

ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАММА-ДЕТЕКТОРОВ В УСТАНОВКЕ ПРОЕКТА TANGRA

*П. И. Харламов^{а,б,1}, Д. Н. Грозданов^{а,в}, П. С. Прусаченко^а,
Н. А. Федоров^а, Ю. Н. Копач^а, Т. Ю. Третьякова^{а,б,в},
Г. В. Пампушик^{а,г}, А. В. Андреев^{а,г}, В. Р. Ской^а,
К. Храдко^а, И. Н. Русков^{а,в}*

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

^б Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

^в Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София, Болгария

^г Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

В рамках международного проекта TANGRA создана установка для исследований взаимодействий нейтронов с атомными ядрами с испусканием γ -квантов. В работе рассмотрена детекторная система, состоящая из 2 HPGe-детекторов и 4 LaBr₃-детекторов. Получены основные характеристики детекторной системы, определены оптимальные рабочие условия, и предложены необходимые поправки для обработки экспериментальных данных.

As a part of the international TANGRA project, an experimental setup has been created for studying interactions of neutrons with atomic nuclei with the emission of gamma-rays. This paper describes a detector system consisting of two high-purity germanium (HPGe) detectors and four lanthanum bromide (LaBr₃) detectors. We have obtained the main characteristics of the detector system and determined the optimal operating conditions. We have also proposed necessary corrections for processing the experimental data.

PACS: 25.40; 28.20; 29.25; 87.50.Gi; 25.85.Bc

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ядерно-физические методы с использованием нейтронов применяются для определения состава различных материалов и веществ, что важно для решения ряда научных и прикладных задач [1]. Генераторы нейтронов, основанные на реакциях взаимодействия дейтерия и трития, позволили создавать компактные установки и расширили применение пучков быстрых нейтронов в широком диапазоне прикладных задач — от элементного анализа в промышленности [2, 3] и поиска опасных веществ в сферах обеспечения безопасности до исследования нефтяных, газовых и рудных месторождений и характеристик почв [4–6]. Мобильные установки

¹E-mail: kharlamov@jinr.ru

для определения содержания углерода в почве также могут служить для проведения современных экологических исследований. В последнее время ядерно-физические исследования приобрели особое значение в связи с разработкой ядерных реакторов IV поколения [7], поскольку возникла необходимость в радикальном расширении и уточнении баз данных по взаимодействию быстрых нейтронов с веществом.

Исследования нейтрон-ядерных реакций, в процессе которых происходит излучение γ -квантов, активно ведутся в крупномасштабных проектах. Наиболее значимые эксперименты, в рамках которых исследуются эти реакции, проводятся на нейтронных спектрометрах по времени пролета nELBE [8] и GELINA [9]. В этих проектах в качестве источника нейтронов используются электро- и фотоядерные реакции на свинце и уране соответственно, и «белый» спектр получаемых нейтронов лежит в диапазоне от сотен кэВ до ≈ 20 МэВ. Применение времяпролетной методики позволяет исследовать ядерные реакции в широком диапазоне энергий налетающих нейтронов и получать энергетические зависимости их характеристик. Применение детекторов γ -излучения высокого разрешения в экспериментах позволяет измерять сечения излучения и величины анизотропии γ -квантов для большого числа γ -переходов.

Другим процессом, широко применяемым для получения быстрых нейтронов в компактных источниках, является реакция слияния дейтерия и трития



В результате данной реакции образуются потоки быстрых нейтронов с энергией 14,1 МэВ.

В рамках международного проекта TANGRA [10] в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка Объединенного института ядерных исследований создана установка на основе компактного нейтронного генератора ИНГ-27 [11, 12], в котором происходит реакция (1), позволяющая реализовать метод меченых нейтронов (ММН) [13–15]. В его основе лежит регистрация α -частиц, образующихся в реакции (1), в совпадении с γ -квантами, испускаемыми при девозбуждении продуктов индуцированных нейтронами ядерных реакций типа



где X — n, p, d, α .

Нейтроны, образующиеся в результате реакции (1), имеют угловое распределение, близкое к изотропному. Кинетическая энергия дейтронов значительно меньше энергии, выделяющейся в результате этой реакции, поэтому в лабораторной системе координат угол разлета α -частицы и нейтрона составляет $174,7^\circ$. Регистрация α -частицы с помощью позиционно-чувствительного детектора позволяет определить направление вылета нейтрона, соответствующего α -частице, т. е. осуществить «мечение» нейтрона и получить временную метку T_α , которая служит отправной точкой для определения времени пролета нейтрона до образца. Включение в схему совпадений α -детектора и детекторов вторичных излучений позволяет отбирать события по временному интервалу между моментами регистрации вторичного излучения T_γ и α -излучения T_α . ММН позволяет существенно снизить влияние фона и повысить точность экспериментальных данных. Данная детекторная система используется в текущих экспериментах проекта TANGRA [16], подробнее о них см. в [17].

Для регистрации γ -излучения в экспериментах используются два детектора из сверхчистого германия ORTEC GMX60P4-83 [18] с относительной эффективностью 60% и энергетическим разрешением 2,3 кэВ (полная ширина на половине высоты) при 1,33 МэВ (^{60}Co). Также применяются четыре детектора $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, представляющие собой цилиндрические кристаллы диаметром и высотой 3×3 дюйма из бромида лантана, легированного церием [19], с фотоэлектронным умножителем Hamamatsu R10233 [20], с энергетическим разрешением 2,2% при 662 кэВ (^{137}Cs). Во время экспериментов скорости счета достигают $7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ на LaBr_3 и $2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ на HPGe , что приводит к необходимости исследования зависимости характеристик детекторных систем от их загрузки.

