

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074.3

ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ МЕТОД КОРРЕКЦИИ ДЛЯ УСТАНОВОК С
ТЯЖЕЛЫМИ КРИСТАЛЛАМИ

©2026 г. Н. М. Жигарева^а, А. Н. Мартемьянов^{а*}, А. В. Ставинский^б,
В. Н. Стеханов^а, Г. С. Таэр^а

^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”

Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

^бОбъединенный институт ядерных исследований,

Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

*E-mail: martemia@itep.ru

Поступила в редакцию 20.04.2026

После доработки 25.05.2026

Принята к публикации 17.07.2026

Целью данной работы является разработка электроники для измерения времени пролета частиц в детекторе на основе сцинтиллятора $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$. В качестве регистратора использовались SiPM марки SensL S13360-6050PE. Рассматривается возможность замены пассивных слоев в нейтронных 3D-детекторах, разрабатываемых для установок ускорительного комплекса NICA в ОИЯИ, на активные, изготовленные из сцинтилляторов большой плотности.

Ключевые слова: BGO, SiPM, TOF, PZC

1. ВВЕДЕНИЕ

Идентификация нейтральных частиц в эксперименте – задача объективно более сложная, чем регистрация заряженных частиц. Регистрация нейтронов выполняется по вторичным продуктам реакции нейтронов с веществом детектора. Эффективность регистрации зависит от вероятности возникновения ядерной реакции и рождения в результате этой реакции заряженных частиц, что напрямую зависит от линейных размеров детектора и выбора материалов. Кроме того, детекторы для измерения времени пролета обычно собирают с использованием быстрых сцинтилляторов или газовых детекторов [1].

В качестве возможного улучшения характеристик детектора была предложена идея замены части пассивных слоев на активные слои из ортогерманата висмута ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ или кратко BGO). Кристалл BGO – это неорганическое соединение, используемое в качестве

сцинтиллятора, представляет собой кристалл с высокой плотностью (близкой к плотности железа, $\rho \sim 7.13 \text{ г/см}^3$), обладает высокой радиационной стойкостью, имеет малую радиационную длину (приблизительно равную 1.13 см), характеризуется отсутствием выбросов послесвечения и числом фотонов порядка 7000 штук на 1 МэВ. К тому же кристалл BGO не имеет плоскостей расщепления, из-за чего его можно подвергать обработке для придания любой формы, требуемой условиями эксперимента. По сравнению с другими сцинтилляторами, такими как NaI(Tl) или CsI(Tl), кристалл BGO обладает большей плотностью, что позволяет получить более высокую эффективность регистрации фотонов и нейтронов при одинаковом объеме вещества.

Из-за большой плотности кристалла BGO часть рожденных в нем фотонов в нем же и поглощается, что приводит к тому, что при сравнимом числе фотонов в других подобных сцинтилляторах сигнал, получаемый в кристалле BGO, будет в несколько раз меньше. Современная электроника с высоким отношением сигнала к шуму позволяет эффективно регистрировать такие сигналы. Однако у тяжелых сцинтилляторов существует проблема с длительностью фронта нарастания сигнала (более 100 нс), что затрудняет использование тяжелых кристаллов для измерения времени пролета частиц. При этом одним из требований, предъявляемым к разрабатываемому детектору нейтронов, является возможность использования времяпролетного метода TOF (Time-of-flight).

2. ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Разрешение времяпролетного метода TOF зависит от нескольких параметров: от величины времени нарастания импульса и шумов электроники, а также от амплитуды A :

$$\Delta T = \frac{t_r}{A} Th, \quad (1)$$

где ΔT – временной разброс срабатывания импульса около порога дискриминатора, t_r – время нарастания импульса (фронт нарастания сигнала), Th – порог регистрации дискриминатора, A – уровень (амплитуда) сигнала.

