

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»  
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ  
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

На правах рукописи

КИЛИНКАРОВ ДМИТРИЙ

**ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЕТЕКТОРОВ  
НА ОСНОВЕ  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  И СИРМ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ  
АННИГИЛЯЦИОННЫХ ГАММА-КВАНТОВ**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»  
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,  
к.т.н., доцент

\_\_\_\_\_ В. А. Канцеров

Научный консультант,  
ассистент каф. 40

\_\_\_\_\_ Ф. А. Дубинин

Москва 2022

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЕТЕКТОРОВ  
НА ОСНОВЕ  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  И СИРМ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ  
АННИГИЛЯЦИОННЫХ ГАММА-КВАНТОВ**

Студент	_____ Д. Килинкаров
Научный руководитель, к.т.н., доцент	_____ В. А. Канцеров
Научный консультант, ассистент каф. 40	_____ Ф. А. Дубинин
Рецензент, инженер 1 категории, МИСиС	_____ Е. В. Шманин
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов
Рук. учеб. прог., д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>1 Позитронно-эмиссионная томография</b>	<b>9</b>
1.1 Основы позитронно-эмиссионной томографии . . . . .	9
1.2 Строение ПЭТ-томографа . . . . .	11
<b>2 Описание детектора</b>	<b>12</b>
2.1 Детекторная сборка на основе $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и SiPM . . . . .	12
<b>3 Методики построения временных спектров</b>	<b>13</b>
3.1 Основы временных измерений . . . . .	13
3.2 Принцип измерения временного разрешения . . . . .	15
3.3 Онлайн-метод . . . . .	16
3.4 Оффлайн-метод . . . . .	17
<b>4 Набор данных</b>	<b>20</b>
4.1 Схема установки . . . . .	20
4.2 Поиск рабочей точки по напряжению питания SiPM . . . . .	22
<b>5 Измерение энергетического разрешения детекторов на рабочей точке</b>	<b>23</b>
5.1 Схема установки . . . . .	23
5.2 Обработка и результаты эксперимента . . . . .	25
<b>6 Сравнение методов построения временных спектров</b>	<b>27</b>
6.1 Онлайн-метод построения временного спектра . . . . .	27
6.2 Оффлайн-метод построения временного спектра . . . . .	29
6.3 Изучение индивидуального вклада детекторов во временное разрешение установки . . . . .	31

<b>7</b>	<b>Изучение индивидуальных вкладов во временное разрешение схемы совпадений кристаллов LaBr<sub>3</sub>Сe и GAGG</b>	<b>32</b>
7.1	Флуктуации времени нарастания фронта до уровня 50% амплитуды . . . . .	32
7.1.1	Схема установки . . . . .	32
7.1.2	Анализ результатов эксперимента . . . . .	34
7.2	Флуктуации времени нарастания фронта дифференцированного сигнала до уровня 50% амплитуды . . . . .	36
7.2.1	Схема установки . . . . .	36
7.2.2	Анализ результатов эксперимента . . . . .	37
7.3	Флуктуации положения центров масс сигналов . . . . .	39
	<b>Заключение</b>	<b>41</b>
	<b>Список литературы</b>	<b>42</b>

# Введение

В современном мире активно развивается клиническая диагностика заболеваний человека с помощью введения в организм радиоизотопов в индикаторных количествах. Данная область медицины называется радионуклидной диагностикой. Введение меченых радионуклидами биологически активных веществ и знание механизма их взаимодействия с организмом позволяет использовать их для обнаружения злокачественных новообразований. Такие вещества называются радиоактивными фармацевтическими препаратами (РФП). В дальнейшем проводится визуализация распределения концентрации меченых радиоизотопами веществ в организме, на основе которой можно выдвинуть предположение о локализации опухоли для дальнейшего проведения биопсии — прижизненном заборе клеток организма для подтверждения или опровержения предварительно поставленного диагноза. Обычно, визуализация подразумевает построение изображений, отражающих распределение концентрации радиоизотопов в организме, на основе данных, полученных при исследовании организма с помощью специальных аппаратов. [1]

Современный рынок позитронно-эмиссионных томографов преимущественно состоит из продукции крупных зарубежных производителей медицинского оборудования, таких как GE Healthcare, Siemens, Philips и др. В подавляющем большинстве коммерческих моделей ПЭТ-томографов, прошедших клинические испытания, в качестве детекторов используются кристаллы германата висмута  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  (BGO) - неорганического сцинтиллятора, характеризующегося высокой плотностью, позитивно сказывающейся на эффективности регистрации гамма-квантов, однако имеющего недостатки в виде большого времени высвечивания ( $\sim 300$  нс) и низким световыходом. Большое время высвечивания влечет увеличение мертвого времени, что ограничивает скорость счета системы. Низкий же световыход выливается в плохие показатели энергетического разрешения, которое пропорционально квадратному корню количества сцинтилляционных фотонов и

обычно находится в районе 20% для аннигиляционных гамма-квантов с энергиями 511 кэВ.[2]

В последнее время активно начал использоваться в качестве детектора для производства ПЭТ-томографов другой неорганический сцинтиллятор - оксиортосиликат лютеция  $\text{Lu}_2\text{SiO}_5(\text{Ce})$  (LSO). В сравнении с BGO, он имеет существенно более высокий световыход при схожей эффективности регистрации гамма-квантов, а также меньшее в 7.5 раз время высвечивания ( $\sim 40$  нс), что делает его более предпочтительным для использования вместо BGO. Основным недостатком LSO является собственная радиоактивность за счет изотопа  $^{176}\text{Lu}$  с распространенностью в 2.6% и временем полураспада  $\tau_{1/2} = 3.8 \cdot 10^8$  лет. Этот радиоизотоп распадается с образованием  $\beta^-$ -излучения и рентгеновских лучей с энергиями 88-400 кэВ. Однако, уровень активности  $^{176}\text{Lu}$  слишком мал, чтобы брать в расчет его влияние, он не создает заметных проблем для работы ПЭТ-томографа ввиду того, что энергия рентгеновских фотонов меньше энергий аннигиляционных гамма-квантов (511 кэВ).

Detectors	Effective atomic no (Z)	Density (g/cm <sup>3</sup> )	Scintillation decay time (ns)	Photon yield (per keV)	Linear attenuation coefficient (cm <sup>-1</sup> ) of 511 keV	Energy resolution (% at 511 keV)
NaI(Tl)	51	3.67	250	38	0.34 <sup>a</sup>	7.8
BGO	74	7.13	300	6	0.96	10
BaF2	54	4.89	0.6	2	0.44	11.4
GSO	59	6.71	50	10	0.67	9.5
Anthracene	-	-	26	30	-	-
LSO	66	7.40	40	29	0.87	10.1
YSO	34	4.53	70	46	0.39	12.5
CsI(Tl) <sup>b</sup>	54	4.51	1,000	52	0.483	4.53
LYSO	65	7.2	50	25	0.87	20
YAP	39	5.4	27	18	0.46 <sup>c</sup>	2.5
LaBr <sub>3</sub>	-	5.3	5	61	-	5.3

Таблица 1 — Характеристики некоторых сцинтилляционных кристаллов[3]

Также некоторые модели коммерческих томографов используют оксиортосиликат гадолиния  $\text{Gd}_2\text{SiO}_5(\text{Ce})$  (GSO) в качестве материала для детекторов, применяемых в ПЭТ-томографии. Несмотря на несколько меньший световыход нежели у LSO, он имеет лучшее энергетическое разрешение. Производство GSO сопряжено с рядом сложностей ввиду хрупкости кристалла сцинтиллятора. Детекторы, основанные на применении GSO, имеют очень высокую скорость регистрации, за что часто называются "быстрыми кристаллами".

Фторид бария  $BaF_2$  имеет наименьшее время высвечивания ( $\sim 0.6$  нс) и в основном используется в так называемых TOF-сканерах (TOF — time-of-flight, время полета), которые достаточно редко используются в клинической практике ввиду большого количества технических сложностей в реализации, однако начинают все чаще появляться на рынке, т.к. TOF-технология при хороших временных показателях заметно улучшает получаемое изображение.

