

АНТИКОМПТОНОВСКИЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР НА ОСНОВЕ КЛАСТЕРА $9 \times \text{CeBr}_3\text{-NaI(Tl)}$ ФОСВИЧ-ДЕТЕКТОРОВ

М. А. Поволоцкий^{а, 1}, Ю. Г. Соболев^{а, 2}, С. С. Стукалов^{а, б, 3}

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

^б Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Проведены измерения характеристик антикомптоновского спектрометра, состоящего из $9 \times \text{CeBr}_3\text{-NaI(Tl)}$ фосвич-детекторов, окруженных блоком из $4 \times \text{CsI(Tl)}$ сцинтилляционных детекторов, предназначенных для подавления комптоновской части энергетического спектра. Измерения проведены с помощью источников γ -квантов и нейтронов (^{60}Co , ^{152}Eu , $^{239}\text{Pu}/^9\text{Be}$). Определены ключевые параметры спектрометра: коэффициент подавления комптоновской части γ -спектра, а также зависимости эффективности регистрации высокоэнергетических нейтронов от их энергии при различных значениях порога детектирования.

Measurements were made of the characteristics of an anti-Compton spectrometer consisting of nine $\text{CeBr}_3\text{-NaI(Tl)}$ phoswich detectors surrounded by a block of four CsI(Tl) scintillation detectors designed to suppress the Compton part of the energy spectrum. The measurements were performed using γ -ray and neutron sources (^{60}Co , ^{152}Eu , $^{239}\text{Pu}/^9\text{Be}$). Key spectrometer parameters were determined: the Compton suppression coefficient of the γ spectrum, as well as the dependence of the high-energy neutron detection efficiency on their energy at various detection thresholds.

PACS: 07.85.Nc; 29.40.Mc; 29.30.Hs

ВВЕДЕНИЕ

Фосвич-детекторы, состоящие из сцинтилляторов $\text{CeBr}_3\text{-NaI(Tl)}$ и $\text{LaBr}_3\text{-NaI(Tl)}$, активно применяются в экспериментах по исследованию процессов прямого γ -распада гигантских и пигми-дипольных резонансов, образующихся в реакциях с заряженными частицами, а также при изучении свойств β -распада радиоактивных ядер [1–4].

Применение фосвич-детекторов в современных ядерно-физических экспериментах обусловлено их способностью эффективно разделять высокоэнергетические γ -кванты и каскады низкоэнергетического γ -излучения с близкой суммарной энергией.

Сцинтиллятор CeBr_3 имеет высокий световой выход ($\sim 45\,000\text{--}50\,000$ фотонов/МэВ), короткое время высвечивания (~ 20 нс) и достаточно высокое энергетическое разрешение (4 % для $E_\gamma = 662$ кэВ) [5]. Совокупность большого эффективного атомного

¹E-mail: povolotskiy@jinr.ru

²E-mail: sobolev@jinr.ru

³E-mail: stukafov@jinr.ru

номера ($Z_{\text{eff}} \sim 46$) и плотности ($\rho \sim 5,1 \text{ г/см}^3$) обеспечивает высокую эффективность регистрации γ -квантов.

Сцинтиллятор LaBr_3 имеет более высокий световыход ($\sim 60\,000\text{--}65\,000$ фотонов/МэВ) и несколько лучшее энергетическое разрешение ($\sim 2,9\%$ для $E_\gamma = 662 \text{ кэВ}$). Существенным недостатком LaBr_3 -сцинтиллятора является высокая интенсивность внутренней примесной радиоактивности, которая превышает значение радиоактивности кристаллов CeBr_3 примерно на порядок [5].

Проблема внутренней примесной радиоактивности заключается в неизбежном присутствии в кристаллах LaBr_3 радиоактивного природного изотопа ^{138}La . Внутренняя примесная радиоактивность кристаллов CeBr_3 зависит только от степени химической очистки его компонентов (в основном от изотопа ^{227}Ac) [5], и эта проблема может быть достаточно легко решена производителями сцинтилляторов.

Выбор CeBr_3 -сцинтиллятора в качестве элемента фосвич-детектора был сделан с учетом сравнительного анализа характеристик кристаллов CeBr_3 и LaBr_3 .

Сборка из девяти $\text{CeBr}_3\text{-NaI(Tl)}$ фосвич-детекторов (рис. 1, а) образует кластер детекторов, являющийся одним из элементов детекторной системы установки MULTI [6, 7] в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований.

Кластер фосвич-детекторов планируется применять в экспериментах по исследованию реакций с легкими нейтроноизбыточными ядрами, расположенными на границе нуклонной стабильности.

Кластер может использоваться как в качестве самостоятельного (основного) инструмента исследования, так и совместно с 4π -спектрометром (рис. 2).

В качестве γ -спектрометра кластер обеспечивает высокую эффективность регистрации в пике полного поглощения, что критически важно для решения задач прецизионной γ -спектроскопии при исследовании реакций с низкоинтенсивными пучками радиоактивных ядер. Энергетическое разрешение CeBr_3 части фосвич-детектора (ПШПВ $\sim 4,9\%$ для $E_\gamma = 662 \text{ кэВ}$) является достаточным для разрешения γ -переходов в диапазоне $E_\gamma \sim 1\text{--}2 \text{ МэВ}$, характерном для легких нейтроноизбыточных ядер. Незначительное ухудшение энергетического разрешения CeBr_3 части фосвич-детекторов обусловлено потерями его сцинтилляционного излучения при прохождении в фотоумножитель (ФЭУ) через NaI(Tl) -кристалл.