Измеряемое итоговое временное разрешение состоит из разрешения самого детектора (σ_{det}), а также из разрешения, определяемого всеми электронными компонентами (σ_{el}):

$$\sigma^2 = \sigma_{\text{el}}^2 + \sigma_{\text{det}}^2. \quad (2)$$

Вклад от электроники определяется шумовыми параметрами и скоростью нарастания сигнала:

$$\sigma_{\text{el}} = \frac{\sigma_{\text{noise}}}{\frac{dA}{dt}} \quad (3)$$

Существенный вклад в разрешение дают малые сигналы близ порога регистрации:

$$\sigma_{\text{el}} \approx \frac{\sigma_{\text{noise}} t_r}{A}. \quad (4)$$

Как следует из формулы (4), наиболее важные параметры – это фронт импульса и отношение сигнал/шум. Как уже указывалось ранее, таким параметрам соответствуют газовые детекторы и электроника для них, на основе которых собирают TOF-системы [2].

При этом фронт нарастания сигнала у выбранных для работы SiPM (размером $6 \times 6 \text{ мм}^2$) составляет порядка 8 нс, у сцинтиллятора эта величина составляет порядка 18 нс, а у BGO фронт нарастания находится в районе 120 нс, что усложняет измерение времени.

3. МЕТОД PZC

Одним из способов оптимизации электроники и решения проблемы фронтов является метод PZC (Pole Zero Cancellation), рис. 1. Метод PZC представляет собой укорочение импульсов детекторов частиц с помощью компенсации полюса нулем и заключается в дифференцировании импульса с целью уменьшения времени нарастания, при этом берется малая часть импульса с быстрым нарастанием и формируется превышение над нулевой линией, которое впоследствии может быть уменьшено до нулевого уровня с помощью резистора. Амплитуду импульса затем можно увеличить с помощью последующего усиления.

Рис. 1. Схема метода PZC

4. УСТАНОВКА ДЛЯ ТЕСТИРОВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ

Для оптимизации электроники и решения проблемы фронтов был разработан и собран усилитель на основе метода PZC, представленный на рис. 2.

Рис. 2. Блок-схема усилителя на основе метода PZC

Входной сигнал на рис. 2 проходит через цепь PZC, усиливается и снова через нее проходит. Усилитель имеет два выхода, один из которых выводит реальный импульс SiPM, а второй выводит импульс, обработанный с помощью PZC. Выходной сигнал SiPM используется в дальнейшем для процедуры коррекции зависимости $T(A)$ при обработке данных.

На рис. 3 представлены результаты моделирования схемы с PZC при фронте импульса кристалла порядка 100 нс, при этом, как видно на рисунке, импульс после PZC короткий и фронт импульса равен 10 нс, при этом частота обрабатываемых сигналов может быть увеличена (рис. 4).

Рис. 3. Моделирование схемы с PZC

Рис. 4. Моделирование максимальной частоты

5. ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ BGO ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В TOF-ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Для измерения времени пролета и тестирования работы кристалла BGO была собрана специальная установка, блок-схема которой представлена на рис. 5.

Кристалл BGO размещался между двумя сцинтилляторами в вертикальной сборке в светонепроницаемой оболочке. Размеры кристалла BGO и сцинтилляторов совпадают и составляют $4 \times 4 \times 2.5 \text{ см}^3$ каждый. В качестве источника сигнала использовались космические частицы (мюоны), а в качестве триггера была выбрана схема тройного совпадения. Сигналом *Start* для начала измерений для TDC (time-to-digital converter или времяизмерительная система) являлся сигнал от первого сцинтиллятора, в качестве сигнала окончания измерений *Stop* для времяизмерительной системы (TDC) выбирался сигнал от кристалла BGO после применения PZC.