Недавно появившийся детектор, активированный иттрием оксиортосиликат лютеция (LYSO), имеет схожие с LSO характеристики и используется некоторыми производителями коммерческих моделей ПЭТ-томографов. Также появился новый детектор - активированный церием оксиортосиликат иттрия (YSO), который пока не имеет коммерческого применения. [4]

Manufacturers→ <sup>a</sup> Models→ Features↓	Philips <sup>b</sup>		Siemens <sup>c</sup>		GE Healthcare <sup>c</sup>	
	GEMINI TF Big Bore	GEMINI TF 64 (PET/CT)	Biograph mCT	Biograph TruePoint	Discovery VCT	Discovery PET/CT 600
Number of detectors	28 Pixelar modules	28 Pixelar modules	192	192	24 Rings	24 Rings
Number of crystals	28,336	28,336	24,336 32,448 (TrueV)	24,336 32,448 (TrueV)	13,440	12,288
Detector material	LYSO	LYSO	LSO	LSO	BGO	BGO
Ring diameter (cm)	90	90	84.2	83	88.6	81
Patient scan range (cm)	190	190	190	190	160	170
Crystal size (mm)	4 × 4 × 22	4 × 4 × 22	4 × 4 × 20	4 × 4 × 20	4.7 × 6.3 × 30	4.7 × 6.3 × 30
Number of PMTs	420	420	4/block	4/block	280	256
Energy resolution (%)	12%	11.7%	12%	12%	–	–
Coincidence window (ns)	5	3.8	4.1	4.5	10	10
Axial FOV (cm)	18	18	16.2/21.6	16.2/21.6	15.7	15.7
Acquisition mode	3D,4D,TOF	3D,4D,TOF	3D	3D	D,3D,4D	3D,4D

Таблица 2 — Характеристики некоторых коммерческих моделей томографов

Относительно недавно в качестве детектора начал рассматриваться кристалл  $LaBr_3(Ce)$  бромида лантана (III), активированный церием. Он имеет световойход в 1.7 выше, чем у  $NaI(Tl)$ , и малое время высвечивания ( $\sim 20$  нс). Его энергетическое разрешение является одним из лучших среди всех известных сцинтилляционных кристаллов на гамма-линии цезия-

137 (662 кэВ). Также следует отметить очень высокий световыход, низкий собственный фон и отличную пропорциональность в диапазоне энергий 60-1000 кэВ. Совокупность характеристик делает его очень перспективным и актуальным для использования в ПЭТ-томографии, включая TOF-технологии. Несмотря на все вышеперечисленное, он не лишен недостатков, основные из которых - это гигроскопичность и несколько меньшая плотность, чем у основных конкурентов (5.1 г/см<sup>3</sup> против 7.4 г/см<sup>3</sup> у LYSO).



# 1. Позитронно-эмиссионная томография

Позитронно-эмиссионная томография (ПЭТ) — это радионуклидный томографический метод исследования внутренних органов человека или животного. [5]

## 1.1. Основы позитронно-эмиссионной томографии

Для исследования организма методами позитронно-эмиссионной томографии используются радиоактивные фармацевтические препараты, меченные радиоактивными нуклидами, испытывающими позитронный  $\beta^+$ -распад. Метод основан на регистрации испускаемых  $\gamma$ -квантов.

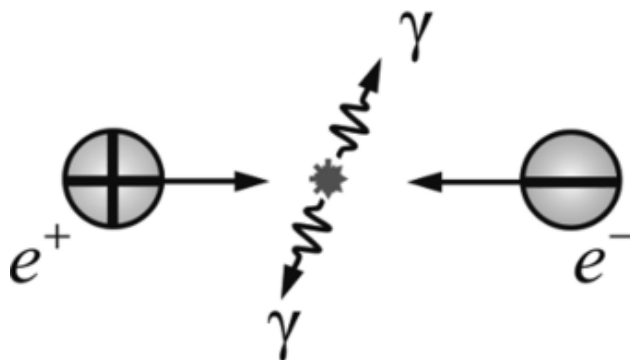


Рисунок 1.1 — Аннигиляция электрона и позитрона

После попадания РФП в организм, позитроны, возникшие в результате  $\beta^+$ -распада, аннигилируют с электронами среды, в результате чего возникают два  $\gamma$ -кванта с одинаковой энергией в 511 кэВ, разлетающиеся по одной прямой в противоположных направлениях. В дальнейшем эти  $\gamma$ -кванты регистрируются большим массивом детекторов, расположенных вокруг исследуемого объекта. Зная что  $\gamma$ -кванты, возникшие в результате одного события, разлетаются по одной прямой и используя схему совпаде-

ний, можно восстановить координату испускания  $\gamma$ -квантов. Дальнейшая компьютерная обработка сигналов от массива детекторов позволяет послойно выполнить трехмерную реконструкцию распределения концентрации позитрон-излучающих радиоизотопов в исследуемом объекте.

## 1.2. Строение ПЭТ-томографа

Томограф представляет подвижную кушетку с ПЭТ-сканером. Перемещение кушетки позволяет послойно снимать информацию с исследуемого объекта, что позволяет существенно уменьшить как линейные размеры сканера, так и стоимость всей установки. В дальнейшем для каждого слоя отдельно визуализируется распределение концентрации радиоизотопа для последующего получения цельной картины.

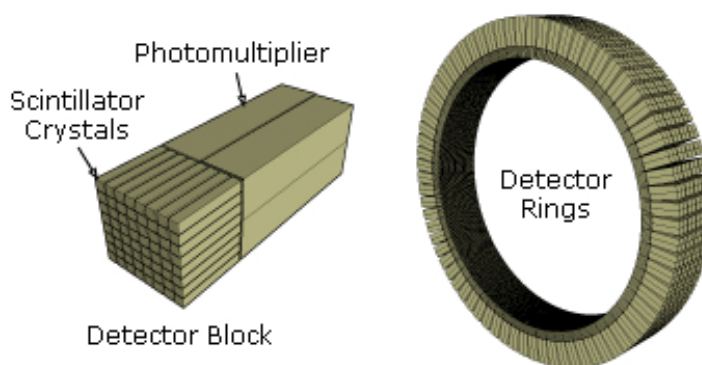


Рисунок 1.2 — Схематический вид блока детектора и кольца ПЭТ-сканера

ПЭТ-сканер — это кольцо, на котором установлен массив из детекторов  $\gamma$ -излучения. Каждый детектор представляет собой сборку из сцинтиллятора и фотоумножителя. При поглощении  $\gamma$ -кванта веществом сцинтиллятора, происходит преобразование энергии  $\gamma$ -излучения в сцинтилляционную вспышку, регистрируемую фотоумножителем. Сигналы от детекторов поступают в блок электроники, которая производит обработку и анализ сигналов, а полученные данные обрабатываются с помощью специального программного обеспечения, в результате чего оператор томографа получает визуализированную трехмерную картину распределения РФП в исследуемой области.[6][7]

## 2. Описание детектора

### 2.1. Детекторная сборка на основе $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и SiPM

Детектор представляет собой сцинтилляционный кристалл бромида лантана (III)  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  и SiPM SensL FC30035 в едином герметичном корпусе. Для оптимизации светосбора используется технология прямой стыковки сцинтилляционного кристалла и кремниевого фотоумножителя: SiPM приклеивается к кристаллу, и получившаяся сборка помещается в единый герметичный корпус. Два выведенных контакта позволяют соединить сборку с остальной электроникой. Корпус защищает сцинтиллятор от влаги и, одновременно, фотодиод от засвечивания. Защита от влаги является существенным критерием в случае использования гигроскопичного кристалла сцинтиллятора.

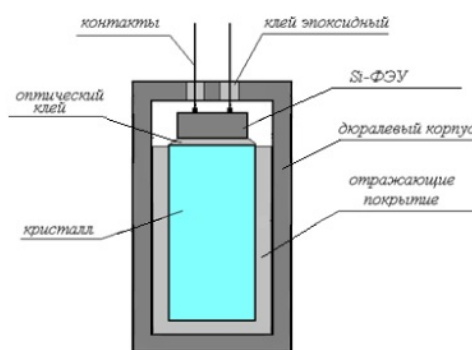


Рисунок 2.1 — Принципиальная схема сборки сцинтиллятор-фотоумножитель в общем корпусе

## 3. Методики построения временных спектров

### 3.1. Основы временных измерений

Основным элементом для проведения временных измерений является схема совпадений. Принцип ее работы заключается в том, что она формирует логический сигнал при одновременном (в пределах определенного временного окна, т.н. гейта) попадании сигналов на ее входы. Именно это позволяет использовать схему совпадений в качестве триггера для регистрации аннигиляционных гамма-квантов. На входы схемы совпадений рекомендуется подавать логические сигналы из-за лучших времен нарастания фронта, а, следовательно, более быстрого достижения порога схемы совпадений. В роли формирователей логических сигналов выступают дискриминаторы, которые также позволяют установить пороги по энергиям регистрируемых частиц для уменьшения количества случайных совпадений.

Основными факторами, влияющими на точность временных измерений, являются:

- Дрейф - медленные уходы момента привязки, связанные с изменением параметров как детектирующего, так и электронного дискриминирующего устройства. Чаще всего он вызывается значительными колебаниями температуры.
- Размытие момента привязки вызывается амплитудным разбросом импульсов. Вклад размытия растет с приближением к порогу срабатывания дискриминаторов.
- Временной статистический разброс (джиттер) существует независимо от эффекта размытия и вызывается шумами и процессом образования выходного сигнала.

Так как влияние дрейфа несущественно для малых временных интер-

валов, то основной вклад в точность временных измерений при регистрации аннигиляционных гамма-квантов вносят размытие момента временной привязки и джиттер.

Для уменьшения влияния размытия используются различные методы временной привязки: дифференцирование сигналов, использование дискриминаторов со следящим порогом, метод контура и др.

Также существенный вклад в точность временных измерений при регистрации аннигиляционных гамма-квантов может возникать в результате случайных совпадений. Из-за особенностей процесса взаимодействия гамма-квантов с веществом могут регистрироваться случайные совпадения за счет комптоновского рассеяния. Низкая защищенность установки от фоновых событий (космика и пр.) тоже может давать вклад, увеличивающий пропорционально длительности гейта схемы совпадений. Уменьшить вклад этих явлений позволяет использование системы отбора событий по энергиям зарегистрированных частиц, т.к. аннигиляционные гамма-кванты являются моноэнергетическими. Одна из подобных систем была использована в данной работе.