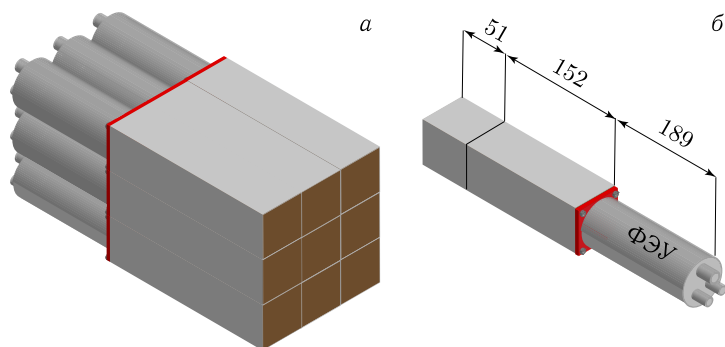


Рис. 1. а) Кластер из 9 фосвич-детекторов; б) сцинтилляционный $\text{CeBr}_3\text{-NaI(Tl)}$ фосвич-детектор

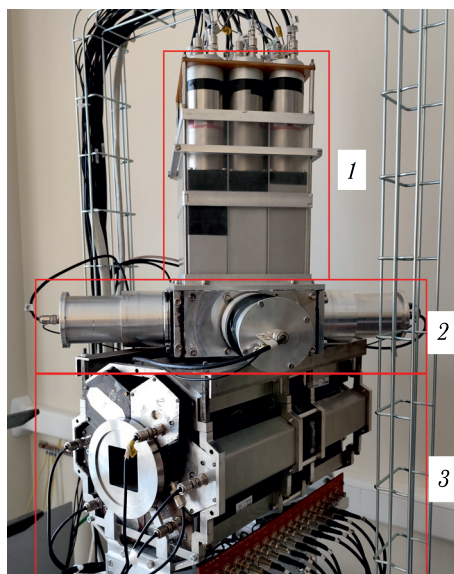


Рис. 2. Экспериментальная установка MULTI. 1 — кластер из 9 фосвич-детекторов $\text{CeBr}_3\text{-NaI(Tl)}$; 2 — блок антикомптоновской защиты из 4 детекторов CsI(Tl) ; 3 — установка 4π -спектрометра MULTI

Ядерные реакции со слабосвязанными нейтроноизбыточными ядрами также отличаются достаточно большими сечениями каналов реакций, сопровождающихся эмиссией высокоэнергетических нейтронов, скорости которых близки к скорости частиц пучка. По этой причине большой интерес представляет задача детектирования нейтронов, сопровождающих реакции с нейтроноизбыточными ядрами.

Энергия пучков радиоактивных ядер, получаемых на фрагмент-сепараторах, находится в диапазоне $E \sim 20\text{--}50$ МэВ/нуклон, поэтому регистрация высокоэнергетических нейтронов становится нетривиальной методической задачей.

Детекторы нейтронов на основе органических сцинтилляторов (стильбен, пластики и др.) имеют резкую зависимость эффективности регистрации нейтронов $\varepsilon_n(E_n)$ от их энергии.

Неорганические сцинтилляторы (например, CsI(Tl)) [8] показывают более пологую энергетическую зависимость $\varepsilon_n(E_n)$.

Сцинтиллятор CeBr_3 , по сравнению с CsI(Tl) , обладает значительно лучшим временным разрешением, позволяющим определять энергию нейтронов по времени пролета на более короткой пролетной базе. В связи с этим представляет методический интерес исследование энергетической зависимости эффективности регистрации высокоэнергетических нейтронов $\text{CeBr}_3\text{-NaI(Tl)}$ фосвич-детекторами.

В данной работе исследуется дополнительное двойное применение кластера $\text{CeBr}_3\text{-NaI(Tl)}$ фосвич-детекторов (помимо спектроскопии высокоэнергетических γ -квантов) в качестве антикомптоновского γ -спектрометра и в качестве детектора высокоэнергетических нейтронов.

1. КЛАСТЕР $\text{CeBr}_3\text{-NaI(Tl)}$ ФОСВИЧ-ДЕТЕКТОРОВ КАК АНТИКОМПТОНОВСКИЙ СПЕКТРОМЕТР

Кластер представляет собой сборку из девяти фосвич-детекторов, выстроенных по принципу матрицы 3×3 (см. рис. 1, а).

Фосвич-детектор (см. рис. 1, б) состоит из двух сцинтилляционных кристаллов CeBr_3 и NaI(Tl) размерами $50 \times 50 \times 50$ мм и $50 \times 50 \times 150$ мм соответственно. Кристаллы оптически соединены между собой и помещены в тонкостенный герметичный корпус с прозрачным торцом, соединенным с ФЭУ.

Толщина кристалла CeBr_3 выбиралась из условия поглощения γ -квантов низкой энергии ($E_\gamma < 2$ МэВ) в материале CeBr_3 сцинтиллятора $50 \times 50 \times 50$ мм, в то время как γ -кванты с более высокой энергией первое взаимодействие испытывали в сцинтилляторе NaI(Tl) . Согласно расчетам Geant4, вероятность прохождения γ -квантов с $E_\gamma = 2$ МэВ в сцинтиллятор NaI(Tl) через материал CeBr_3 размером $50 \times 50 \times 50$ мм без взаимодействия с его атомами не превышает $\sim 10\%$.

Кристалл CeBr_3 имеет однокомпонентную сцинтилляцию, которая характеризуется не только быстрым временем нарастания сцинтилляции ($\sim 0,7$ нс), но и коротким временем высвечивания (~ 20 нс) [9], а также высоким световыходом, сравнимым по величине с NaI(Tl) . В практической реализации детектора на основе CeBr_3 наблюдаемое время нарастания сигнала на аноде ФЭУ может достигать ~ 10 нс, как, например, в работе [10]. Эти параметры отлично сочетаются с параметрами высвечивания медленного сцинтиллятора NaI(Tl) в составе фосвич-детектора для обеспечения эффективного анализа формы импульса.