HPGe γ -детекторы обладают общими преимуществами полупроводниковых детекторов, такими как большая скорость отклика, большие амплитуды сигналов (малые энергии образования электрон-дырочной пары порядка нескольких эВ), небольшие размеры, но основной причиной их использования в нашей установке является отличное энергетическое разрешение при довольно высокой эффективности регистрации γ -квантов. Это возможно благодаря сравнительно высокому для полупроводника атомному числу германия ($Z = 32$), его высокой плотности ($5,3 \text{ г/см}^3$) и технической возможности создания крупных кристаллов германия в отличие от других полупроводников. Существенными недостатками HPGe -детекторов являются необходимость их охлаждения (электромеханично или с помощью жидкого азота), плохое временное разрешение ($> 10 \text{ нс}$), высокая цена, а также чувствительность к радиационным повреждениям под действием быстрых нейтронов, что не позволяет их разместить под малыми углами к пучкам нейтронов.

Сцинтилляционные $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -детекторы (далее LaBr -детекторы) также используются для γ -спектрометрии. Они обладают умеренным энергетическим разрешением (заметно ниже, чем HPGe), высокой эффективностью регистрации и высоким световыходом, и при этом, по сравнению с HPGe -детекторами, лучшим временным разрешением, относительно невысокой ценой и большей радиационной стойкостью, поэтому они нами применяются для измерений угловых распределений, в том числе под малыми углами к пучкам нейтронов.

1. ОБРАБОТКА ИМПУЛЬСОВ

Для сбора данных с детекторов используется оцифровщик, разработанный в ОИЯИ на основе ПЛИС KINTEX-7 и АЦП AD9656 (16 бит, 100 МГц) ЦРС-128 (цифровой регистратор сигналов), подключаемый к персональному компьютеру (ПК) с помощью интерфейса USB 3.0. Обработка импульсов в режиме реального времени (online) и их группировка в совпадения (события) производится оцифровщиком, в этом случае на ПК передаются данные о площади, времени прихода и ширине каждого зарегистрированного импульса. При сравнительно невысокой загрузке возможна передача осциллограмм импульсов на ПК для последующей обработки в автономном режиме (offline). Полученные данные записываются в файлы для последующего анализа амплитудных и временных распределений.

Аналоговые сигналы, поступающие от детектора, имеют форму ступеньки с последующим экспоненциальным спадом. При этом высота ступеньки пропорциональна

поглощенной энергии частицы, а ее начало соответствует времени попадания частицы в детектор. Сигналы обрабатываются оцифровщиком или записываются на диск компьютера для offline обработки в разработанном в ОИЯИ программном обеспечении Romapa. Дальнейшая обработка может осуществляться несколькими методами (рис. 1, а, б), среди них:

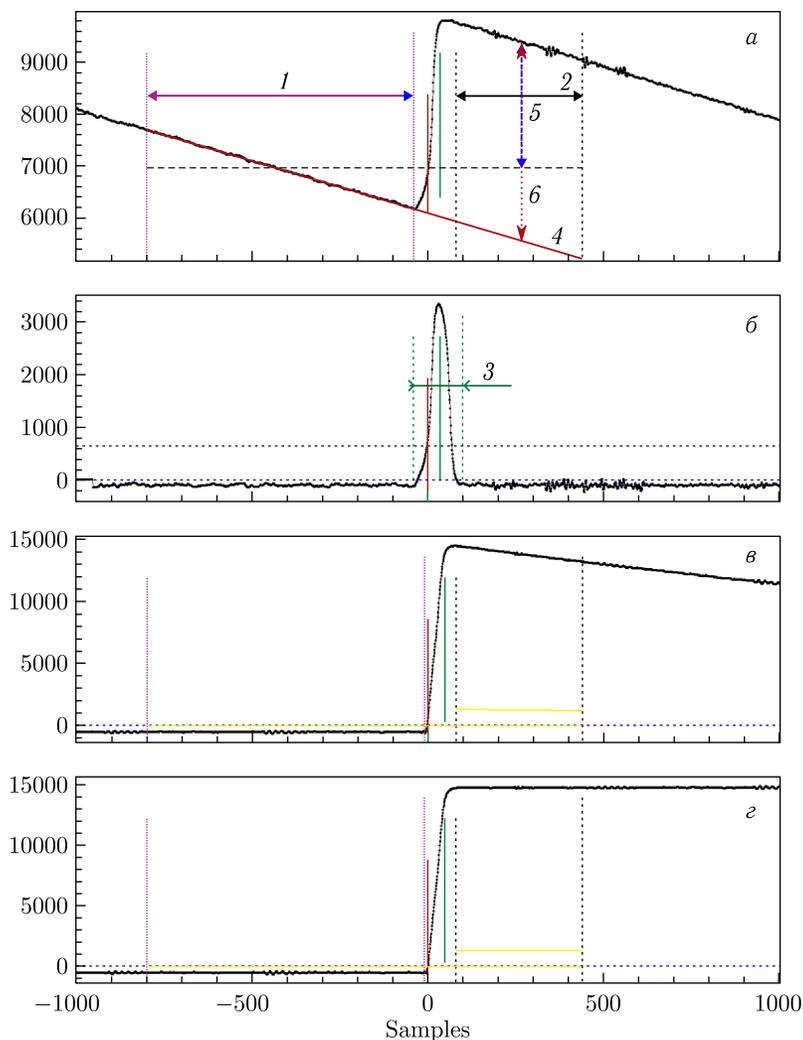


Рис. 1. Пример обработки импульса. График а соответствует полученному ступенчатому сигналу, попавшему на спадающую часть предыдущего. График б соответствует графику производной. 1 — область интегрирования базовой линии; 2 — область интегрирования пика; 3 — область интегрирования производной; 4 — аппроксимация базовой линии полиномом 1-й степени; 5 — амплитуда импульса в методе площадей; 6 — амплитуда импульса в методе площадей с поправкой на наклон базовой линии. Также показано сравнение сигнала до (в) и после (г) применения поправки подавления нулевого полюса