## 3.2. Принцип измерения временного разрешения

Временным разрешением установки в режиме совпадений в данной работе называется полная ширина на половине высоты (FWHM - full width at half maximum) распределения величины  $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$ , где  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — времена достижения сигналами с первого и второго каналов осциллографа уровня 50% амплитуды. Так как распределение ожидается нормальным, то величина FWHM может быть вычислена как:

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sigma \approx 2.35 \cdot \sigma \quad , \quad (3.1)$$

где  $\sigma$ - среднеквадратичное отклонение распределения.

В работе изучено влияние двух методов измерения времен  $\tau_1$  и  $\tau_2$  на итоговое распределение и, как следствие, на временное разрешение установки. Онлайн-методом будет называться измерение времен достижения уровня 50% амплитуды средствами осциллографа LeCroy Waverunner 620zi, с последующим построением распределения разницы этих величин ими же. Оффлайн-метод основан на оцифровке исходных осциллограмм и их дальнейшей программной обработке, которая будет описана в соответствующем разделе.

### 3.3. Онлайн-метод

Как уже было сказано, онлайн-метод основан на измерении времен достижения сигналами с первого и второго каналов осциллографа уровня 50% амплитуды с помощью встроенных программных средств осциллографа LeCroy Waverunner 620zi. Разница этих времен  $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$ , с последующим построением ее распределения выполняется также на самом осциллографе. Далее, функция плотности вероятности полученного временного спектра аппроксимируется функцией Гаусса, одним из параметров которой является среднеквадратичное отклонение  $\sigma$ , которое используется для вычисления значения временного разрешения по формуле 3.1. Основным недостатком данного метода, как будет показано далее, является низкая точность определения уровня 50% амплитуды, что заметно увеличивает разброс величины  $\Delta\tau$ . Также результаты подобной обработки очень сильно зависят от точности выставления порогов и подвержены влиянию джиттера.



### 3.4. Оффлайн-метод

Оффлайн-метод основан на программном определении времен достижения уровня 50% амплитуды по оцифрованным осциллограммам. Во время отработки схемы совпадений оцифровываются осциллограммы сигналов первого и второго каналов осциллографа, результаты оцифровки сохраняются в текстовый файл в виде двух значений для каждого канала шкалы анализатора: времени  $t_i$  и амплитуды  $V_i$ . Пример оцифрованных осциллограмм можно наблюдать на рисунке 3.1. Это позволяет восстановить

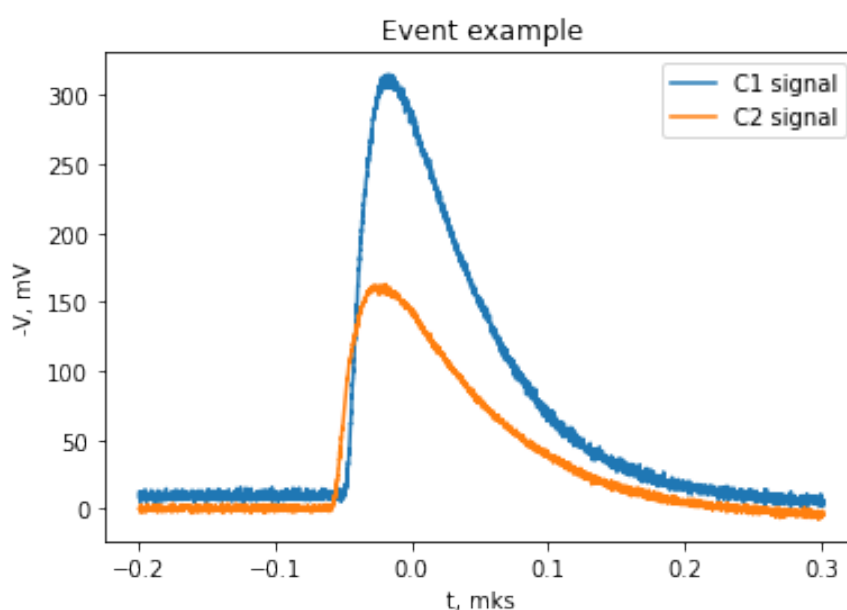


Рисунок 3.1 — Пример оцифрованных осциллограмм сигналов от первого и второго каналов осциллографа во время регистрации совпадения

осциллограмму и оперировать ей как графиком зависимости амплитуды от времени. Перед аппроксимацией необходимо избавиться от нулевой линии осциллограммы и сдвинуть данные, чтобы амплитуда начинала нарастать в момент времени  $t = 0$ . Для этого из выборки  $[t_i; V_i]$  удаляются все значения, для которых  $V_i < \alpha V$ , где значение  $\alpha \in (0; 1)$  выбирается исходя из соотношения максимальной амплитуды и шума нулевой линии. Сдвиг происходит методом замены временной координаты:

$$t_{\text{shifted}} = t_i - t_{\text{min}} \quad , \quad (3.2)$$

где  $t_{\min}$  - минимальное время в выборке после отбора по амплитудам. Сдвиг избавляет от необходимости учитывать тот факт, что сигнал начинает нарастать не в нулевой момент времени, фактически избавляя от ввода дополнительного параметра  $t_{\min}$  в функцию для аппроксимации, что положительно сказывается на скорости обработки, а также ликвидирует влияние джиттера. Далее, полученная зависимость аппроксимируется функцией:

$$f(t) = A(e^{-k_1 t} - e^{-k_2 t}) \quad . \quad (3.3)$$

Пример данных после этих этапов проиллюстрирован на рисунке 3.2.

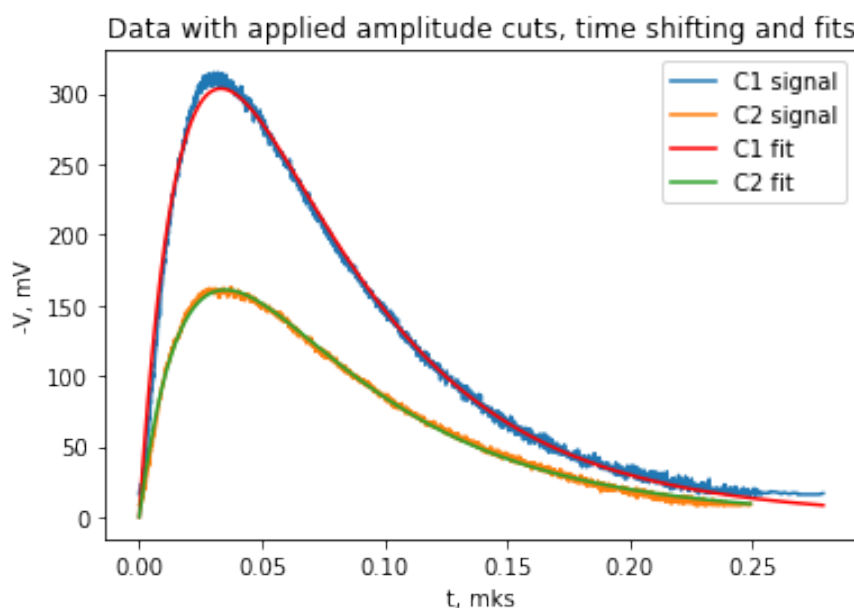


Рисунок 3.2 — Пример оцифрованных осциллограмм сигналов от первого и второго каналов осциллографа после временного сдвига и отсечения нулевой линии. Также данные были аппроксимированы функцией вида 3.3.

Следующим этапом следует реализация отбора событий из пика полного поглощения. Для этого необходимо проинтегрировать функцию в интервале  $[0, \max(t_i)]$  и построить распределение величины этого интеграла для каждого события, которое будет являться зарядовым спектром, по которому и необходимо отобрать события из пика полного поглощения. Существует более быстрый вариант этого этапа: вместо построения зарядового спектра можно ограничиться амплитудным — распределением величины  $\max(V_i)$ .

После предварительного отбора событий, вычисляется время достижения уровня 50% амплитуды для каждого сигнала в событии как решение

уравнения по  $t$ :

$$A(e^{-k_1 t} - e^{-k_2 t}) - 0.5V_{max}^{fitted} = 0 \quad , \quad (3.4)$$

где  $V_{max}^{fitted}$  - максимум амплитуды, вычисленный как максимум функции вида 3.3, которой была аппроксимирована осциллограмма.

Далее вычисляется разница времен достижения уровня 50% амплитуды  $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$ , где  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — решения уравнения 3.4 для осциллограмм первого и второго каналов осциллографа, и строится ее распределение с последующей аппроксимацией функции плотности вероятности функцией Гаусса. Временное разрешение вычисляется, как и в случае оффлайн-метода, по формуле 3.1.

Преимуществом метода является высокая точность определения времен достижения уровня 50% амплитуды сигналов, нивелирование влияния джиттера, высокая точность и гибкость подстройки порогов для выделения событий из пика полного поглощения. Недостатками являются техническая сложность реализации и времязатратность обработки.

# 4. Набор данных

## 4.1. Схема установки

Для изучения влияния различных подходов к построению временных спектров был проведен эксперимент, схема которого изображена на рисунке 4.1. Источник аннигиляционных гамма-квантов — Na-22.