На рис. 3 приведено двумерное распределение зарядов анодного сигнала ФЭУ от быстрой и медленной компонент сцинтилляции, полученное при регистрации $\text{CeBr}_3\text{-NaI(Tl)}$ фосвич-детектором γ -квантов от источников ^{60}Co и ^{137}Cs .

По оси абсцисс «long» отложен заряд анодных импульсов ФЭУ, измеренный в коротком временном интервале $\tau_{\text{short}} = 30$ нс. Этот временной интервал соответ-

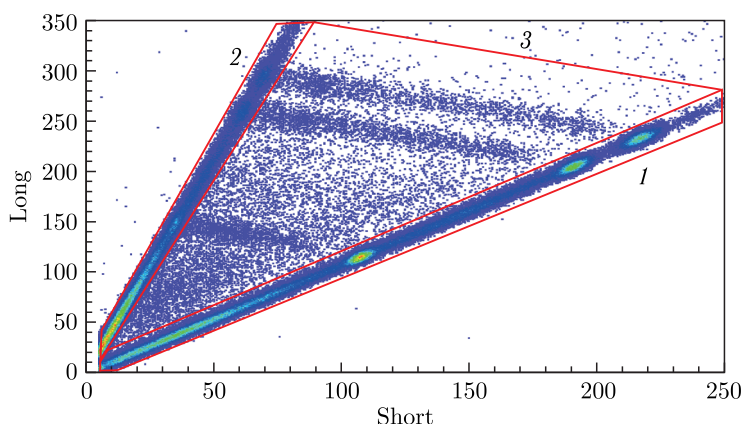


Рис. 3. Двумерное распределение зарядов анодных импульсов ФЭУ, регистрирующего сцинтилляции кристаллов $\text{CeBr}_3\text{-NaI(Tl)}$ фосвич-детектора. 1 — область событий регистрации γ -квантов только в CeBr_3 ; 2 — область событий регистрации γ -квантов только в NaI(Tl) ; 3 — область событий регистрации γ -квантов в CeBr_3 - и NaI(Tl) -сцинтилляторах

ствует $\sim 60\%$ высвечиванию сцинтилляции CeBr_3 . По оси ординат «short» отложена величина заряда импульсов, интегрированных во временном окне $\tau_{\text{long}} = 400$ нс.

Во временном окне «long» длительностью 400 нс в основном интегрировалась медленная компонента сцинтилляции NaI(Tl) . Точки, заселяющие нижнюю диагональную область 1, соответствуют событиям регистрации γ -квантов только в материале сцинтиллятора CeBr_3 . Точки, заселяющие область, помеченную контуром 2, соответствуют актам регистрации γ -квантов только в материале NaI(Tl) -сцинтиллятора. Область, помеченную контуром 3, расположенную между контурами 1 и 2, заселяют точки, относящиеся к событиям, в которых γ -квант и его вторичные продукты взаимодействия, образующиеся в процессе прохождения материалов, были зарегистрированы в обоих сцинтилляторах.

Высокоэнергетические γ -кванты с большой вероятностью проходят материал CeBr_3 без взаимодействия с ним и претерпевают первое взаимодействие в материале NaI(Tl) -сцинтиллятора, что отражается точками, заселяющими область 2 на двумерном распределении (см. рис. 3). Низкоэнергетические γ -кванты с большой вероятностью претерпевают первое взаимодействие с атомами CeBr_3 -сцинтиллятора, что будет отражаться точками, заселяющими области 1 и 3.

Анализ событий, проведенный по двумерному распределению на рис. 3, позволяет разделять γ -кванты, которые претерпели первое взаимодействие в материале CeBr_3 и там же поглотились (область 1), от γ -квантов, претерпевших первое взаимодействие в материале NaI(Tl) (область 2).

Область 1 соответствует преимущественно низкоэнергетическим γ -квантам, в то время как область 2 — высокоэнергетическим γ -квантам.

Условие «антикомптоновской защиты» реализуется на основании анализа двумерного распределения (см. рис. 3) для каждого фосвич-детектора и энергетических спектров в окружающих детекторах.

Вывод о полном поглощении γ -кванта в каждой CeBr_3 -части кристалла кластера, без учета эффекта обратного рассеяния, можно сделать при одновременном выполнении двух условий:

- 1) отсутствие сигналов в соседних фосвич-детекторах и CsI(Tl) -детекторах антикомптоновской защиты, окружающих данный кристалл;
- 2) отсутствие медленной компоненты сцинтилляции, соответствующей энерговыделению в NaI(Tl) -части анализируемого фосвич-детектора.

Выполнение данных условий при анализе событий регистрации γ -излучения кластером фосвич-детекторов позволяет использовать его в качестве антикомптоновского γ -спектрометра.

2. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОДАВЛЕНИЯ КОМПТОНОВСКОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ СПЕКТРА

Измерения значений абсолютных эффективностей регистрации ϵ , эффективности регистрации в пике полного поглощения ϵ_{peak} кластером, а также коэффициенты подавления комптоновской составляющей спектра для γ -квантов $E_\gamma = 1173$ кэВ проведены методом меченых частиц.