Рис. 5. Блок-схема электроники для измерения TOF с помощью кристалла BGO

Полученные с помощью такой установки данные пропускаются через специальную программу для чтения событий и проверяются на стабильность характеристик на протяжении всего сеанса набора данных. Необходимость контроля стабильности набранных данных обусловлена длительным временем одного сеанса (порядка 10 и более часов реального времени), а также возможными колебаниями в электрической сети, перепадами температуры воздуха и другими неблагоприятными факторами окружающей среды во время набора данных. Отобранные таким образом данные подвергаются дальнейшему анализу.

На рис. 6 представлены амплитудно-временные $T(A)$ зависимости для времяизмерительных систем TDC1 (слева) и TDC2 (справа) от значения QDC (Charge-to-Digital Converter или конвертер заряда в цифровой код), что отложено по оси x в каналах АЦП. Времяизмерительная система TDC1 соответствует времени пролета между верхним сцинтиллятором и кристаллом BGO, а TDC2 соответствует времени пролета между верхним и нижним сцинтилляторами. Два значения для TDC позволяют эффективно вычислить собственное временное разрешение кристалла германата висмута (значение TDC2 требуется для коррекции величины TDC1, при этом величина TDC1 содержит двойное разрешение двух сцинтилляторов, и при коррекции с помощью TDC2 величина TDC1 будет уменьшена в 1.41 раза). Для уменьшения уровня шума и улучшения уровня отношения сигнал/шум к данным применялся метод коррекции $T(A)$. Из всех событий в распределении выбирался центральный диапазон, при этом события со значениями $QDC > 2500 - 3000$ каналов отбрасывались, как и события, не попадающие в интервал максимальной плотности по событиям. Разброс набранных данных связан со статистическими флуктуациями установки или же со случайными выбросами, не имеющими отношения к исследуемому процессу. Потеря статистики при таком отборе данных составляет вплоть до 20% от всех событий, набранных при одном запуске. Оставшиеся события (показаны красным цветом) аппроксимировались с

помощью экспоненциальной функции для “выравнивания” на прямую линию, а затем подвергались дальнейшей обработке данных.

Рис. 6. Зависимости $T(A)$ для времени пролета между верхним сцинтиллятором и кристаллом BGO (слева), между двумя сцинтилляторами (справа)

Рис. 7. Спектры для отобранных и откорректированных событий для времяпролетных систем TDC1 (слева) и TDC2 (справа)

На рис. 7 представлены одномерные спектры для отобранных и откорректированных событий для времяпролетных систем TDC1 (слева) и TDC2 (справа).

Полученные после отборов спектры для TDC аппроксимируются функцией Гаусса. Полученное из аппроксимации стандартное отклонение распределения σ соответствует временному разрешению системы TDC и показывает с какой точностью установка измеряет момент прилета частицы. Величина этого временного разрешения для одного сцинтиллятора $\sigma_{\text{сцинт}}$ вычисляется по величине временного разрешения из спектра TDC2 (σ_{TDC2}) следующим способом:

$$\sigma_{\text{сцинт}}^2 = \frac{\sigma_{\text{TDC2}}^2}{2}. \quad (5)$$

Затем проводится коррекция полученного временного разрешения для кристалла BGO на величину временного разрешения для одного сцинтиллятора ($\sigma_{\text{сцинт}}$):

$$\sigma_{\text{BGO}}^2 = \sigma_{\text{TDC1}}^2 - \sigma_{\text{сцинт}}^2, \quad (6)$$

откуда определяем, что итоговое значение временного разрешения для кристалла BGO равняется

$$\sigma_{\text{BGO}} = \sqrt{\sigma_{\text{TDC1}}^2 - \sigma_{\text{сцинт}}^2}. \quad (7)$$

При этом один канал АЦП соответствует 35 пс. Полученное в результате таких вычислений итоговое временное разрешение для кристалла BGO составило 147 пс, что позволяет продолжать исследования данного материала в качестве альтернативной замены пассивных слоев предложенной конструкции высокогранулярного детектора нейтронов. Эта величина обладает повторяемостью при разных наборах данных и слабо зависит от выбора интервала в пределах ошибки.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный метод на основе PZC позволяет использовать для измерения времени пролета частиц кристаллы большой плотности. Полученное временное разрешение на уровне 147 пс позволяет использовать кристаллы ортогерманата висмута в экспериментах для регистрации нейтронов, проводимых на Нуклотроне NICA [3].