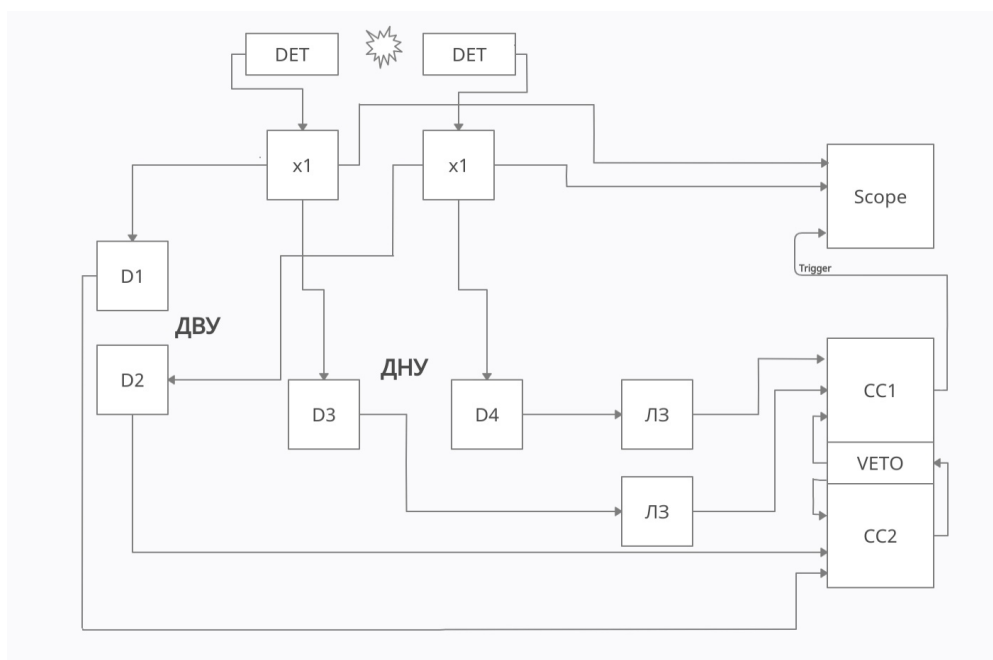


Рисунок 4.1 — Схема установки

В качестве источника сигнала были использованы два детектора на основе сцинтилляционного кристалла  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  и SiPM SensL FC30035. Источник питания — АКТАКОМ АТН-2031. Сигналы от SiPM подавались через емкостной выход схемы питания на отдельные линейные разветвители, откуда подавались на входы 1 и 2 осциллографа LeCroy Waverunner 620zi. Далее, сигналы с разветвителей подавались на дискриминаторы верхнего уровня (ДВУ) — D3 и D4, а также на дискриминаторы нижнего уровня (ДНУ) — D1 и D2, длительность сформированных сигналов — 10 нс. Порог ДНУ устанавливался между амплитудой, соответствующей основанию фотопика аннигиляционного  $\gamma$ -кванта 511 кэВ, и амплитудой, соответствующей

ющей половине его высоты. Порог ДВУ — между амплитудой половины высоты фотопика и амплитудой основания (см. рисунок 4.2).

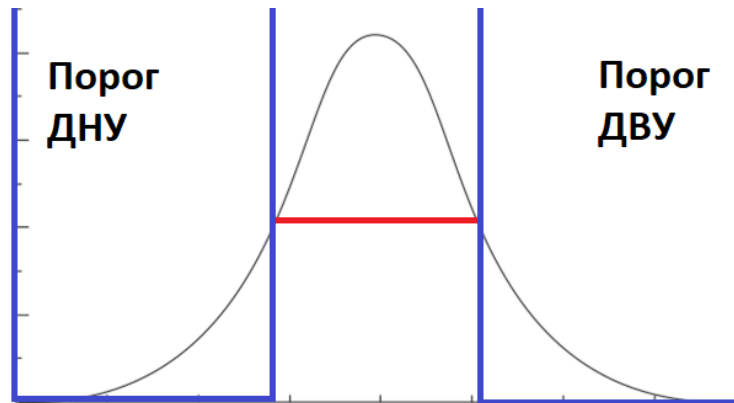


Рисунок 4.2 — Схематическое изображение диапазона порогов ДНУ и ДВУ

Сформированные сигналы с дискриминаторов нижнего уровня подавались на схему совпадений СС1 через линии задержки (задержка на 30 нс). Линии задержки введены для того, чтобы успели сформироваться и обработаться сигналы с дискриминаторов верхнего уровня. Сигналы, сформированные ДВУ, свидетельствуют о превышении верхнего порога амплитудного окна. Попадая на схему совпадений СС2, они формируют логическую единицу стандарта NIM, которая подается на вход вето СС1. В этом случае триггерующий импульс не формируется на СС1 и событие игнорируется. В противном случае, уровень сигнала находится внутри амплитудного окна и СС1 подает синхронизирующий импульс на третий вход осциллографа.

Осциллограф LeCroy Waverunner 620zi оснащен анализатором импульсов, с помощью которого были получены распределения величины  $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$ , где  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — времена достижения сигналами с первого и второго каналов осциллографа уровня 50% амплитуды. Также все осциллограммы были оцифрованы для дальнейшей обработки оффлайн-методом.

## 4.2. Поиск рабочей точки по напряжению питания SiPM

Для поиска рабочей точки по напряжению питания SiPM была проведена серия измерений, описанных в разделе 4.1 в диапазоне напряжений питания фотоумножителя 27.0 В – 29.0 В с шагом 0.5 В. Зависимость временного разрешения установки от напряжения питания SiPM была получена оффлайн-методом обработки данных. Результаты представлены на рисунке 4.3. В исследованном диапазоне напряжений, в качестве рабочей

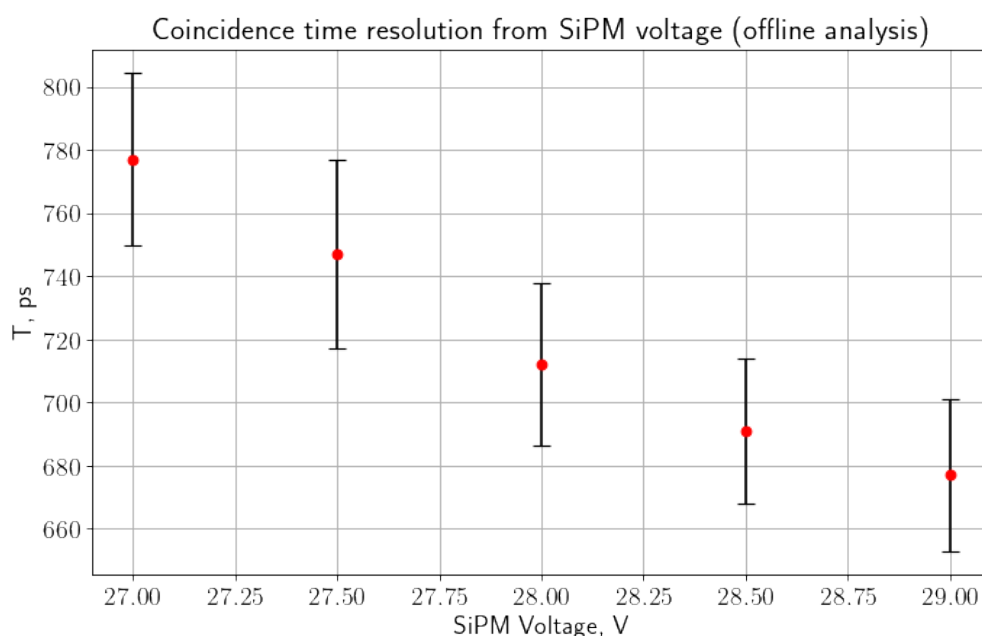


Рисунок 4.3 — Зависимость временного разрешения установки от напряжения питания фотоумножителя, полученная методом оффлайн-обработки.

точки было выбрано напряжение 28.5 В. По графику 4.3, что в пределах погрешности зависимость выходит на плато с  $\sim 28.0$  В, однако на напряжении 29.0 В отклик детектора становится нелинейным.

# 5. Измерение энергетического разрешения детекторов на рабочей точке

## 5.1. Схема установки

Для изучения энергетического разрешения детекторов на основе сцинтилляционного кристалла  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  и SiPM SensL FC30035 была использована экспериментальная установка, схема которой представлена на рисунке 5.1.

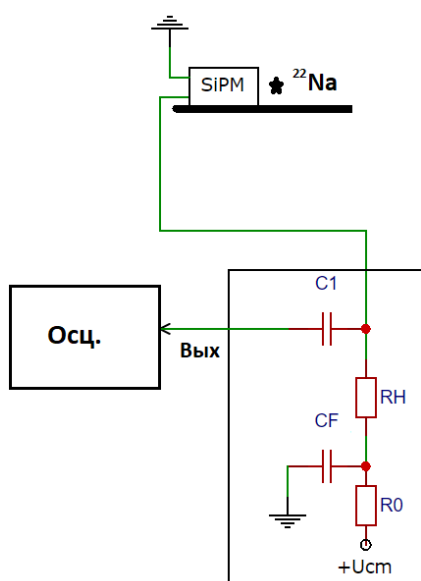


Рисунок 5.1 — Схема установки для измерения энергетического разрешения детектора

В качестве источника излучения был использован  $^{22}\text{Na}$ , расположенный соосно детектору, в непосредственной близости от его торца для ускорения набора статистики. Сигнал от SiPM подавался через емкостной выход схемы питания C1 на канал осциллографа LeCroy Waverunner 620zi. Данный осциллограф оснащен анализатором импульсов, с помощью которого были получены зарядовые спектры сигналов для напряжения питания

SiPM 28.5 В, для каждого из двух детекторов. Также для каждого спектра были проведены измерения уровня пьедестала. При измерении пьедестала сигнал был задержан относительно положения ворот. Интеграл каждого спектра составлял  $1.5 \cdot 10^4$  событий. В качестве источника питания был использован АКТАКОМ АТН-2031.