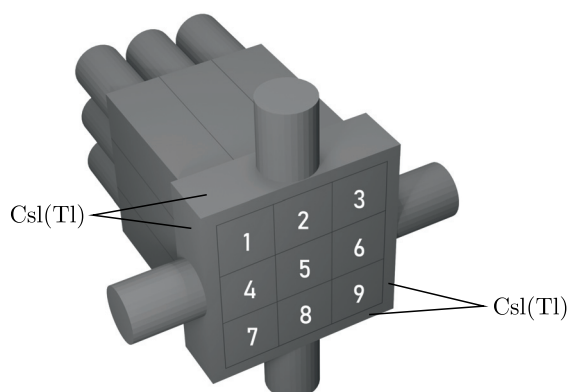


Рис. 4. Схема кластера фосвич-детекторов с дополнительным блоком CsI(Tl)

Для измерений вышеуказанных характеристик кластера запуск регистрации событий системой сбора данных производился стартовым импульсом от триггерного детектора, который регистрировал γ -кванты $E_\gamma = 1332$ кэВ источника ^{60}Co .

Крейт-контроллер Mesytec MVLC [11], получив на вход стартовый импульс от триггерного детектора, инициировал запись в блок MDPP-16 [11] аналоговых импульсов от всех детекторов кластера и CsI(Tl)-детекторов «антикомптоновской защиты» (рис. 4).

Анализ событий проводился по двумерным распределениям «short» и «long» для каждого фосвич-детектора кластера с учетом вышеописанных условий отбора событий.

На рис. 5, а представлен пример энергетических спектров одного из детекторов кластера при измерении γ -квантов $E_\gamma = 1173$ кэВ на расстоянии 10 см от источника ^{60}Co и энергетическом пороге регистрации комптоновского рассеяния, равном 60 кэВ.

Сплошными кривыми представлен энергетический спектр, полученный без применения условий «антикомптоновской защиты». Пунктирными и штриховыми кривыми обозначены спектры, полученные с учетом условий «антикомптоновской защиты»:

— пунктирными — спектр, полученный с учетом рассеяния в соседние фосвич-детекторы;

— штриховыми — спектр с дополнительным учетом рассеяния в блоке CsI(Tl)-детекторов (см. рис. 5).

Эффективность регистрации в пике полного поглощения γ -квантов $E_\gamma = 1,17$ МэВ для CeBr_3 -части кластера составила $\epsilon_{\text{peak}} = 21,8\%$, что более чем в 21 раз превышает значения для детекторов HPGe ($\varnothing = 55$ мм, $H = 60$ мм) [12].

Пример энергетического спектра γ -квантов от источника ^{152}Eu , зарегистрированных в детекторе № 4 кластера, представлен на рис. 5, б. Пунктирными, штриховыми и сплошными кривыми представлены энергетические спектры, полученные с учетом и без учета условий «антикомптоновской защиты» соответственно. Источник ^{152}Eu испускает каскады γ -квантов в диапазоне энергии от $E_\gamma = 121$ до 1408 кэВ. Измерения с источником ^{152}Eu проведены в режиме «самостарт», т. е. инициализация записи

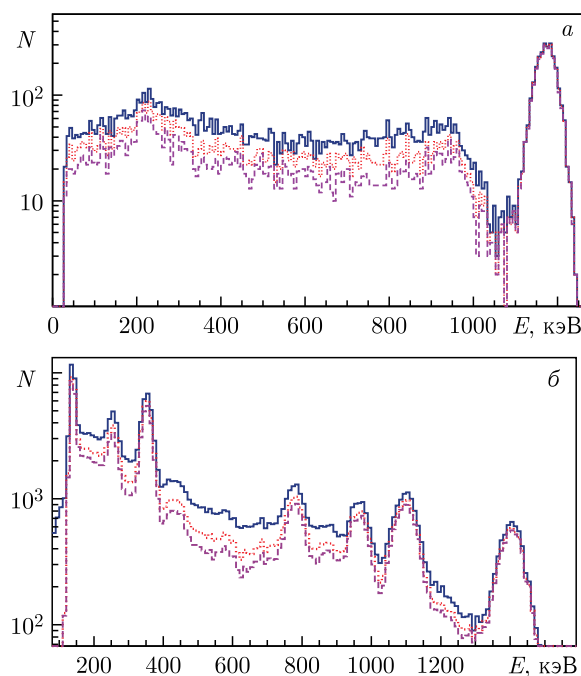


Рис. 5. Энергетические спектры γ -квантов, полученные с условиями «антикомптоновской защиты». а) Спектр γ -квантов 1173 кэВ от ^{60}Co , зарегистрированных в измерениях с триггерным детектором. б) Спектр от источника ^{152}Eu , полученный в режиме «самостарт»

оцифрованных импульсов детекторов спектрометра происходит от любого фосвич-детектора.

На рис. 5, б наблюдается проявление известного эффекта «потери событий в пиках полного поглощения» для антикомптовских спектрометров [13], выражающегося на энергетических спектрах в потере отсчетов под пиками. Данный эффект определяет фундаментальное ограничение антикомптовских спектрометров и проявляется в событиях одновременной регистрации соседними детекторами кластера γ -квантов каскада, что приводит к перераспределению выделенной в детекторах энергии и систематической потере событий регистрации полного поглощения γ -квантов. На выраженность эффекта напрямую влияют два фактора: наличие каскадных γ -квантов источника излучения и его интенсивность.

3. ПАРАМЕТРЫ ЭФФЕКТИВНОСТИ АНТИКОМПТОНОВСКОГО СПЕКТРОМЕТРА

Эффективность антикомптовских спектрометров принято оценивать по ключевым параметрам, в частности коэффициенту подавления комптоновской составляющей спектра (АС) и фактору подавления комптоновского фона (CSF, Compton Suppression Factor) [13].

При измерении моноэнергетического γ -излучения эффективность антикомптоновского спектрометра оценивается с помощью коэффициента АС, поскольку форма энергетического спектра позволяет четко выделить область, соответствующую событиям комптоновского рассеяния. В этих случаях коэффициент подавления АС рассчитывается как относительное уменьшение числа событий в данной области после применения антикомптоновского алгоритма по формуле

$$AC = \left(1 - \frac{N_{AC}}{N}\right) \cdot 100\%, \quad (1)$$

где N и N_{AC} — число событий в комптоновской области до и после применения алгоритма подавления соответственно.