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Performance study of the Highly Granular Neutron Detector prototype in the BM@N experiment <https://arxiv.org/abs/2503.12624>
2. *Akindinov A.V., Alici A., Anselmo F. et al.* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2004. V. 532. № 3. P. 611. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.05.125>
3. *Afanasiev S., Agakishiev G., Aleksandrov A. et al. (BM@N collaboration).* J. High Energ. Phys. 2025. V. 2025. P. 95. [https://doi.org/10.1007/JHEP08\(2025\)095](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2025)095)

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Схема метода PZC

Рис. 2. Блок-схема усилителя на основе метода PZC

Рис. 3. Моделирование схемы с PZC

Рис. 4. Моделирование максимальной частоты

Рис. 5. Блок-схема электроники для измерения TOF с помощью кристалла BGO

Рис. 6. Зависимости $T(A)$ для времени пролета между верхним сцинтиллятором и кристаллом BGO (слева), между двумя сцинтилляторами (справа)

Рис. 7. Спектры для отобранных и откорректированных событий для TDC1 (слева) и TDC2 (справа)

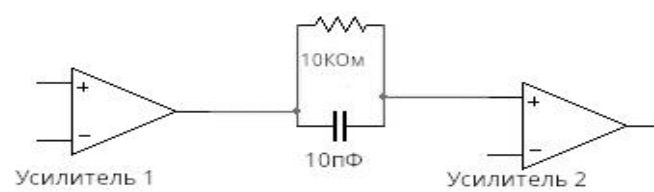


Рис. 1.

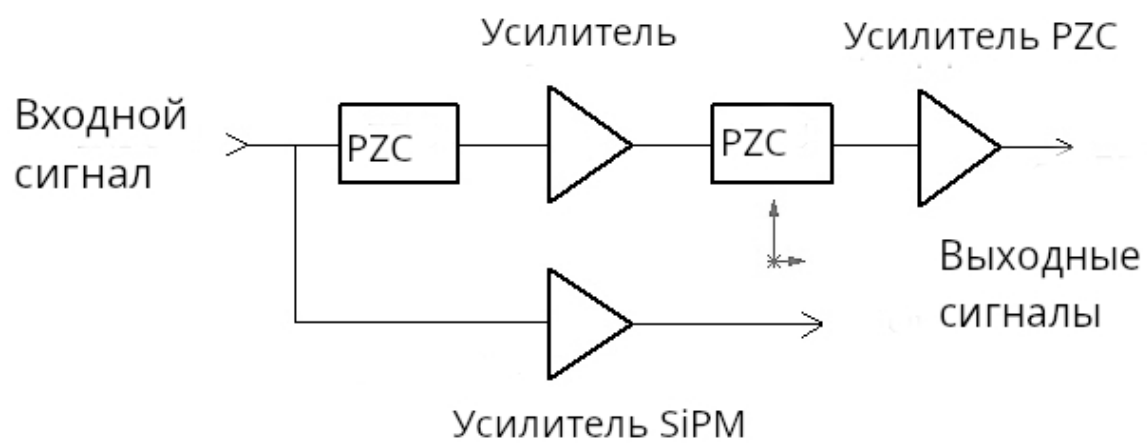


Рис. 2.

