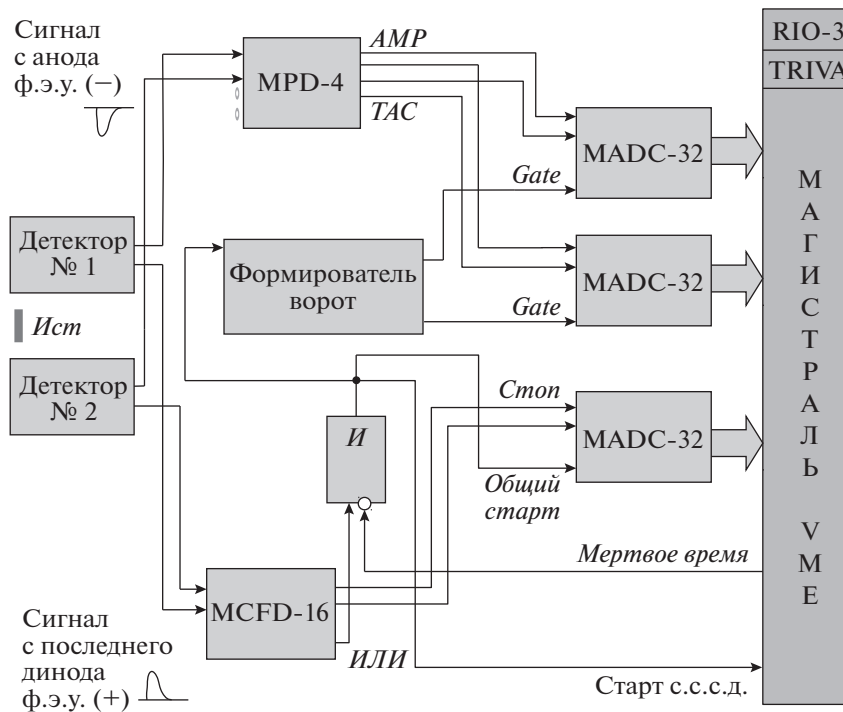


Рис. 3. Схема системы считывания и сбора данных для исследования модулей нейтронного спектрометра. MPD-4 – 4-канальный блок дискриминации импульсов по форме; MCFD-16 – 16-канальный дискриминатор; MADC-32 – аналого-цифровой преобразователь; MTDC-32 – времяцифровой преобразователь; RIO-3 – VME-процессор; TRIVA – триггерный блок; *Ист* – один из радиоактивных источников, использованных в данной работе ( $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{60}\text{Co}$  или  $^{137}\text{Cs}$ ). Описание сигналов *TAC* и *AMP* см. в тексте.

*Старт* в.ц.п. Предусмотрена блокировка запуска с.с.с.д. запрещающим сигналом *Мертвое время* от триггерного блока TRIVA.

Важной особенностью MBS является поддержка режима построения событий, при котором различные детекторы, задействованные в эксперименте, подключаются к разным крейтам VME. Данные со всех крейтов поступают независимо по сети Ethernet в э.в.м., на которой работает построитель событий MBS. В каждом крейте имеется триггерный блок TRIVA. Эти блоки из разных крейтов соединены только триггерной шиной, которая обеспечивает синхронизацию данных от разных частей установки путем записи в заголовок сообщений соответствующих идентификаторов событий. Режим построения событий особенно полезен при работе с нейтронным спектрометром, который часто расположен вдали от мишенной камеры, поскольку этот режим позволяет минимизировать количество длинных кабелей между разными частями установки и осуществлять запуск спектрометра независимо от остальных детекторов.