В случае регистрации каскада γ -квантов выделение комптоновской составляющей спектра для γ -квантов с определенными энергиями E_γ затруднительно из-за перекрытия фотопиков и их комптоновских составляющих.

Для каскадного излучения основным критерием эффективности антикомптоновского спектрометра служит фактор подавления комптоновского рассеяния Compton Suppression Factor «peak-to-total» (CSF), рассчитываемый как отношение площади пика без подложки к площади полного спектра [13]. Расчет коэффициента CSF производится по формуле

$$CSF_{tot} = \left(\frac{N_{peak}}{N_{tot}}\right)_{w/o. AC} / \left(\frac{N_{peak}}{N_{tot}}\right)_{AC}, \quad (2)$$

где $(N_{peak}/N_{tot})_{w/o. AC}$ — отношения количества событий в пике без подложки к общему числу событий (tot) без применения условий «антикомптоновской защиты»; $(N_{peak}/N_{tot})_{AC}$ — отношения количества событий в пике без подложки к общему числу событий (tot) с применением условий «антикомптоновской защиты».

Для расчета коэффициента CSF значения N_{peak} получались отделением пика полного поглощения γ -квантов от подложки, сформированной регистрацией событий комптоновского рассеяния. Отделение проводилось с помощью линейной интерполяции по средним значениям подложки слева и справа от пика. Значения N_{tot} принимались равными полному интегралу спектра на всем энергетическом диапазоне $E_\gamma = 40\text{--}1500$ кэВ.

В качестве примера в табл. 1 представлены коэффициенты АС для каждого фосвич-детектора кластера, полученные при измерении γ -квантов $E_\gamma = 1173$ кэВ методом меченых частиц. Нумерация детекторов в табл. 1 соответствует рис. 4.

В табл. 1 также представлены коэффициенты АС(CsI), полученные с учетом подавления комптоновской составляющей спектра с помощью блока антикомптоновской защиты, состоящего из $4 \times CsI(Tl)$ -детекторов. Из табл. 1 видно, что блок антикомптоновской защиты увеличивает эффективность подавления комптоновской составляющей спектров детекторов кластера (за исключением центрального) в $\sim 1,5$ раза.

В качестве примера для четвертого фосвич-детектора кластера в табл. 2 приведены CSF-коэффициенты подавления комптоновской части спектра для шести энергий γ -квантов. Измерение энергетического спектра проведено при регистрации каскада γ -квантов из источника ^{152}Eu . В первой колонке таблицы приведены энергии γ -квантов, в четвертой колонке — значения CSF-коэффициентов.

Таблица 1. Коэффициенты подавления комптоновской части спектров АС и АС(CsI) для детекторов кластера

Номер детектора	АС, %	АС(CsI), %
1	$31,0 \pm 1,2$	$47,0 \pm 1,0$
2	$44,4 \pm 0,9$	$53,3 \pm 0,8$
3	$32,3 \pm 1,2$	$45,4 \pm 1,0$
4	$46,2 \pm 0,9$	$58,0 \pm 0,8$
5	$63,8 \pm 0,7$	$65,6 \pm 0,6$
6	$46,3 \pm 1,0$	$55,1 \pm 0,9$
7	$31,3 \pm 1,3$	$50,4 \pm 1,0$
8	$44,7 \pm 1,0$	$55,8 \pm 0,9$
9	$32,8 \pm 1,2$	$49,1 \pm 1,0$

Таблица 2. Коэффициенты подавления комптоновской части спектра, полученные в измерении с источником ^{152}Eu с промежуточными значениями peak/tot

E_γ , кэВ	$(N_{\text{peak}}/N_{\text{tot}})_{\text{w/o. AC}} \cdot 10^{-3}$	$(N_{\text{peak}}/N_{\text{tot}})_{\text{AC}} \cdot 10^{-3}$	CSF
245	$28,3 \pm 0,3$	$36,3 \pm 0,5$	$1,282 \pm 0,026$
344	$89,9 \pm 0,7$	$126,1 \pm 1$	$1,402 \pm 0,016$
779	$18,4 \pm 0,3$	$25,6 \pm 0,5$	$1,391 \pm 0,035$
964	$14,7 \pm 0,3$	$21,4 \pm 0,4$	$1,455 \pm 0,04$
1112	$25,8 \pm 0,3$	$35,9 \pm 0,5$	$1,391 \pm 0,029$
1408	$21,1 \pm 0,3$	$30,2 \pm 0,5$	$1,431 \pm 0,033$

Коэффициенты CSF, представленные в табл.2, демонстрируют рост отношений «peak-to-total» с учетом «антикомптоновской защиты» для всех измеренных пиков энергетического спектра. Полученное максимальное значение CSF составило $\text{CSF} = 1,455$ (45,5 %) для $E_\gamma = 964$ кэВ.

Значения CSF демонстрируют уменьшение уровня «подложки», соответствующей событиям регистрации γ -квантов, претерпевших комптоновское рассеяние, при практически неизменных значениях количества событий регистрации полностью поглощенных γ -квантов (т. е. отсчетов в пиках полного поглощения).

Незначительные потери отсчетов в пиках полного поглощения происходят в связи с вышеописанным эффектом «потери событий в пиках полного поглощения» и не превышают 1–2 % (для пика $E_\gamma = 1408$ кэВ).