## 5.2. Обработка и результаты эксперимента

Обработка полученных данных была заключена в построении зарядовых спектров источника  $^{22}\text{Na}$  и аппроксимации пиков полного поглощения аннигиляционных  $\gamma$ -квантов с энергией 511 кэВ. Спектры приведены на рисунках 5.2 и 5.3 для детекторных сборок 1 и 2 соответственно. Отрицательные значения на шкале анализатора связаны с тем, что на входы осциллографа подавался сигнал отрицательной полярности.

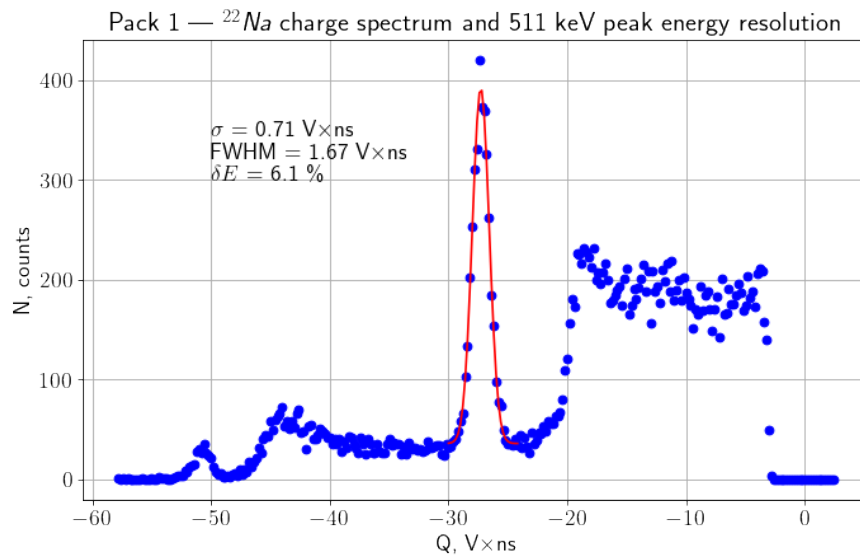


Рисунок 5.2 — Зарядовый спектр  $^{22}\text{Na}$ , полученный с помощью сборки №1.

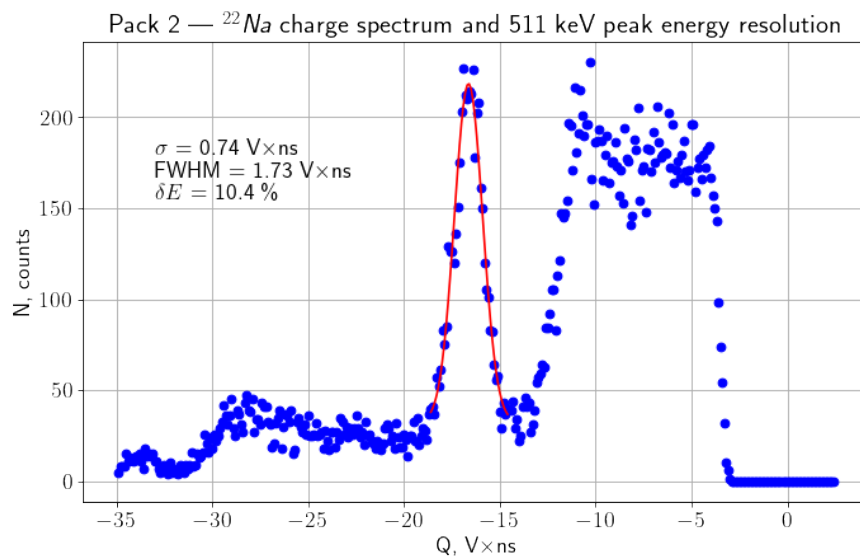


Рисунок 5.3 — Зарядовый спектр  $^{22}\text{Na}$ , полученный с помощью сборки №2.

Энергетическое разрешение для аннигиляционных  $\gamma$ -квантов

( $E = 511$  кэВ) составило 6.1% и 10.4% для первого и второго детекторов соответственно. Низкие значения энергетического разрешения могут быть обусловлены непропорциональностью отклика сцинтиллятора, эффектом насыщения фотоумножителей, флуктуациями коэффициента усиления SiPM, наличием перекрестных помех, вкладом различных неоднородностей: светового выхода кристалла, светосбора и др.

## 6. Сравнение методов построения временных спектров

### 6.1. Онлайн-метод построения временного спектра

В данном разделе представлены результаты определения временного разрешения установки в режиме совпадений с помощью распределения величины  $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$ , где  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — времена достижения сигналами с первого и второго каналов осциллографа уровня 50% амплитуды, построенных по онлайн-методу, описанному в разделе 3.3. Напряжение питания фотоумножителей при измерениях — 28.5 В. Результаты представлены на рисунке 6.1.

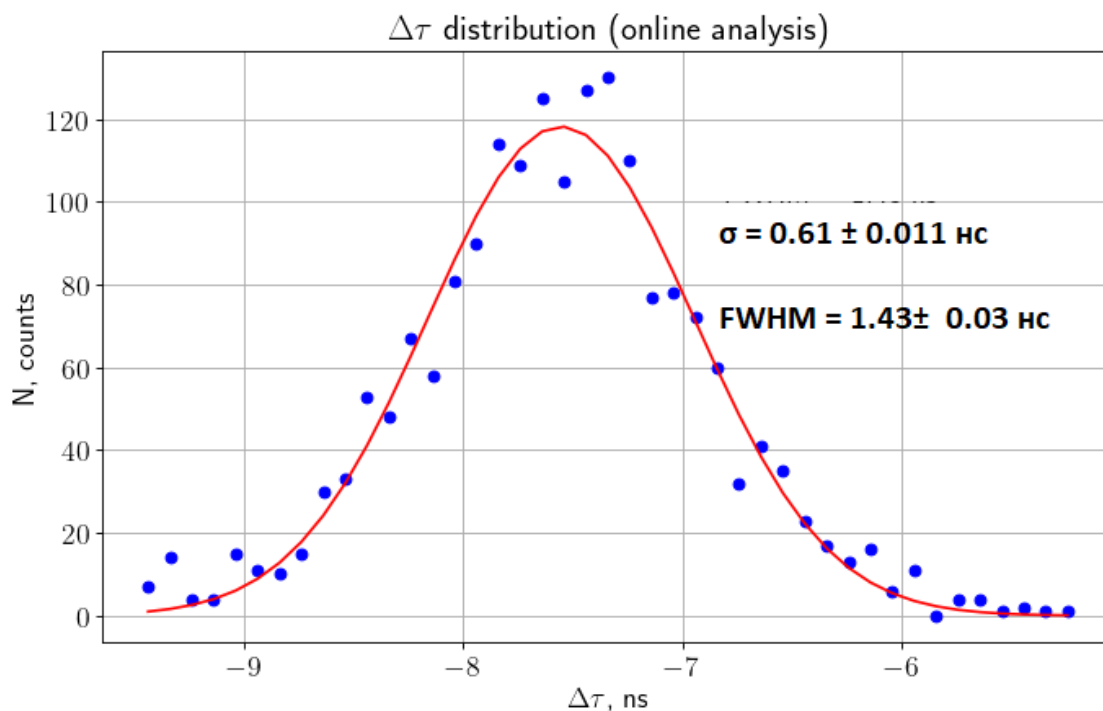


Рисунок 6.1 — Распределение разницы времен достижения сигналами уровня 50% амплитуды. Онлайн-метод построения распределения.

Полученное временное разрешение установки в режиме совпадений

составило  $\sim 1.43$  нс. Низкое значение временного разрешения связано с относительно длинным передним фронтом и невысоким энергетическим разрешением для пика полного поглощения аннигиляционных  $\gamma$ -квантов, что может вызывать увеличение количества случайных совпадений, причины которого излагались в соответствующем разделе. Также вклад могли вносить неточности в выставлении порогов дискриминаторов, метод временной привязки по переднему фронту. Отдельно стоит выделить возможную неточность определения уровня 50% амплитуды сигнала программным обеспечением осциллографа и влияние джиттера.

## 6.2. Оффлайн-метод построения временного спектра

В данном разделе представлены результаты определения временного разрешения установки с помощью распределения величины  $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$ , где  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — времена достижения сигналами с первого и второго каналов осциллографа уровня 50% амплитуды, построенных по оффлайн-методу, описанному в разделе 3.4. Напряжение питания фотоумножителей при измерениях — 28.5 В. Параметр  $\alpha = 0.05$  был выбран на основании величины шумов нулевой линии. Результаты представлены на рисунке 6.2.