1. Стандартный «метод площадей» — определяется усредненное значение в заранее заданных параметрами области пика и области базовой линии, разница между которыми является искомым значением амплитуды импульса.

2. «Метод производной» — амплитуда сигнала определяется интегрированием графика производной.

3. Модифицированный «метод площадей» — аналогично стандартному, но с внесенной поправкой — аппроксимацией полиномом 1-й степени базовой линии и вычитанием полученного полинома из импульса, что применяется для компенсации эффекта наложений сигналов, когда один сигнал попадает на спадающую часть предыдущего, что чаще возникает при высокой частоте событий (и, соответственно, загрузке электроники).

Оцифровщик и используемое программное обеспечение (Romana) позволяют сглаживать импульсы путем усреднения значений по нескольким точкам, а также применять метод «подавления нулевого полюса» (Pole Zero Cancellation), который позволяет скомпенсировать экспоненциальный спад аналогового сигнала (см. рис. 1, *в, г*). Применение данных поправок для обработки сигналов позволяет значительно улучшить энергетическое разрешение.

Оцифровщик и используемое программное обеспечение (Romana) не поддерживают метод трапециевидного фильтра [21] из-за сложности интеграции этого метода с сохранением полной функциональности электроники и скорости обработки, особенно при высокой загрузке электроники. Тем не менее возможна обработка полученных сигналов в режиме offline с применением этого метода.

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ И ЕГО ЗАВИСИМОСТЬ ОТ УСЛОВИЙ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. HPGe. Отличительной чертой HPGe-детекторов является высокое энергетическое разрешение. В данной статье в качестве разрешения указывается полная ширина на половине высоты (ПШПВ, FWHM — Full Width at Half Maximum) γ -пика 1332 кэВ радиоактивного источника ^{60}Co . Паспортное разрешение используемых нами детекторов составляет 2,3 кэВ, чего удалось достичь на нашем оборудовании с помощью метода площадей с поправкой Pole Zero с источником ^{60}Co при большой длине записи импульса и малой загрузке.

HPGe-детекторы также обладают большой длиной импульса, которая приводит к большому числу наложений импульсов друг на друга при высокой загрузке, и, как следствие, к появлению наклона у базовой линии импульса в таких случаях, из-за чего ухудшается разрешение. Работа нейтронного генератора, являющегося источником высокочастотных наводок, приводит к дополнительному ухудшению.

Поэтому для исследований изменения разрешения в зависимости от загрузки детектора применялся радиоактивный источник ^{22}Na , который устанавливали на разных расстояниях от детектора (рис. 2). При высоких загрузках имеет смысл добавлять коррекцию наклон базовой линии (модифицированный «метод площадей»), тогда как при низких нагрузках она вносит дополнительную неопределенность. Поправка на Pole Zero Cancellation улучшает разрешение при любой загрузке.

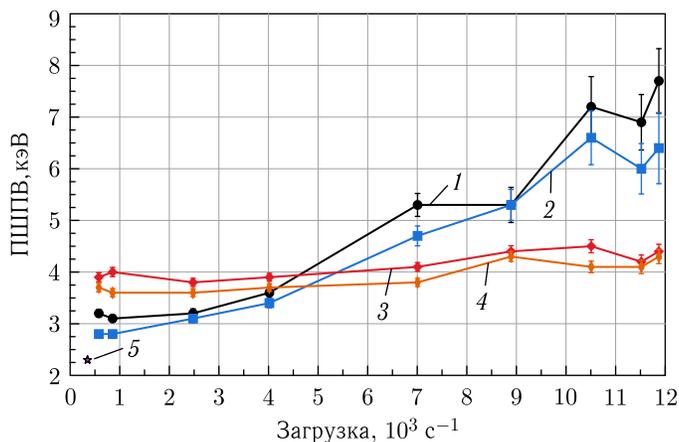


Рис. 2. Зависимость разрешения HPGe-детектора от загрузки — сравнение основных методов обработки импульсов и применения поправки Pole Zero. 1 — метод площадей; 2 — метод площадей с поправкой Pole Zero; 3 — метод площадей с поправкой на наклон базовой линии; 4 — метод площадей с поправками на наклон базовой линии и Pole Zero; 5 — значение разрешения, соответствующее паспортному, полученное методом площадей с поправкой Pole Zero Cancellation при минимальной загрузке и большой длине записи импульса