Благодаря снижению уровня комптоновской «подложки» в спектрах появляется возможность выделить пики с малым количеством отсчетов в условиях сильного комптоновского фона, поскольку без применения подавления комптоновской части спектра такие пики зачастую подавлены «подложкой» комптоновского фона.

Полученные результаты отражают количественные преимущества антикомптоновского спектрометра и его реализации с помощью кластера детекторов $\text{CeBr}_3\text{-NaI(Tl)}$ с антикомптоновской защитой, состоящей из 4 CsI(Tl) -детекторов.

Важно заметить, что количество соседних детекторов кластера для каждого из фосвич-детекторов различается (от 3 до 8), поэтому влияние дополнительной антикомптоновской защиты из 4 CsI(Tl)-детекторов проявляется неравномерно. Подавление комптоновской части спектра в центральном детекторе, полностью окруженном CeBr_3 -частями соседних детекторов кластера, практически не изменяется, в то время как для боковых детекторов кластера (2, 4, 6, 8) влияние дополнительной CsI(Tl)-защиты возрастает. Самые значительные изменения в коэффициенте подавления комптоновской части спектра наблюдаются для угловых детекторов кластера (1, 3, 7, 9) (см. табл. 1, 2).

4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

Эффективность регистрации нейтронов кластером CeBr_3 -NaI(Tl) фосвич-детекторов измерялась методом меченых частиц с помощью $^{239}\text{Pu}/^9\text{Be}$ -источника нейтронов. Данный источник характерен тем, что $\sim 50\%$ событий испускания нейтронов сопровождается излучением γ -квантов с энергией $E_\gamma = 4,44$ МэВ [14], поэтому γ -кванты с $E_\gamma = 4,44$ МэВ могут быть использованы в качестве метки событий испускания нейтрона из источника.

Эти γ -кванты испускаются изотропно относительно направления вылета нейтронов и совпадают по времени (в пределах разрешения электроники) с эмиссией нейтрона, энергетическое распределение которого известно [15].

Измерения эффективности регистрации нейтронов проводились по схеме, представленной на рис. 6. Триггерный детектор на основе CeBr_3 и кластер фосвич-детекторов располагались на расстоянии 10 и 20 см от источника соответственно.

Триггерный детектор регистрировал γ -кванты с $E_\gamma = 4,44$ МэВ (обозначены как γ_0 на рис. 6). Анализ энергетического спектра триггерного детектора позволял разделять события излучения нейтронов из источника по следующим признакам:

— при условии полного поглощения зарегистрированного γ -кванта в триггерном детекторе (пик полного поглощения) отмечались события изотропного излучения из источника одного нейтрона (n на рис. 6) с известным энергетическим распределением [15];

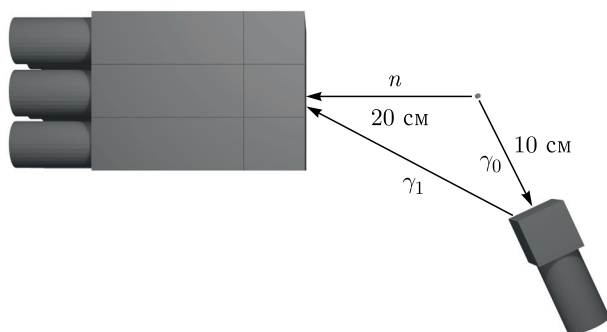


Рис. 6. Схема измерения энергетической зависимости эффективности регистрации нейтронов с источником $^{239}\text{Pu}/^9\text{Be}$

— при условии неполного поглощения зарегистрированного γ -кванта в триггерном детекторе (пики одиночного или двойного вылета) отмечались события изотропного излучения из источника одного n -нейтрона, сопровождаемого испусканием одного или двух аннигиляционных γ -квантов с $E_\gamma = 511$ кэВ из триггерного детектора (γ_1 на рис. 6).

Электронная система сбора данных реализовывала метод меченых частиц следующим образом: запись события инициировалась логическим сигналом от триггерного детектора, который поступал в крейт-контроллер Mesytec MVLC [11]. Контроллер формировал сигнал «Старт» и открывал временные ворота для оцифровки аналоговых сигналов с детекторов в модулях MDP-16 QDC.

CeBr₃-NaI(Tl) и LaBr₃-NaI(Tl) фосвич-детекторы не обеспечивают n - γ -разделение по форме импульса, поэтому идентификация нейтронов и определение их энергии проводились времяпролетным методом TOF (Time-of-Flight).

Калибровка и определение нулевой отметки временной шкалы для осуществления времяпролетной методики проводились измерением γ_0 - γ_1 -совпадений между триггерным детектором и одним из фосвич-детекторов кластера (см. рис. 6). Позиции нулевых отметок TOF-шкалы, для определения кинетической энергии нейтронов, определялись по расстояниям между центрами триггерного детектора и центрами CeBr₃-кристаллов фосвич-детекторов кластера (см. схему эксперимента на рис. 6).

Временной спектр γ - γ - и γ - n -совпадений частиц, испускаемых из $^{239}\text{Pu}/^9\text{Be}$ -источника, представлен на рис. 7, а. По ширине пика γ - γ -совпадений было оценено временное разрешение детекторной системы, которое составило $\sim 2,9$ нс (ПШПВ).

Энергетический спектр нейтронов, зарегистрированных в совпадении с γ -квантами от источника $^{239}\text{Pu}/^9\text{Be}$, представлен на рис. 7, б. Энергия нейтронов E_n рассчитывалась по нерелятивистской формуле $E_n = (1/2)m_n v^2$ на основе данных времяпролетных измерений. Порог регистрации составлял 60 кэВ по γ -шкале.

Энергетическая зависимость эффективности регистрации нейтронов в диапазоне $E_n = 1,4$ –5,6 МэВ определялась из сравнения измеренного энергетического спектра нейтронов и спектра работы [15], нормированного на одинаковое количество событий (рис. 8).