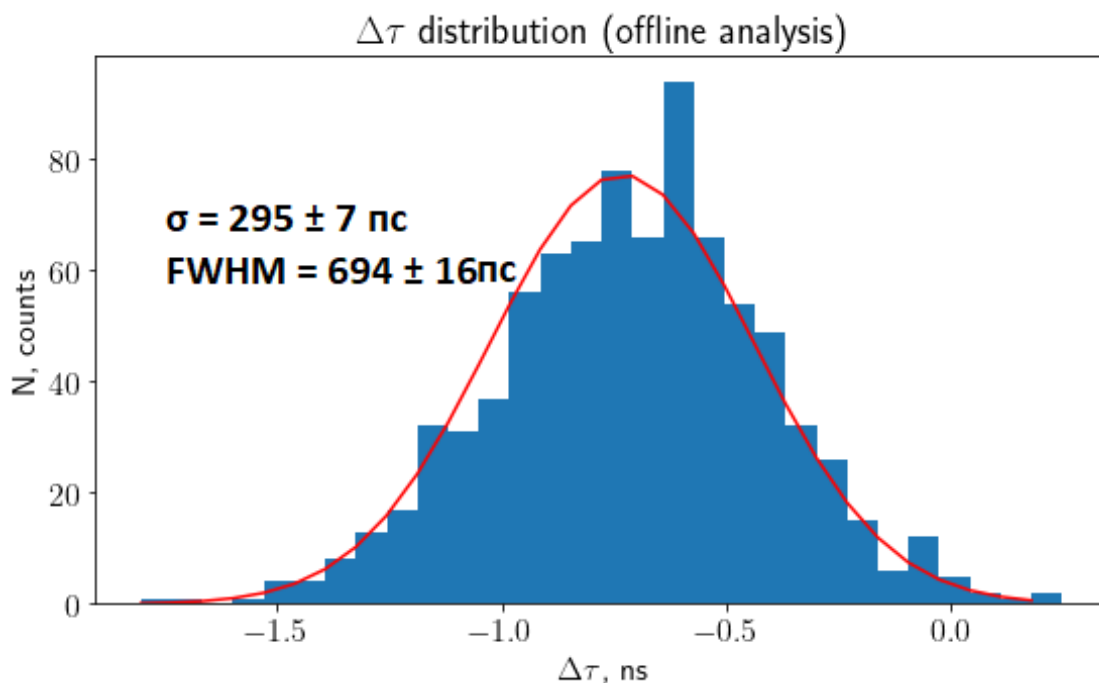


Рисунок 6.2 — Распределение разницы времен достижения сигналами уровня 50% амплитуды. Оффлайн-метод построения распределения.

Полученное временное разрешение составило  $\sim 694$  пс, что лучше примерно на 50%, по сравнению с предыдущим методом. Так как вклады джиттера и ПО осциллографа были устранены в данном методе, то остающиеся причины невысокого временного разрешения детекторных сборок — низкое энергетическое разрешение для пика полного поглощения аннигиляционных  $\gamma$ -квантов, особенно, сборки номер 2, и относительно длинный передний фронт сигналов. Так как неточности в выставлении порогов были устранены в результате программной обработки осциллограмм, то их

Вклад тоже можно считать нивелированным.

### 6.3. Изучение индивидуального вклада детекторов во временное разрешение установки

В ходе построения временного спектра оффлайн-методом были также составлены распределения времен достижения уровня 50% амплитуды для каждой сборки в отдельности, помимо их разницы. Распределения представлены на рисунке 6.3. Напряжение питания фотоумножителей также 28.5 В.

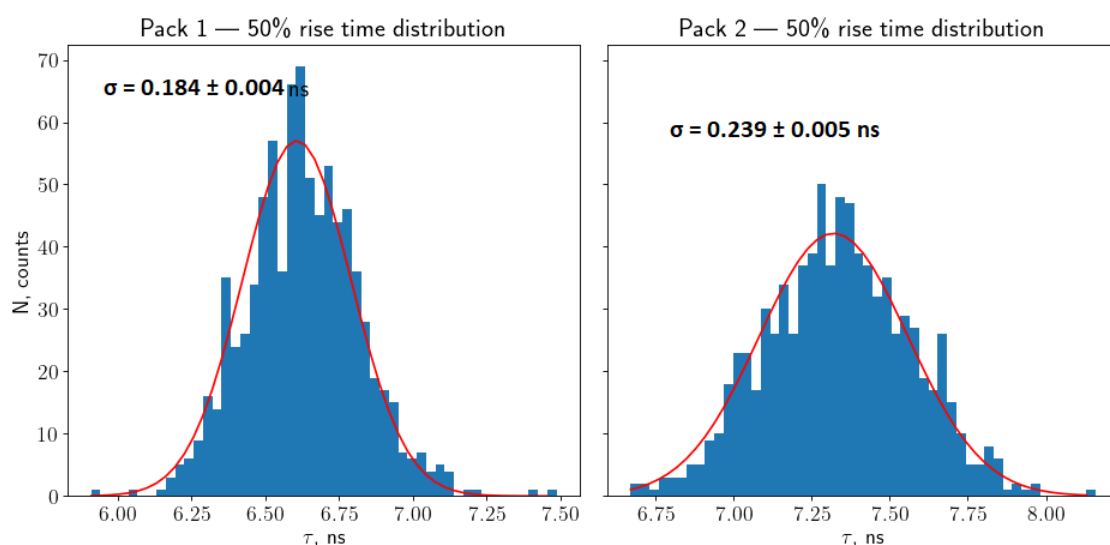


Рисунок 6.3 — Распределение времен достижения сигналами уровня 50% амплитуды для детекторных сборок 1 (слева) и 2 (справа). Оффлайн-метод.

Среднеквадратичное отклонение полученных распределений составило 0.184 нс и 0.239 нс для сборок 1 и 2 соответственно. Эти значения различаются на  $\sim 30\%$ , что делает вклад сборки 2 основополагающим во временное разрешение установки. Так как пороги пика полного поглощения  $\gamma$ -квантов были дополнительно подстроены программно, то неточности в их выставлении не оказывают влияния на полученный результат. Частично столь сильные флуктуации объясняются низким энергетическим разрешением сборки.

# 7. Изучение индивидуальных вкладов во временное разрешение схемы совпадений кристаллов LaBr<sub>3</sub>Сe и GAGG

## 7.1. Флуктуации времени нарастания фронта до уровня 50% амплитуды

### 7.1.1. Схема установки

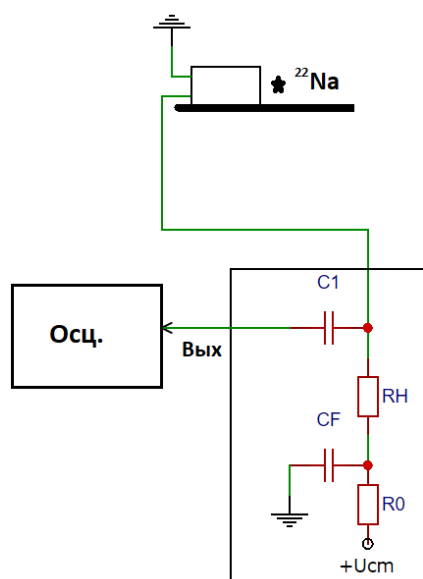


Рисунок 7.1 — Схема установки для изучения флуктуаций времени нарастания фронта до уровня 50% амплитуды

В качестве источника излучения был использован  $^{22}\text{Na}$ , расположенный соосно кристаллу, в непосредственной близости от его торца, для ускорения набора статистики. Прямая стыковка кристалла к SiPM Hamamatsu MPPC S10931-050P осуществлялась через слой оптической смазки. Сигнал



от SiPM подавался через емкостной выход схемы питания C1 (2 нФ) на канал осциллографа LeCroy Waverunner 620zi, с помощью которого были получены оцифрованные осциллограммы сигналов для напряжения питания SiPM 72.8 В. В качестве источника питания был использован POLON High Voltage Power Supply 1904.