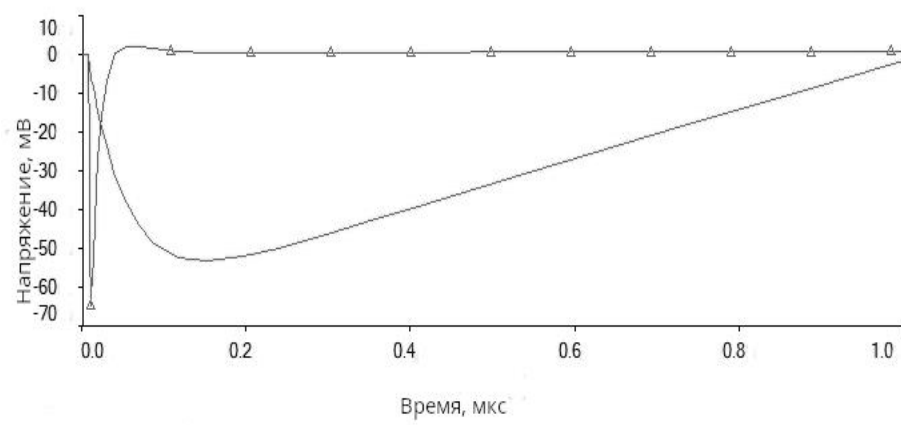


Рис. 3.

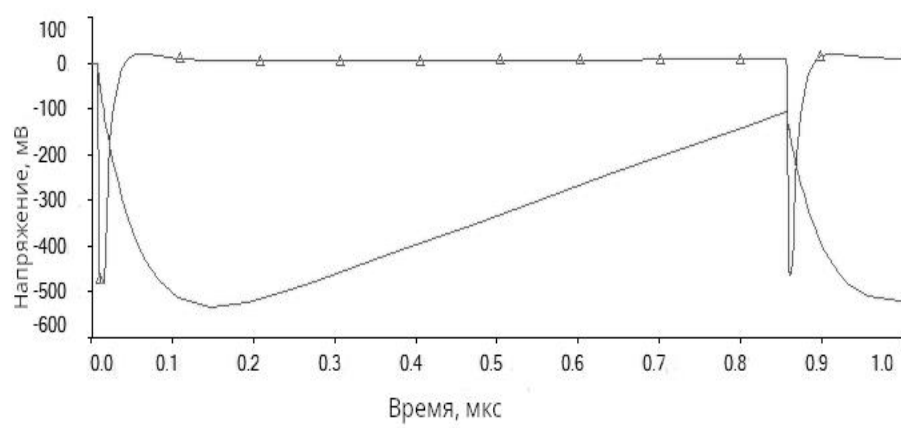


Рис. 4.

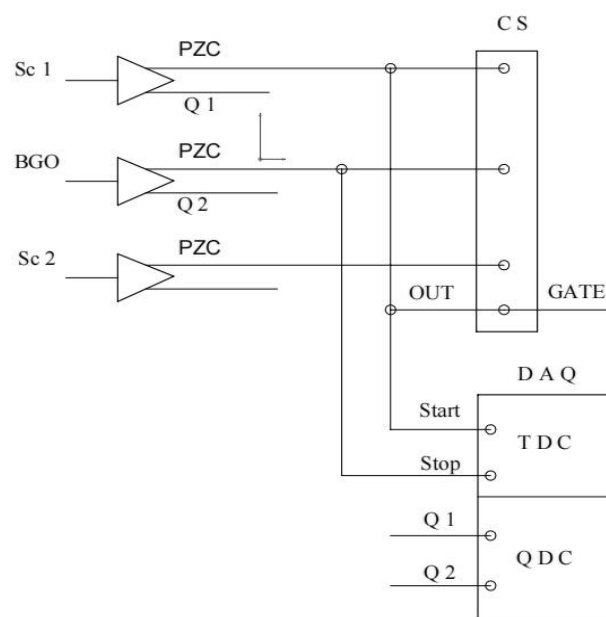


Рис. 5.