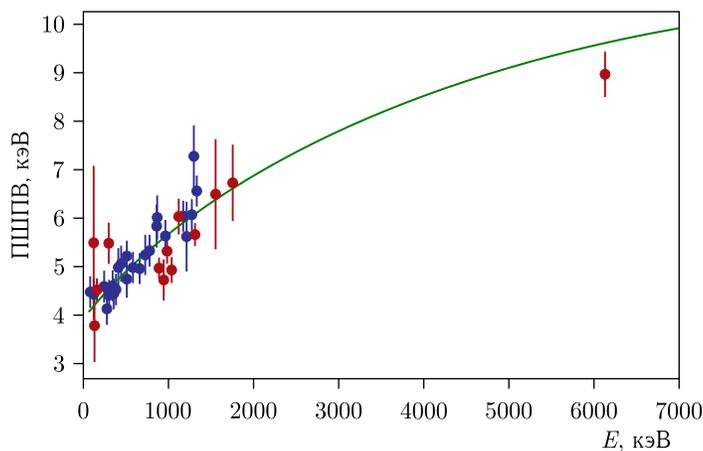


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Зависимость пиков ПШПВ от энергии для HPGe-детектора. Красными точками показаны ширины избранных γ -пиков, излучаемые продуктами реакций $\text{Ti}(n, X\gamma)$ и $^{16}\text{O}(n, X\gamma)$ при энергии нейтронов 14,1 МэВ, синими — результаты калибровочных измерений с образцовыми источниками γ -излучения (ОСГИ). Зеленой кривой показана аппроксимация совокупности данных по формуле (3)

Обсуждаемые методики работоспособны только при сравнительно невысоких нагрузках, когда возможно осуществлять передачу осциллограмм на ПК. Поэтому при проведении реальных экспериментов с использованием нейтронного генератора используется модифицированный «метод площадей». Реальное энергетическое разрешение, получаемое при проведении экспериментов со включенным нейтронным генерато-

ром, показано на рис. 3. Энергетическая зависимость разрешения аппроксимировалась следующей формулой:

$$\sigma = \sqrt{a_0 + a_1 E + a_2 E^2}, \quad (3)$$

где a_0 , a_1 , a_2 — подгоночные параметры; E — энергия γ -кванта.

Физический смысл параметров: a_0 — соответствует шумовым характеристикам, a_1 — стандартному отклонению распределения Пуассона, соответствующему распределению сцинтилляционных фотонов ($N \sim E_\gamma$, $\sigma = \sqrt{E}$), a_2 — нелинейности измерительного тракта с ростом энергии падающих γ -квантов.

Для HPCe-детектора параметры составили: $a_0 = (16,6 \pm 0,9)$ кэВ², $a_1 = (15 \pm 1) \cdot 10^{-3}$ кэВ, a_2 пренебрежимо мал.

Для LaBr-детектора параметры составили: a_0 — пренебрежимо мал, $a_1 = (0,39 \pm 0,01)$ кэВ, $a_2 = (24 \pm 8) \cdot 10^{-6}$.

2.2. LaBr. Сцинтилляционные LaBr-детекторы являются альтернативой NaI(Tl) и обладают лучшим разрешением по сравнению с ними. Тем не менее они обладают собственной радиоактивностью, а также, по сравнению с NaI(Tl)-детекторами, меньшим световыходом в области до 100 кэВ [22]. Это усложняет идентификацию низкоэнергетичных пиков и ухудшает разрешение в этой области энергий, но наши исследования сконцентрированы скорее на области более высоких энергий — от 100 кэВ до 10 МэВ.

В отличие от HPCe-детекторов, импульсы с LaBr-детекторов достаточно короткие, и поэтому проблема наложений импульсов не приводит к значительному искажению фотопиков. Тем не менее в наших экспериментах мы предполагаем высокую загрузку LaBr-детекторов, что требует дополнительных исследований их поведения при таких условиях. Также одним из факторов, влияющих на энергетическое разрешение сцинтилляционных детекторов, является напряжение на фотоэлектронном умножителе.

Энергетическое разрешение у используемых нами LaBr-детекторов составило от 15,0 до 15,6 кэВ на пике 662 кэВ ¹³⁷Cs при оптимальных значениях напряжения на фотоэлектронном умножителе (ФЭУ). Зависимость разрешения от напряжения на ФЭУ для одного из LaBr-детекторов показана на рис. 4.

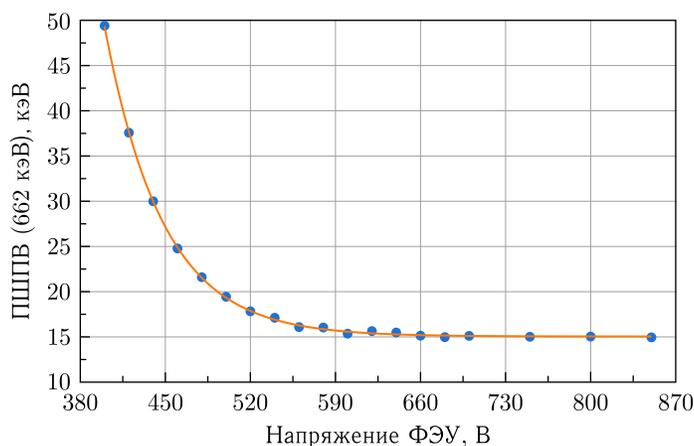


Рис. 4. Зависимость энергетического разрешения на пике 662 кэВ ¹³⁷Cs от напряжения на ФЭУ для одного из LaBr-детекторов