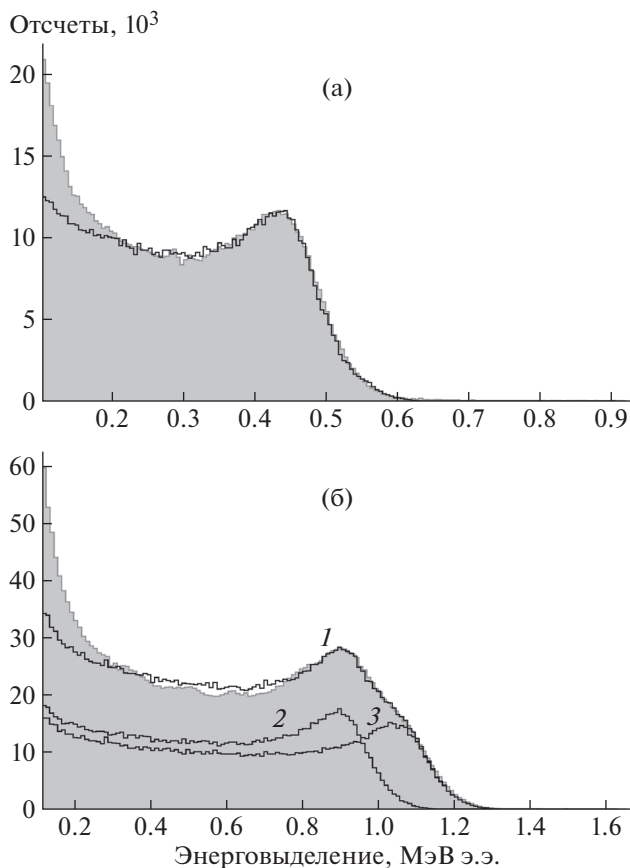
### ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НЕЙТРОННОГО СПЕКТРОМЕТРА

Возможность использования нейтронного спектрометра с низкими порогами регистрации существенно влияет на эффективность проводимых измерений и определяется качеством  $n$ - $\gamma$  дискриминации. Кинетическая энергия нейтронов определяется по времени пролета, поэтому точность измерения энергии зависит от временного разрешения. В следующих разделах обсуждаются измерения характеристик модулей нейтронного спектрометра.

#### Энергетическая калибровка

Энергетическая калибровка спектра амплитуд осуществлялась по положению края комптоновского спектра при облучении детектирующих модулей источниками  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{60}\text{Co}$ . Максимальная энергия комптоновских электронов составляет 0.478, 0.96 и 1.118 МэВ для  $\gamma$ -квантов с энергией 0.6617, 1.17 и 1.33 МэВ соответственно. Предполагалось, что для электронов эффекты тушения сцинтилляции несущественны и зависимость между потерей энергии и амплитудой сигнала линейна.

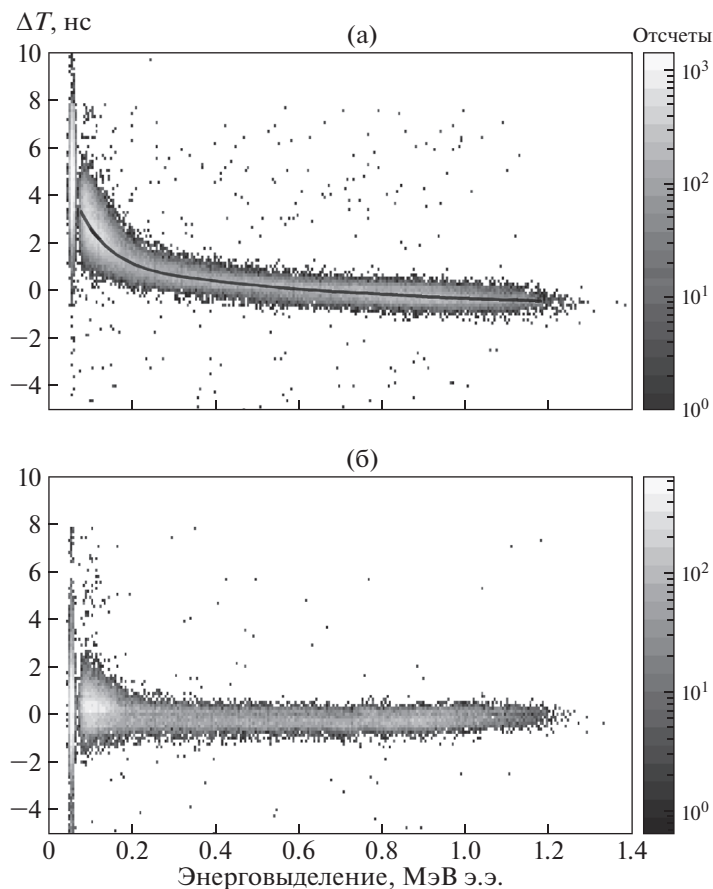
На рис. 4 залитыми фоном гистограммами показаны спектры, полученные для  $\gamma$ -источников  $^{137}\text{Cs}$  (рис. 4а) и  $^{60}\text{Co}$  (рис. 4б). В первом приближении, точка перегиба правого края спектра ставилась в соответствие максимальной энергии комптоновских электронов, а энергетическое разрешение находилось путем дифференцирования исходного спектра по энергии. Далее уточня-