## 7.1.2. Анализ результатов эксперимента

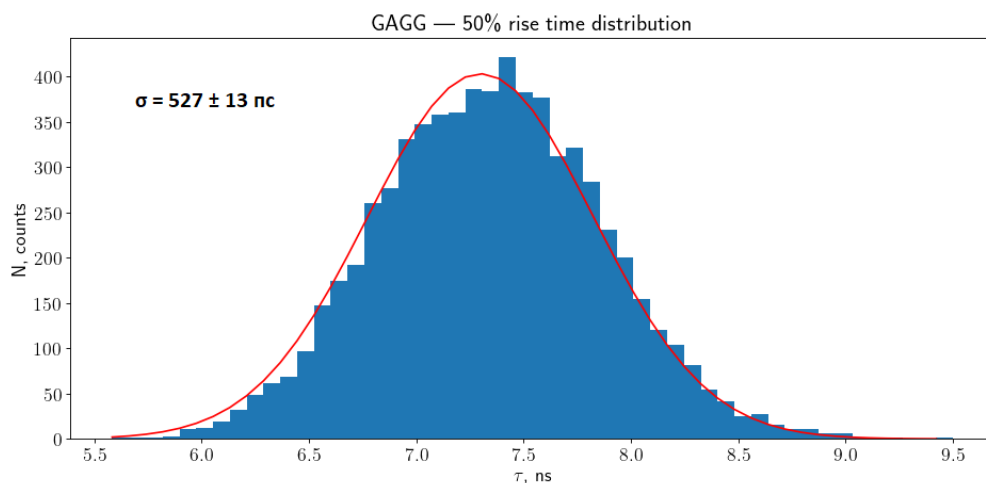


Рисунок 7.2 — Распределение величины времени нарастания фронта сигнала до уровня 50% амплитуды для кристалла GAGG

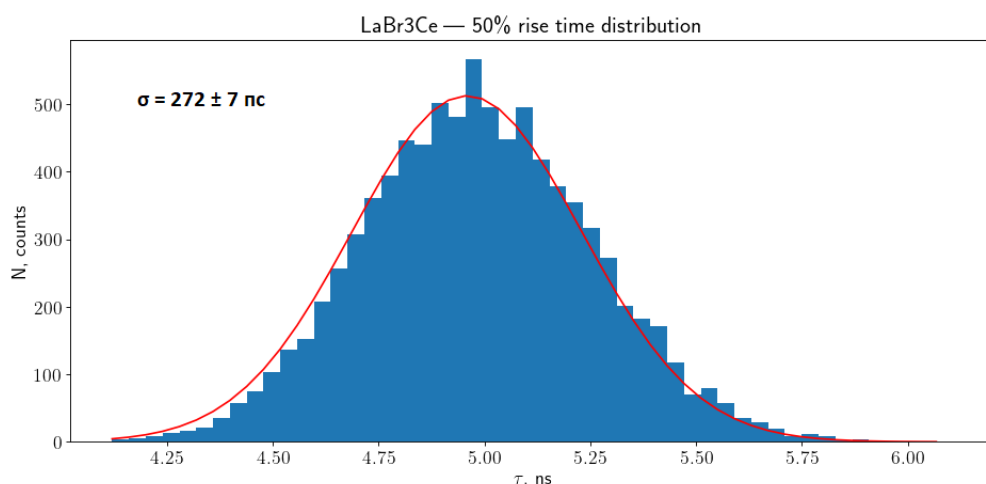


Рисунок 7.3 — Распределение величины времени нарастания фронта сигнала до уровня 50% амплитуды для кристалла LaBr<sub>3</sub>(Ce)

Полученные в ходе измерений осциллограммы обрабатывались оффлайн-методом, описанным в разделе 3.4: осциллограммы интерпретировались как графики функции амплитуды от времени и интерполировались функцией, описанной в упомянутом разделе. Далее, вычислялся аргумент этой функции на уровне 50% ее амплитуды, распределение величины которого представлено на рисунках 7.2 и 7.3, для кристаллов GAGG и LaBr<sub>3</sub>(Ce) соответственно. Среднеквадратичное отклонение полученных выборок составило 527 пс для GAGG и 272 пс для LaBr<sub>3</sub>(Ce). Эти значения позволяют

установить ограничение на минимальное (наилучшее) временное разрешение данных детекторов в составе схемы совпадений как  $\Delta\tau_{min} = 2.35\sqrt{2} \cdot \sigma$ . Для кристалла GAGG оно соответствует 1.7 нс, для  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  — 0.9 нс.

В ходе анализа также было получено энергетическое разрешение детекторов для аннигиляционных гамма-квантов: 15.2% для GAGG и 8.9% для  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ . Низкие значения энергетического разрешения могут быть обусловлены флуктуациями коэффициента усиления SiPM, наличием перекрестных помех, вкладом различных неоднородностей: светового выхода кристалла, светосбора и др.

## 7.2. Флуктуации времени нарастания фронта дифференцированного сигнала до уровня 50% амплитуды

### 7.2.1. Схема установки

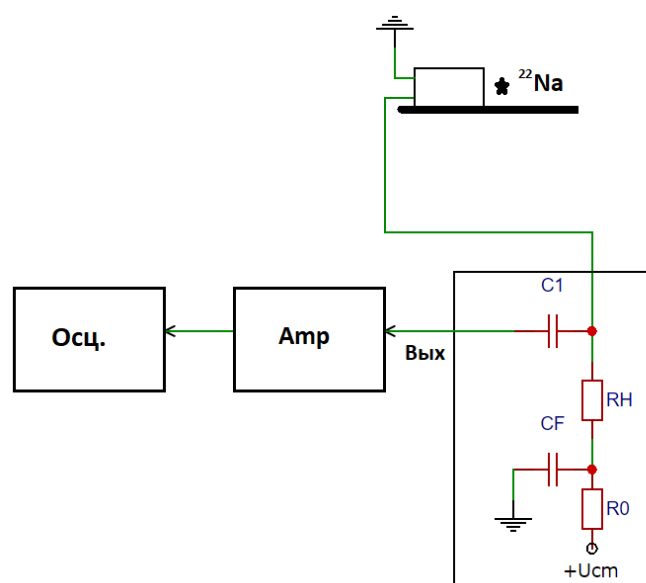


Рисунок 7.4 — Схема установки для изучения флуктуаций времени нарастания фронта до уровня 50% амплитуды

В качестве источника излучения был использован  $^{22}\text{Na}$ , расположенный соосно кристаллу, в непосредственной близости от его торца, для ускорения набора статистики. Прямая стыковка кристалла к SiPM Hamamatsu MPPC S10931-050P осуществлялась через слой оптической смазки. Сигнал от SiPM подавался через емкостной выход схемы питания  $C1$  (20 пФ) через усилитель сигнала ( $K=20$ ) на канал осциллографа LeCroy Waverunner 620zi, с помощью которого были получены оцифрованные осциллограммы сигналов для напряжения питания SiPM 72.8 В. В качестве источника питания был использован POLON High Voltage Power Supply 1904.

## 7.2.2. Анализ результатов эксперимента

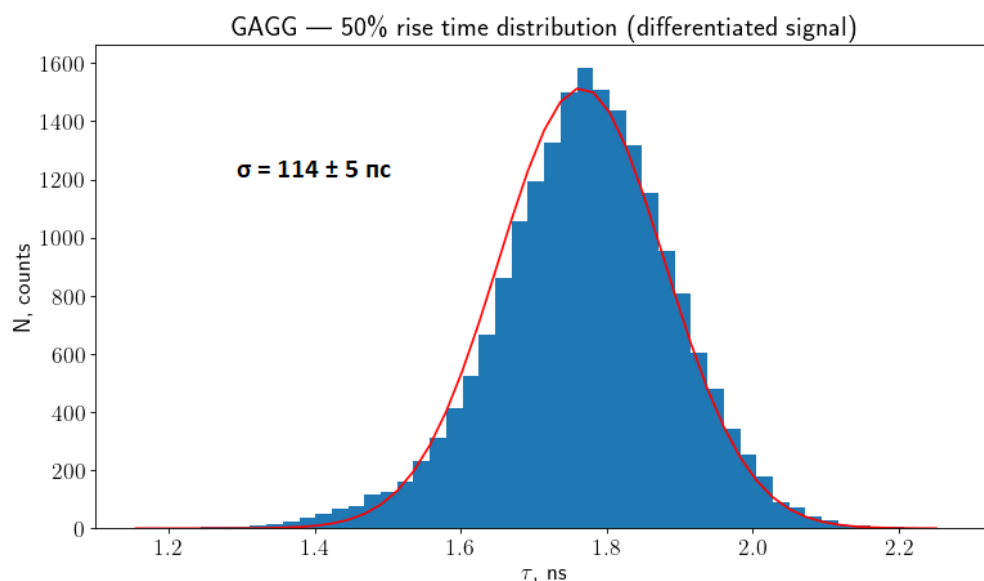


Рисунок 7.5 — Распределение величины времени нарастания фронта дифференцированного сигнала до уровня 50% амплитуды для кристалла GAGG

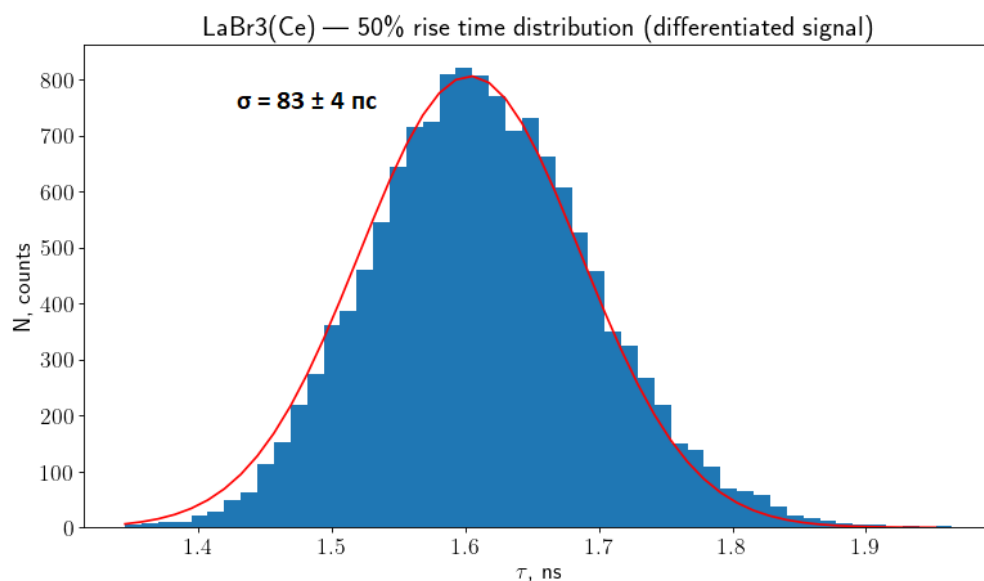


Рисунок 7.6 — Распределение величины времени нарастания фронта дифференцированного сигнала до уровня 50% амплитуды для кристалла LaBr<sub>3</sub>(Ce)