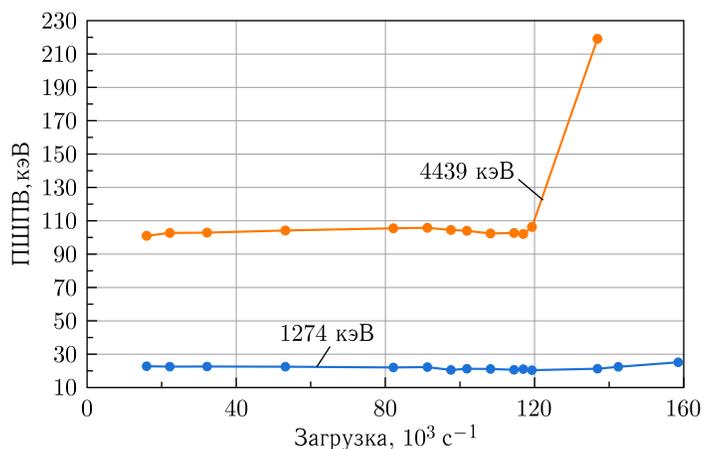


Рис. 5. Зависимость энергетического разрешения на пике 1274 кэВ ^{22}Na и 4439 кэВ ^{12}C от загрузки LaBr-детектора. Погрешности не превышают 3% для пика 1274 кэВ и 0,6% для 4439 кэВ

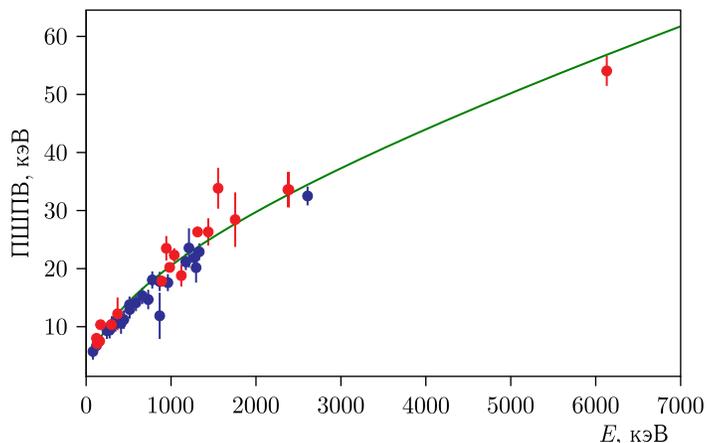


Рис. 6 (цветной в электронной версии). Зависимость пиков ПШПВ от энергии для LaBr-детектора. Красными точками показаны ширины избранных γ -пиков, излучаемые продуктами реакций $\text{Ti}(n, X\gamma)$ и $^{16}\text{O}(n, X\gamma)$ при энергии нейтронов 14,1 МэВ, синими — результаты калибровочных измерений с образцовыми источниками γ -излучения. Зеленой кривой показана аппроксимация совокупности данных по формуле (3)

LaBr не показывают сильную зависимость энергетического разрешения от загрузки, как продемонстрировано на рис. 5. Загрузка для данной серии измерений обеспечивалась радиоактивным источником PuBe, перемещаемым на различные расстояния от LaBr-детектора, энергетическое разрешение определялось на пике 1274 кэВ от ^{22}Na -источника и 4439 кэВ ^{12}C (от PuBe-источника). Однако стоит отметить, что при высоких загрузках ($> 100\,000$) начинают искажаться и пропадать пики, считая от наиболее высокоэнергетичных. Вероятной причиной этого эффекта является большой ток, протекающий через фотоэлектронный умножитель детектора, что приводит к «просадке» эффективного напряжения на ФЭУ и, соответственно, уменьшению

коэффициента усиления. Реальное энергетическое разрешение LaBr-детекторов, получаемое при проведении экспериментов с использованием нейтронного генератора, показано на рис. 6.

3. ВРЕМЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ДЕТЕКТОРНОЙ СИСТЕМЫ

В экспериментах с мечеными нейтронами временное разрешение детектирующей системы является важнейшим параметром, определяющим качество разделения полезных и фоновых событий. На обсуждаемой установке проводятся исследования с использованием метода меченых нейтронов, поэтому в первую очередь представляет интерес временное разрешение детекторов в схеме совпадений между встроенным в генератор α -детектором и детекторами вторичного γ -излучения. Под временным разрешением γ -детектора мы понимаем полуширину на половине высоты распределения разницы между моментами регистрации $T_\gamma - T_\alpha$ γ - и α -излучений. Примеры спектров совпадений для детекторов разных типов приведены на рис. 7.

В структуре временного спектра, как можно видеть из рис. 7, б, присутствуют пики, соответствующие γ -квантам от реакций в нейтронном генераторе (пик 1), в образце (2), в детекторах и конструкционных элементах установки (3). В то же время временной спектр для HPGe (рис. 7, а) не имеет выраженных особенностей и имеет не гауссову форму, что связано с особенностями анализа импульсов и формы фронта сигнала для данного типа детекторов. Для определения временной отметки была использована программная эмуляция алгоритма следящего порога (constant fraction discriminator, CFD). При этом хорошо известно, что данный алгоритм очень чувстви-