**Рис. 4.** Экспериментальный (гистограмма, залитая фоном) и смоделированный (кривая) спектры амплитуд сигналов при облучении детектирующего модуля источниками: **а** –  $^{137}\text{Cs}$ ; **б** –  $^{60}\text{Co}$  (1 – суммарный смоделированный спектр; 2, 3 – спектры от  $\gamma$ -квантов с энергиями 1.17 и 1.33 МэВ соответственно).

лись положение комптоновского края и величина энергетического разрешения путем подгонки к экспериментальному распределению спектра, полученного при моделировании детектора методом Монте-Карло с помощью пакета EXPERTroot [11], использующего библиотеки GEANT4 [12]. Гистограммы, соответствующие смоделированным спектрам, показаны на рис. 4 линиями. Используемая в моделировании параметризация энергетического разрешения имеет вид:  $\sigma E/E = 4\% \oplus 2\%/\sqrt{E}$ , где символ  $\oplus$  обозначает квадратичную сумму. Это соответствует разрешению  $\sigma E/E = 4.5\%$  при  $E = 1$  МэВ.

В целях экономии времени в моделировании не учитывались  $\gamma$ -кванты, попавшие в детектор после рассеяния на большой угол в окружающих материалах. Это является одной из причин расхождения спектров при малых энергиях. Полученную таким образом энергетическую калибровку будем называть электронным эквивалентом (э.э.).



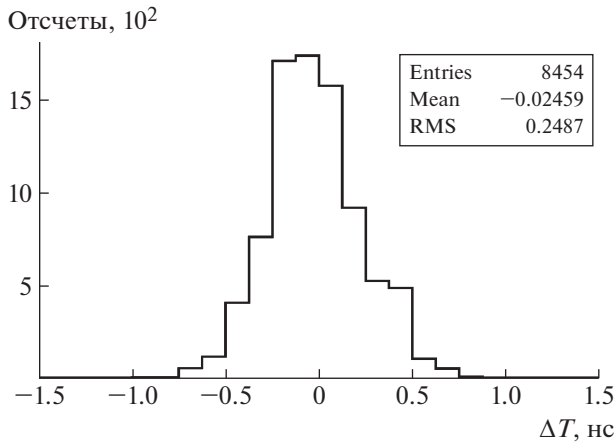
**Рис. 5.** Распределение событий при регистрации одновременных  $\gamma$ -квантов от источника  $^{60}\text{Co}$  двумя детектирующими модулями при амплитуде сигнала в первом модуле в диапазоне 0.9–1.0 МэВ э.э.: **а** – дискриминатор работает в режиме привязки к фронту, сплошная линия показывает корректирующую функцию; **б** – дискриминатор работает в режиме со следящим порогом. По горизонтали отложена амплитуда сигнала во втором модуле, по вертикали – разность временных отметок в двух модулях.