На рис. 8 представлены энергетические спектры нейтронов $^{239}\text{Pu}/^9\text{Be}$ -источника,

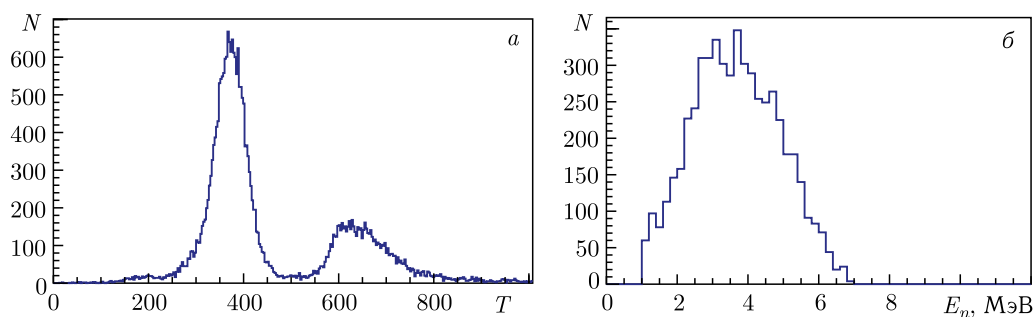


Рис. 7. а) Временной спектр γ - γ - и γ - n -совпадений частиц, испускаемых из $^{239}\text{Pu}/^9\text{Be}$ -источника. б) Энергетический спектр нейтронов, испускаемых из источника $^{239}\text{Pu}/^9\text{Be}$, в совпадении с γ -квантами $E_\gamma = 4,44$ МэВ

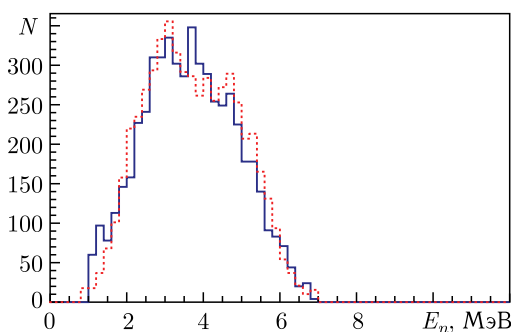


Рис. 8. Энергетический спектр нейтронов данной работы (сплошная гистограмма), спектр нейтронов из [15] (пунктирная гистограмма)

полученные в совпадении с γ -квантами в данной работе (сплошная гистограмма) и нормированные на одинаковое количество событий из работы [15] (пунктирная гистограмма).

В результате анализа энергетических спектров нейтронов получена энергетическая зависимость эффективности регистрации нейтронов CeBr_3 частью кластера фосвич-детекторов при разных значениях порога регистрации.

На рис. 9, а представлена энергетическая зависимость эффективности регистрации нейтронов $\varepsilon_n(E_n)$ (%) при пороге регистрации $E_{th} = 60$ кэВ. На рис. 9, б показана зависимость средней эффективности регистрации $\langle \varepsilon_n \rangle$ % в диапазоне энергии $E_n = 1,4 - 5,6$ МэВ от величины порога регистрации E_{th} (по оси абсцисс отложен порог регистрации по энергетической γ -шкале).

Наиболее высокое значение $\langle \varepsilon_n \rangle \simeq 30\%$ получено при энергетическом пороге регистрации $E_{th} = 60$ кэВ.

Результаты показали, что сцинтилляционный детектор CeBr_3 позволяет проводить регистрацию нейтронов со сравнительно высокой эффективностью, а также подтвер-

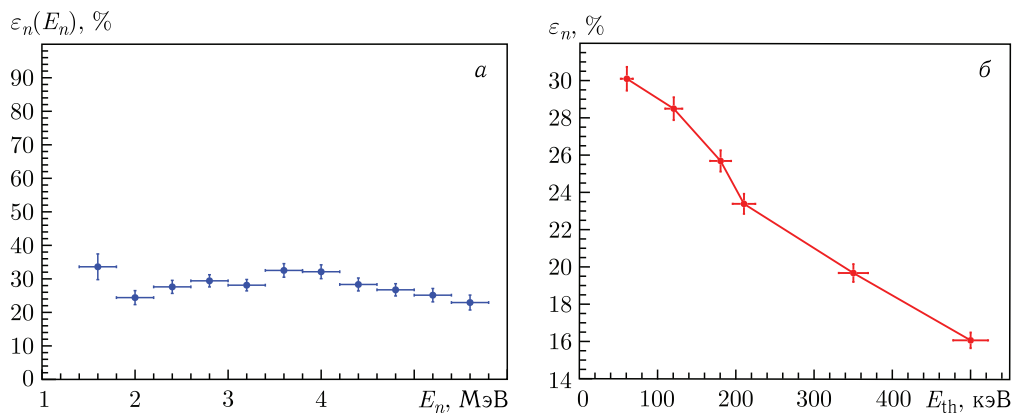


Рис. 9. а) Энергетическая зависимость эффективности регистрации нейтронов $\varepsilon_n(E_n)$ (%) CeBr_3 -сцинтиллятора фосвич-детектора при величине порога регистрации $E_{th} = 60$ кэВ. б) Зависимость средней эффективности регистрации $\langle \varepsilon_n \rangle$ (%) от величины порога регистрации E_{th}

ждается главное достоинство сцинтилляторов такого вида — полагая зависимость эффективности регистрации нейтронов от энергии нейтрона в широком энергетическом диапазоне $E_n = 1,4\text{--}5,6$ МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерены основные характеристики (эффективность регистрации и эффективность в пике полного поглощения, а также коэффициенты подавления комптоновской части энергетического спектра) антикомптоновского спектрометра на основе кластера 9 CeBr₃-NaI(Tl) фосвич-детекторов и блока антикомптоновской защиты из 4 CsI(Tl)-детекторов.