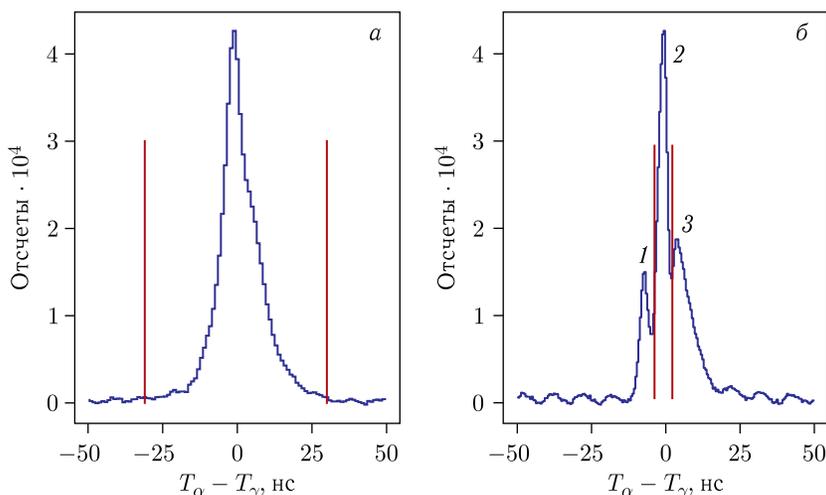


Рис. 7 (цветной в электронной версии). Времяпролетные спектры — отсчеты совпадений как функция разницы во времени регистрации событий α - и γ -детекторами HPGe (а) и LaBr₃(Ce) (б). Красными вертикальными линиями показаны диапазоны по времени, содержащие преимущественно полезные события. Для LaBr-детектора пик 1 соответствует γ -квантам от реакций в нейтронном генераторе, пик 2 — от реакций в образце, пик 3 — от реакций в детекторах и конструкционных элементах установки

телен к вариации времени нарастания сигнала [23], а форма фронта и длительность нарастания фронта для HPGe-детекторов может заметно меняться в зависимости от положения точки взаимодействия внутри кристалла. Сочетание этих факторов приводит к значительному ухудшению временного разрешения для детекторов данного типа, что, в свою очередь, привело к невозможности разрешить пики, соответствующие γ -квантам из разных источников. В дальнейшем временное разрешение для разных типов детекторов было оценено как ПШПВ (полная ширина на половине высоты) временных распределений, соответствующих γ -квантам из образца для случая детекторов на основе LaBr₃ и ПШПВ всего временного распределения для детекторов на основе HPGe. Зависимости временного разрешения от энергии γ -квантам для HPGe и LaBr₃ приведены на рис. 8 и 9.

Следует отметить, что LaBr₃ имеет достаточно хорошее временное разрешение в γ - γ -совпадениях, и в данной конфигурации ширина пика совпадений определяется, во-первых, свойствами α -детектора, имеющего худшее временное разрешение,

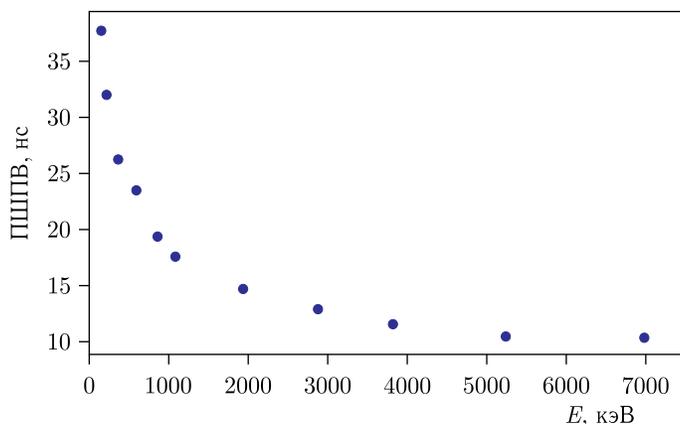


Рис. 8. Зависимость временных распределений ПШПВ от энергии для HPGe-детектора

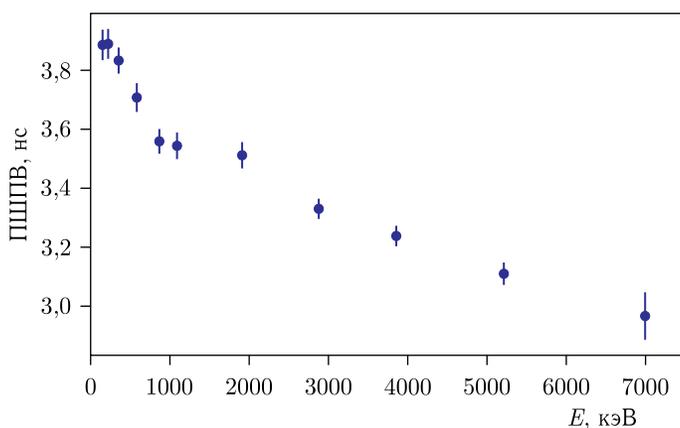


Рис. 9. Зависимость временного пика ПШПВ, соответствующего реакциям в образце от энергии для детектора LaBr₃

и, во-вторых, областью, в которой происходят реакции, и ее окружением, так как при низких энергиях пик совпадений по большей части сформирован γ -квантами, испытавшими комптоновское рассеяние в образце и его окружении.

4. ПОТЕРИ ДАННЫХ ЗА СЧЕТ МЕРТВОГО ВРЕМЕНИ

Потери «полезных» данных могут возникать по нескольким причинам. Из-за различных нежелательных эффектов, таких как наложение сигналов, наводки и шумы, амплитуда сигналов может определяться некорректно, из-за чего такие события могут не попадать в обрабатываемые области пиков. Другой группой причин является «реальная» потеря данных, которая может возникать из-за мертвого времени детектора или электроники, переполнения буфера данных электроники и превышения скорости записи или передачи данных. Использование электроники ЦПС в наших экспериментах обосновано в том числе ее скоростью обработки импульсов и поддержкой современных протоколов передачи данных по сравнению с оцифровщиками, представленными на рынке.