### Временное разрешение

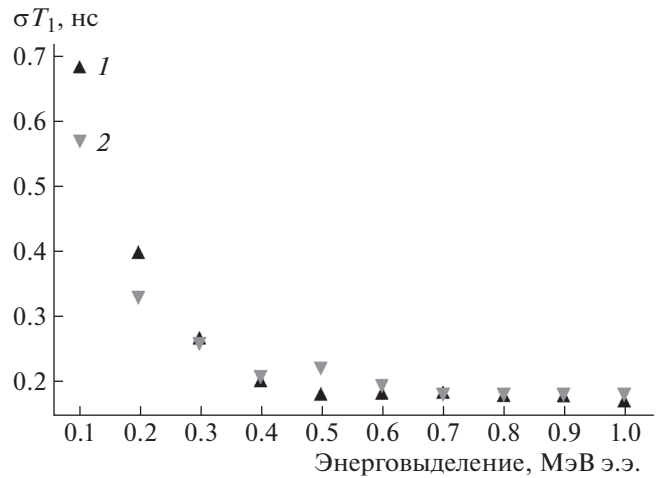
Для того чтобы определить временное разрешение нейтронного детектора, были проведены измерения с регистрацией совпадений  $\gamma$ -квантов с энергиями 1.17 и 1.33 МэВ от источника  $^{60}\text{Co}$  в двух детекторных модулях. Для измерений были отобраны модули, близкие как по амплитудным, так и по временным свойствам. Расстояние между осями модулей составляло 20 см. Основания детекторов и источник находились в одной плоскости (см. рис. 3).

Для анализа отбирались события с амплитудой сигнала в первом модуле в диапазоне 0.9–1.0 МэВ. Далее анализировались двумерные гистограммы, в которых по горизонтальной оси откладывалась амплитуда сигнала во втором модуле, а по вертикальной – разница временных отметок в двух модулях. Гистограмма на рис. 5а получена в режиме привязки к фронту импульса, а на рис. 5б – в режиме со следящим порогом.

В первом случае (см. рис. 5а) имеет место зависимость времени привязки от амплитуды сигнала. Для коррекции этой зависимости была выполнена следующая процедура. Двумерная гистограмма была разбита на 210 неравных зон вдоль оси, по которой отложена амплитуда сигнала второго модуля, так чтобы в каждую зону попадало близкое по порядку величины количество отсчетов. Для каждой из этих зон находились координаты центра тяжести двумерного распределения. Далее полученные точки подгонялись полиномом 5-й степени, который использовался для коррекции зависимости момента временной привязки от амплитуды сигнала во втором модуле. Распределение скорректированных разностей времен для диапазона амплитуд сигналов во втором модуле 0.9–1.0 МэВ показано на рис. 6. Наблюдаемая полная ширина на полувысоте (п.ш.п.в.) составляет  $\delta(\Delta T) = 0.5$  нс, при этом  $\sigma(\Delta T) = 0.25$  нс. В данном случае распределения флуктуаций временной привязки в обоих модулях можно считать



**Рис. 6.** Распределение скорректированных разностей временных отметок в двух модулях при работе дискриминатора в режиме привязки к фронту при амплитудах сигналов в диапазоне 0.9–1.0 МэВ э.э. в обоих модулях.



**Рис. 7.** Зависимость временного разрешения от амплитуды сигнала для двух режимов работы дискриминатора MCFD16: 1 – формирование по фронту, 2 – формирование со следящим порогом.

равными и независимыми, следовательно, измеренная ширина распределения превышает временное разрешение в  $\sqrt{2}$  раз. Таким образом, временное разрешение модуля в указанном диапазоне амплитуд составляет  $\delta T_1 = 0.36$  нс (п.ш.п.в.) при  $\sigma T_1 = 0.18$  нс.

Для определения временного разрешения при меньших амплитудах сигнала из измеренного стандартного отклонения распределения необходимо квадратично вычесть  $\sigma T_1$ . Полученные в результате зависимости временного разрешения от амплитуды во втором модуле показаны на рис. 7 для обоих исследованных режимов работы MCFD-16. Отметим, что при энергии  $\gamma$ -квантов 1.33 МэВ вклад в  $\sigma T_1$ , связанный с разностью пробега  $\gamma$ -квантов до различных точек внутри детектора, составляет 0.1 нс.