Получено высокое значение коэффициента подавления комптоновской составляющей спектра $\sim 65\%$ для γ -квантов $E_\gamma = 1173$ кэВ.

Эффективность регистрации γ -квантов $E_\gamma = 1,17$ МэВ в пике полного поглощения составила $\varepsilon_{\text{peak}} = 21,8\%$, что более чем в 21 раз превысило значения эффективности для детекторов HPGe ($\varnothing = 55$ мм, $H = 60$ мм).

Высокое быстродействие CeBr₃-сцинтилляторов и радиационная стойкость к нейтронному излучению позволяют эффективно использовать спектрометр в экспериментах на пучках нейтроноизбыточных радиоактивных ядер.

Измерена эффективность регистрации нейтронов $\varepsilon_n(E_n)$ в диапазоне $E_n = 1,4\text{--}5,6$ МэВ, демонстрирующая ее высокое значение и пологую зависимость от энергии нейтронов со средним значением $\varepsilon_n(E_n) \simeq 30\%$.

Авторы благодарят Российский научный фонд за финансовую поддержку (проект № 24-22-00117).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maj A., Azaiez F., Jenkins D., Schmitt Ch., Stezowski O., Wieleczko J., Balabanski D., Bednarczyk P., Brambilla S., Camera F. et al. The PARIS Project. Presented at the Zakopane Conf. on Nucl. Phys. 2008.
2. Li R., Verney D., Matea I., Harakeh M., Delafosse C., Didierjean F., Ebata S., Ayoubi L., Al Falou H., Benzoni G. et al. β -Delayed Spectroscopy of $^{80}_{48}\text{Ge}$ and Competition between Gamow-Teller and First-Forbidden Transitions in $^{80g+m}_{49}\text{Ga}$ β Decay // Phys. Rev. C. 2025. V. 112, No. 4. P. 044306.
3. Li R., Verney D., De Gregorio G., Mancino R., Matea I., Coraggio L., Itaco N., Harakeh M., Delafosse C., Didierjean F. et al. Simultaneous Impacts of Nuclear Shell Structure and Collectivity on β Decay: Evidence from $^{80}_{49}\text{Ga}$ // Phys. Rev. C. 2025. V. 111, No. 3. P. 034303.
4. Li R. et al. Data Sorting Modes of Phoswich Detector Array // Nucl. Instr. Meth. A. 2026. V. 1086. P. 171337.
5. Quarati F., Dorenbos P., Van Der Biezen J., Owens A., Selle M., Parthier L., Schotanus P. Scintillation and Detection Characteristics of High-Sensitivity CeBr₃ γ -Ray Spectrometers // Nucl. Instr. Meth. A. 2013. V. 729. P. 596–604.
6. Sivadček I., Penionzhkevich Y. E., Sobolev Y. G., Stukalov S. MULTI-2, a 4π Spectrometer for Total Reaction Cross Section Measurements // Nucl. Instr. Meth. A. 2020. V. 976. P. 164255.
7. Sobolev Y. G., Ivanov M., Penionzhkevich Y. E. A Setup for Measuring Total Cross Sections of Nuclear Reactions // Instrum. Exp. Tech. 2012. V. 55, No. 6. P. 618–623.

8. *Matulewicz T., Grosse E., Emling H., Grein H., Kulesa R., Baumann F., Domogala G., Freiesleben H.* Response of BaF₂, CsI(Tl) and Pb-Glass Detectors to Neutrons below 22 MeV // Nucl. Instr. Meth. A. 1989. V. 274, No. 3. P. 501–506.
9. *Frailé L., Mach H., Vedia V., Olaizola B., Paziyy V., Picado E., Udías J.* Fast Timing Study of a CeBr₃ Crystal: Time Resolution below 120 ps at ⁶⁰Co Energies // Nucl. Instr. Meth. A. 2013. V. 701. P. 235–242.
10. *Qin J., Lai C., Xiao J., Lu X., Zhu T., Liu R., Ye B.* Characteristics and Time Resolutions of Two CeBr₃ Gamma-Ray Spectrometers // Radiat. Detect. Technol. Meth. 2020. V. 4, No. 3. P. 327–336.
11. <https://www.mesytec.com/>
12. *Challan M.B.* Gamma-Ray Efficiency of a HPGe Detector as a Function of Energy and Geometry // Appl. Radiat. Isotopes. 2013. V. 82. P. 166–169.
13. *Britton R., Burnett J., Davies A., Regan P.* Monte-Carlo Optimization of a Compton Suppression System for Use with a Broad-Energy HPGe Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2014. V. 762. P. 42–53.
14. *Mauritzson N., Fissum K., Annand J., Perrey H., Frost R., Jebali R.A., Backis A., Hall-Wilton R., Kanaki K., Maulerova-Subert V., Maurer C., Messi F., Rojors E.* Technique for the Measurement of Intrinsic Pulse-Shape Discrimination for Organic Scintillators Using Tagged Neutrons // Nucl. Instr. Meth. A. 2022. V. 1039. P. 167141; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900222005265>.
15. *Scherzinger J., Al Jebali R., Annand J., Fissum K., Hall-Wilton R., Koufigar S., Mauritzson N., Messi F., Perrey H., Rojors E.* A Comparison of Untagged Gamma-Ray and Tagged-Neutron Yields from ²⁴¹AmBe and ²³⁸PuBe Sources // Appl. Radiat. Isotopes. 2017. V. 127. P. 98–102.

Получено 27 ноября 2025 г.