Сравнение потерь данных из-за мертвого времени (Dead Time Losses) оцифровщика ЦПС-128 с CAEN DT5725SB и оцифровщика ORTEC DSPEC 50A для используемых в наших экспериментах HPGe-детекторов показано на рис. 10. В данных измерениях применялся генератор импульсов, подключенный к тестовому входу HPGe-детектора, который генерировал прямоугольные импульсы с частотой 100 Гц. Сигнал с детектора разветвлялся на вышеупомянутые оцифровщики с помощью параллельных выходов зарядочувствительного предусилителя, предусмотренного конструкцией детекторов. Постоянная загрузка детектора осуществлялась с помощью радиоактив-

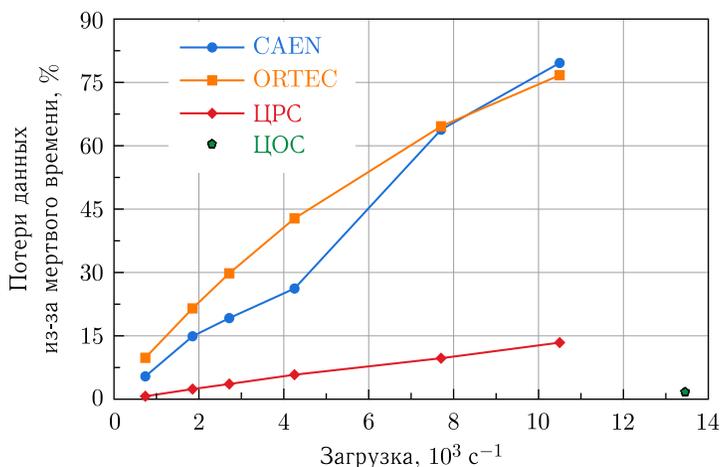


Рис. 10. Сравнение потерь данных из-за мертвого времени (Dead Time Losses) при использовании различной считывающей электроники в режиме записи импульсов. Погрешности составляют порядка 1% для CAEN и ORTEC и 0,3% для ЦПС. Точка ЦОС (цифровая обработка сигналов) получена при использовании ЦПС в режиме передачи параметров импульсов, который используется в экспериментах с нейтронным генератором

ного источника ^{60}Co и переменная загрузка — с помощью перемещаемого источника ^{22}Na . Потери данных вычислялись с помощью интегрирования пика от сигналов с генератора и сравнением с ожидаемым значением. Информация о потерях данных из-за мертвого времени использовалась для оценки оптимальной интенсивности нейтронного генератора, подбора параметров обработки и дополнительной поправки при определении сечений реакций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана и успешно протестирована улучшенная методика обработки сигналов, поступающих от гетерогенной детекторной системы, состоящей из четырех детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и двух детекторов HPGe [16].

Энергетическое разрешение HPGe -детекторов в лабораторных условиях при измерениях с образцовыми источниками γ -излучения (ОСГИ) составило 2,3 кэВ (пик 1332 кэВ ^{60}Co), что соответствует паспортному значению, но ухудшается с повышением загрузки детектора и канала оцифровщика и составляет порядка 4,3 кэВ, и в реальных условиях с работающим нейтронным генератором составляет порядка 5,5 кэВ. Разработаны дополнительные поправки, как программные, так и аппаратные, которые позволили повысить качество получаемых энергетических спектров. Энергетическое разрешение LaBr -детекторов составило 15,0 кэВ в исследованиях с ОСГИ (пик 662 кэВ ^{137}Cs) и не имеет сильной зависимости от загрузки.

Установка успешно используется для измерения сечений образования γ -квантов в реакциях $(n, X\gamma)$, где X — это нейтроны, протоны, дейтроны и α -частицы, которые вызываются нейтронами с энергией 14,1 МэВ. Физические результаты, полученные нами при использовании обсуждаемой детекторной системы и методики обработки сигналов, опубликованы в [16, 17].

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 23-12-00239).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Valkovic V.* 4 MeV Neutrons: Physics and Applications. CRC Press, 2015.
2. *Grieken R., Speecke A., Hoste J.* Simultaneous Determination of Silicon and Phosphorus in Cast Iron by 14 MeV Neutron Activation Analysis // *J. Radioanalyt. Chem.* 1970. V. 6, No. 2. P. 385.
3. *Разинков Е. А., Алексахин В. Ю., Рогов Ю. Н., Сапожников М. Г.* Элементный анализ фосфорсодержащих руд методом меченых нейтронов // *Горный журн.* 2022. № 2. С. 51.
4. *Yakubova G., Kavetskiy A., Prior S. A., Torbert H. A.* Tagged Neutron Method for Carbon Analysis of Large Soil Samples // *Appl. Radiat. Isotopes.* 2019. V. 150. P. 127–134.
5. *Алексахин В. Ю., Разинков Е. А., Рогов Ю. Н., Садовский А. Б., Сапожников М. Г., Дашков И. Д., Грозданов Д. Н., Копач Ю. Н., Ской В. Р., Федоров Н. А.* Определение концентрации углерода в почве с использованием метода меченых нейтронов // *Письма в ЭЧАЯ.* 2022. Т. 19, № 6(245). С. 546.
6. *Alexakhin V. Yu., Razinkov E. A., Rogov Yu. N., Sadovsky A. B., Sapozhnikov M. G., Dashkov I. D., Grozdanov D. N., Kopach Yu. N., Skoy V. R., Fedorov N. A.* Determination of Carbon Concentration in Soil Using the Tagged Neutron Method // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2022. V. 19, No. 6. P. 717.