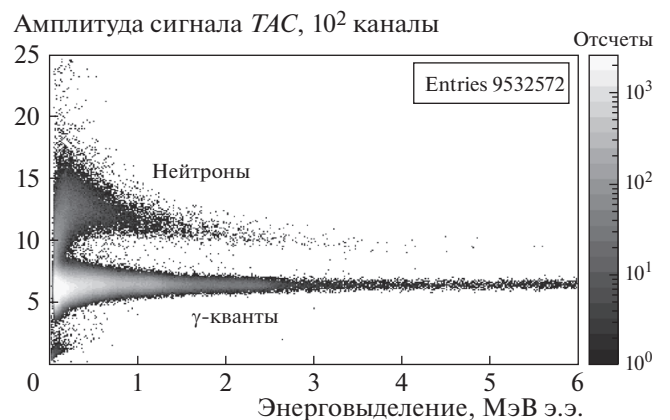
*n- $\gamma$ -дискриминация*

С целью определения качества *n- $\gamma$ -дискриминации* были проведены измерения с двумя детектирующими модулями, регистрировавшими мгновенные  $\gamma$ -кванты и нейтроны, испущенные при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ . Для каждого модуля была построена двумерная гистограмма, в которой по горизонтальной оси откладывалась амплитуда сигнала по электронной шкале, а по вертикальной – величина сигнала *TAC*, пропорционального относительному вкладу медленной компоненты сцинтилляции. Одна из полученных гистограмм показана на рис. 8. Видно, что локусы нейтронов и  $\gamma$ -квантов хорошо разделяются вплоть до нескольких десятков килоэлектронвольт э.э.

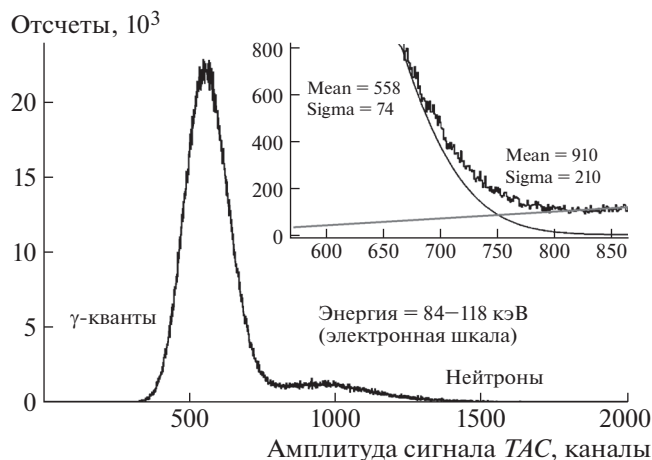
Качество разделения нейтронов и  $\gamma$ -квантов при амплитуде сигналов в заданном диапазоне

может быть охарактеризовано одномерной гистограммой, показывающей распределение величин сигнала *TAC*. Например, на рис. 9 показано такое распределение для амплитуд, соответствующих диапазону 84–118 кэВ энергетических потерь в э.э. Наблюдаются два пика, каждый из которых соответствует своему типу частиц. Если величина *TAC* превышает, например, 700 каналов, зарегистрированная частица считается нейтроном. В данном случае эффективность идентификации нейтронов составляет 84% при вероятности принятия сигнала от  $\gamma$ -кванта 2.7%.

Мы рассматриваем уровень энергетических потерь 100 кэВ э.э. как пороговый для приемлемого разделения нейтронов и  $\gamma$ -квантов.



**Рис. 8.** Распределение событий при регистрации нейтронов и  $\gamma$ -квантов от источника  $^{252}\text{Cf}$ .



**Рис. 9.** Распределение величин сигнала ТАС для амплитуд, соответствующих диапазону 84–118 кэВ энергетических потерь в э.э.