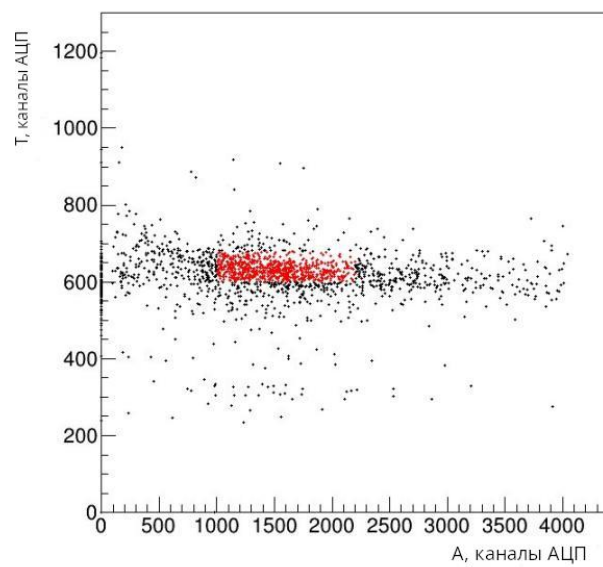
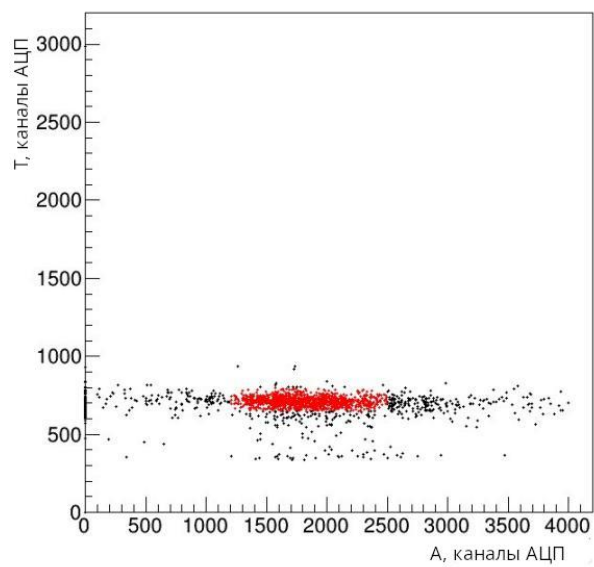


Рис. 6.

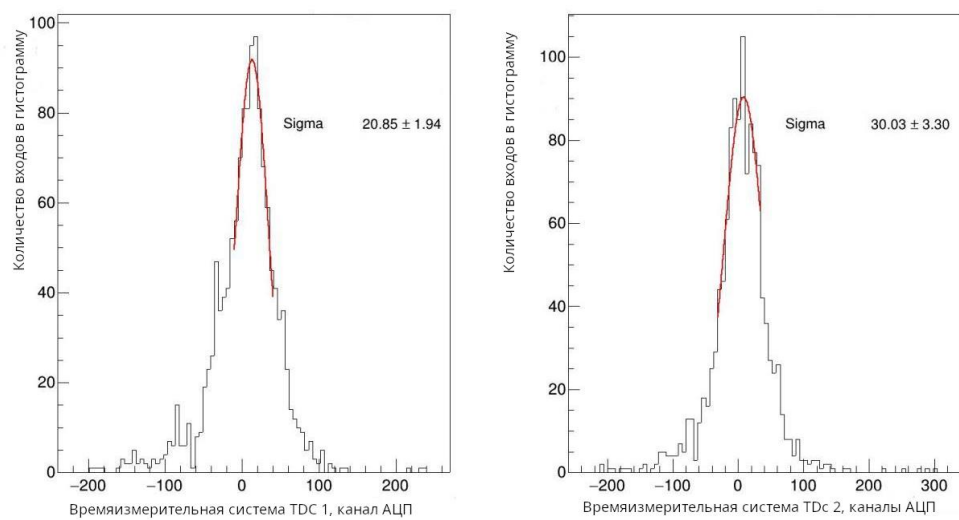


Рис. 7.