7. Locatelli G., Mancini M., Todeschini N. Generation IV Nuclear Reactors: Current Status and Future Prospects // Energy Policy. 2013. V. 61. P. 1503.
8. Altstadt E., Beckert C., Freiesleben H., Galindo V., Grosse E., Junghans A.R., Klug J., Naumann B., Schneider S., Schlenk R., Wagner A., Weiss F.-P. GA Photo-Neutron Source for Time-of-Flight Measurements at the Radiation Source ELBE // Ann. Nucl. Energy. 2007. V. 34. P. 36–50.
9. Ene D., Borcea C., Kopecky S., Mondelaers W., Negret A. Global Characterisation of the GELINA Facility for High-Resolution Neutron Time-of-Flight Measurements by Monte Carlo Simulations // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. V. 618. P. 54–68.
10. Проект TANGRA. <https://ilnp.jinr.int/ru/glavnaya/ustanovki/tangra-project-ru>.
11. Боголюбов Е. П., Коротков С. А., Краснов С. А., Пресняков Ю. К., Хасаев Т. О. Нейтронные технологии на базе портативных генераторов нейтронов для инспекции опасных объектов // Тр. Междунар. научно-техн. конф. «Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе». 2005. С. 326.
12. Быстрицкий В. М., Замятин Н. И., Кадышевский В. Г., Кобзев А. П., Никитин В. А., Рогов Ю. Н., Сапожников М. Г., Сисакян А. Н., Слепнев В. М., Власов Н. В. Изучение ядерно-физических методов идентификации скрытых веществ в ОИЯИ // Там же. С. 306.
13. Ruskov I. N., Kopatch Yu. N., Bystritsky V. M., Skoy V. R., Shvetsov V. N., Hamsch F.-J., Oberstedt S., Capote Noy R., Sedyshev P. V., Grozdanov D. N., Ivanov I. Zh., Aleksakhin V. Yu., Bogolubov E. P., Barmaikov Yu. N., Khabarov S. V., Krasnoperov A. V., Krylov A. R., Obhodas J., Pikelner L. B., Rapatskiy V. L., Rogachev A. V., Rogov Yu. N., Ryzhkov V. I., Sadvovskiy A. B., Salmin R. A., Sapozhnikov M. G., Slepnev V. M., Sudac D., Tarasov O. G., Valković V., Yurkov D. I., Zamyatin N. I., Zeynalov Sh. S., Zontikov A. O., Zubarev E. V. TANGRA-Setup for the Investigation of Nuclear Fission Induced by 14.1 MeV Neutrons // Phys. Procedia. 2015. V. 64. P. 163–170.
14. Bystritsky V., Valkovic V., Grozdanov D., Zontikov A., Ivanov I., Kopatch Yu., Krylov A., Rogov Yu., Ruskov I., Sapozhnikov M., Skoy V., Shvetsov V. Multilayer Passive Shielding of Scintillation Detectors Based on BGO, NaI(Tl), and Stilbene Crystals Operating in Intense Neutron Fields with an Energy of 14.1 MeV // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12, No. 2. P. 325–335.
15. Быстрицкий В. М., Грозданов Д. Н., Зонтиков А. О., Копач Ю. Н., Рогов Ю. Н., Русков И. Н., Садовский А. Б., Ской В. Р., Бармаков Ю. Н., Боголюбов Е. П., Рыжков В. И., Юрков Д. И. Угловое распределение γ -квантов с энергией 4,43 МэВ, образующихся при неупругом рассеянии нейтронов с энергией 14,1 МэВ на ядрах ^{12}C // Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13, № 4(202). С. 793.
16. Копач Ю. Н., Грозданов Д. Н., Федоров Н. А., Третьякова Т. Ю., Харламов П. И., Андреев А. В., Ахмедов Г. С., Бериков Д., Дабылова С., Дас П. К., Кумар А., Пампушик Г. В., Русков И. Н., Сираков И. А., Ской В. Р., Филончик П. Г., Храмко К. Новый вариант установки для измерений сечений излучения γ -квантов в ядерных реакциях под действием нейтронов с энергией 14,1 МэВ // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3: Физика, астрономия. 2024. Т. 79, № 3. С. 1–9.
17. Grozdanov D., Fedorov N., Dabylova S., Kopatch Y., Ruskov I., Skoy V., Tretyakova T., Hramco C., Kharlamov P., Pampushik G., Filonchik P., Andreev A. Measurement of Yields and Angular Distributions of γ -Quanta from the Interaction of 14.1 MeV Neutrons with Oxygen, Phosphorus and Sulfur // Chin. Phys. C. 2024. V. 48, No. 3. 034003.
18. ORTEC GMX Series Coaxial HPGe Detector Product Configuration Guide. <https://www.ortec-online.com/-/media/ametektortec/brochures/g/gamma-x-a4.pdf>.
19. Saint-Gobain Lanthanum Bromide LaBr₃(Ce). <https://luxiumsolutions.com/radiation-detection-scintillators/crystal-scintillators/lanthanum-bromide-labr3>. Scintillation crystal.

20. Hamamatsu Scintillation Detector Photomultiplier Tube R10233. https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/High_energy_PMT_TPMZ0003E.pdf.
21. *Radeka V.* Trapezoidal Filtering of Signals from Large Germanium Detectors at High Rates // Nucl. Instr. Meth. 1972. V. 99, No. 3. P. 525–539.
22. *Balcerzyk M., Moszynski M., Kapusta M.* Comparison of LaCl₃:Ce and NaI(Tl) Scintillators in γ -Ray Spectrometry // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 537. P. 50–56.
23. *Knoll G.* Radiation Detection and Measurement. 4th ed. John Wiley, 2010.

Получено 9 июля 2025 г.