Для определения пороговой энергии протонов отдачи использовалась параметризация закона Биркса в пакете EXPERTroot, воспроизводящая экспериментальные данные из [13]. Пороговая энергия протона отдачи составляет около 700 кэВ.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан нейтронный спектрометр на основе кристаллов стиблена, созданный в ЛЯР им. Г.А. Флерова в ОИЯИ. Определены временное разрешение в зависимости от амплитуды сигнала (при амплитуде 1 МэВ э.э.  $\sigma T = 0.18$  нс) и энергетическое разрешение детектирующих модулей при регистрации  $\gamma$ -квантов, составившее  $\sigma E/E = 4.5\%$  при  $E = 1$  МэВ. Исследовано качество  $n$ - $\gamma$ -дискриминации. Уверенное разделение возможно, начиная с потерь 100 кэВ в электронном эквиваленте, что соответствует кинетической энергии протонов отдачи, приблизительно равной 700 кэВ. Нейтронный спектрометр позволяет существенно расширить экспериментальные возможности и на качественно новом уровне проводить корреляционные эксперименты с радиоактивными пучками на фрагмент-сепараторе АКУЛИНА-2.

Авторы признательны Н. Куртцу из GSI за помощь по установке и адаптации с.с.с.д. для экспериментальной установки на фрагмент-сепараторе

ре АКУЛИНА-2. Авторы благодарны Российскому научному фонду (грант № 17-12-01367) и программе сотрудничества ОИЯИ-ВМБФ “Сверхтяжелые элементы и экзотические ядра” за частичную финансовую поддержку.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григоренко Л.В., Головков М.С., Крупко С.А., Сидорчук С.И., Тер-Акопьян Г.М., Фомичев А.С., Худоба В. // УФН. 2016. Т. 186. № 4. С. 337. <https://doi.org/10.3367/UFN.0186.201604a.0337>
2. Pawlowski P., Brzychczyk J., Leifels Y., Trautmann W., Adrich P., Aumann T., Bacri C.O., Barczyk T., Bassini R., Bianchin S., Boiano C., Boretzky K., Boudard A., Chbihi A., Cibor J. et al. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. A. 2012. V. 694. P. 47. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.07.019>
3. Rodin A.M., Stepantsov S.V., Bogdanov D.D., Golovkov M.S., Fomichev A.S., Sidorchuk S.I., Slepnev R.S., Wolski R., Ter-Akopian G.M., Oganessian Yu.Ts., Yukhimchuk A.A., Perevozchikov V.V., Vinogradov Yu.I., Grishechkin S.K., Demin A.M. et al. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. B. 2003. V. 204. P. 114. [https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(02\)01897-9](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(02)01897-9)
4. <http://aculina.jinr.ru/acc-2.php>
5. Grigorenko L.V., Fomichev A., Krupko S. // Proc. of the International Symposium on Exotic Nuclei EXON-2014. Kaliningrad, Russia. September 8–13, 2014. P. 565.
6. Свенк П.К. // УФН. 1956. Т. LVIII. Вып. 3. С. 519.
7. <http://www.eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-299-33a-ej-299-34>
8. [http://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/sgc-bc501-501a-519-data-sheet\\_69711.pdf](http://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/sgc-bc501-501a-519-data-sheet_69711.pdf)
9. Ruben A., Hoagland T.E., Fox R., Kerr P.L., Montermann G., Schneider R. // IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record NSS'07. 2007. V. 1. P. 681. doi 10.1109/NSSMIC.2007.4436424
10. Сlepnev P.C., Безбах А.А., Головков М.С., Горшков А.В., Горшков В.А., Даниэль А.В., Каминьски Г., Крупко С.А., Мартыанов А.С., Сидорчук С.И., Фомичев А.С., Худоба В. // ПТЭ. 2012. № 6. С. 41.
11. [er.jinr.ru](http://er.jinr.ru)
12. Allison J., Amako K., Apostolakis J., Arce P., Asai M., Aso T., Bagli E., Bagulya A., Banerjee S., Barrand G., Beck B.R., Bogdanov A.G., Brandt D., Brown J.M.C., Burkhardt H. et al. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. A. 2016. V. 835. P. 186. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125>
13. Smith D.L., Polk R.G., Miller T.G. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. A. 1968. V. 64. P. 157. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(68\)90189-4](https://doi.org/10.1016/0029-554X(68)90189-4)