Полученные в ходе измерений осциллограммы обрабатывались оффлайн-методом, описанным в разделе 3.4: осциллограммы интерпретировались как графики функции амплитуды от времени и интерполировались функцией, описанной в упомянутом разделе. Далее, вычислялся аргумент этой

функции на уровне 50% ее амплитуды, распределение величины которого представлено на рисунках 7.2 и 7.3, для кристаллов GAGG и LaBr<sub>3</sub>(Ce) соответственно. Среднеквадратичное отклонение полученных выборок составило 114 пс для GAGG и 83 пс для LaBr<sub>3</sub>(Ce). Эти значения позволяют установить ограничение на минимальное (наилучшее) временное разрешение данных детекторов в составе схемы совпадений как

$$\Delta\tau_{min} = 2.35\sqrt{2} \cdot \sigma \quad , \quad (7.1)$$

Для кристалла GAGG оно соответствует 375 пс, для LaBr<sub>3</sub>(Ce) — 273 пс.

В ходе анализа также было получено энергетическое разрешение детекторов для аннигиляционных гамма-квантов: 23.6% для GAGG и 14.8% для LaBr<sub>3</sub>(Ce). Существенное ухудшение энергетического разрешения обусловлено заметными искажениями формы сигнала, возникающими в результате дифференцирования.

## 7.3. Флуктуации положения центров масс СИГНАЛОВ

Для улучшения временного разрешения детекторов в составе схемы совпадений может быть использована привязка не к передним фронтам сигналов, а к их центрам масс. Положение центра масс на временной шкале вычисляется по формуле:

$$\tau = \frac{\sum_{i=1}^n t_i V_i}{\sum_{i=1}^n V_i}, \quad (7.2)$$

где  $V_i$  – амплитуда сигнала, а  $t_i$  – соответствующий ей момент времени. Далее, вычисляется разница положений центров масс сигналов на шкале времени в момент совпадения и строится распределение этой величины.

Для оценки эффективности подобного подхода, были изучены флуктуации положений центров масс для сигналов от детекторов на основе  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  и GAGG, которые использовались в предыдущих экспериментах.

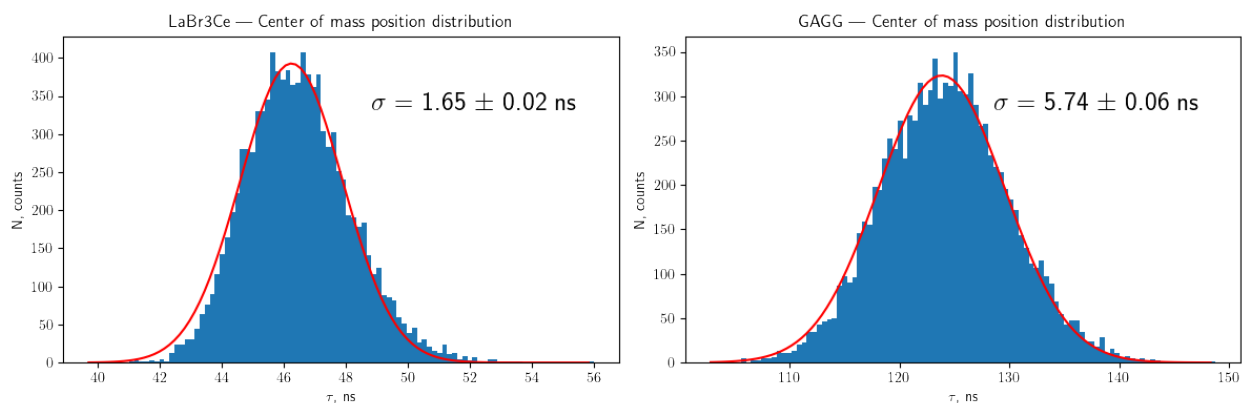


Рисунок 7.7 — Распределение положений центров масс на временной шкале для недифференцированных сигналов детекторов на основе кристаллов  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  и GAGG.

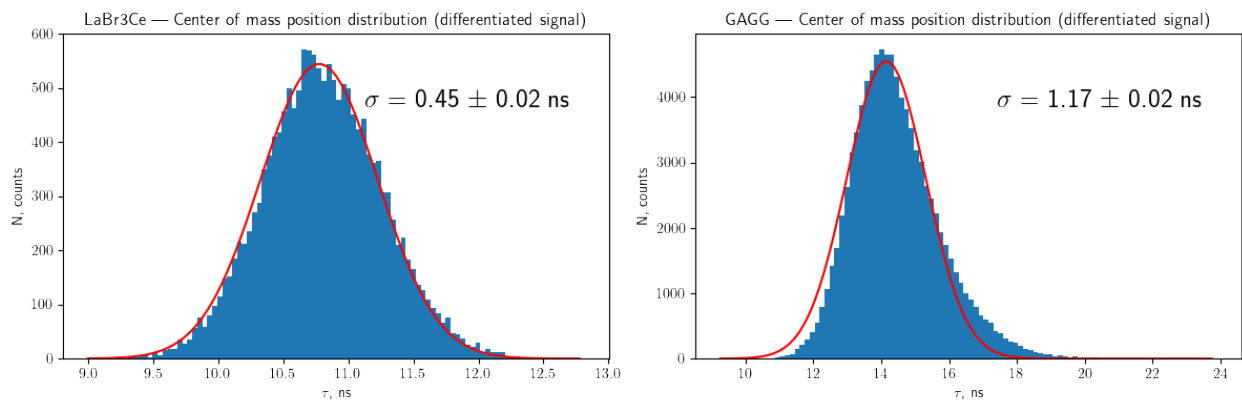


Рисунок 7.8 — Распределение положений центров масс на временной шкале для дифференцированных сигналов детекторов на основе кристаллов  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  и GAGG.

Результаты оценки представлены на рисунках 7.7 и 7.8 для недифференцированных и дифференцированных сигналов детекторов соответственно. Наилучшее временное разрешение, которое может быть получено таким методом временной привязки, вычисленное по формуле 7.1, представлено в таблице 7.1.

	$\Delta\tau_{min}, \text{нс}$	$\Delta\tau_{min}^{diff}, \text{нс}$
$\text{LaBr}_3(\text{Ce})$	$1.65 \pm 0.02$	$0.45 \pm 0.02$
GAGG	$5.74 \pm 0.06$	$1.17 \pm 0.02$

Таблица 7.1 — Оценка наилучшего временного разрешения детекторов на основе кристаллов  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  и GAGG, полученного методом временной привязки к центрам масс сигналов.

Полученные значения сравнимы с результатами обработки осциллограмм онлайн-методом, описанным в разделе 3.3, и сильно уступают полученным оффлайн методом (раздел 3.4). Единственным преимуществом перед оффлайн-методом является существенное увеличение скорости обработки.



# Заключение

Детекторы 1 и 2 на основе сцинтилляционного кристалла  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  и SiPM имеют относительное энергетическое разрешение  $\delta E_1 \approx 6.1\%$  и  $\delta E_2 \approx 10.4\%$  соответственно, для аннигиляционных  $\gamma$ -квантов 511 кэВ, при выборе рабочей точки по напряжению питания SiPM 28.5 В. Временное разрешение установки соответствует 1.43 нс при построении временного спектра программными средствами осциллографа. При обработке оцифрованных осциллограмм удалось достичь разрешения 694 пс. Также дальнейшие исследования показали, что основополагающий вклад в низкие значения временного разрешения вносит сборка 2, которая имеет на  $\sim 30\%$  более сильные флуктуации во времени достижения уровня 50% амплитуды.

Изучение индивидуальных вкладов детекторов на основе кристаллов GAGG и  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  во временное разрешение схемы совпадений показало заметное улучшение результатов в случае дифференцирования сигнала с последующим усилением. Результаты представлены в таблице 7.2.

Кристалл	$\sigma$ , пс	$\Delta\tau^{min}$ , нс	$\delta E^{511keV}$ , %	$\sigma_{diff}$ , пс	$\Delta\tau_{diff}^{min}$ , пс	$\delta E_{diff}^{511keV}$ , %
GAGG	527	1.7	15.2	114	375	23.6
$\text{LaBr}_3(\text{Ce})$	272	0.9	8.9	83	273	14.8

Таблица 7.2 — Результаты изучения индивидуальных вкладов кристаллов GAGG и  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  во временное разрешение схемы совпадений

Использование метода временной привязки к центру масс сигнала не улучшило оценку временного разрешения детекторов в составе схемы совпадений по сравнению с онлайн-методом.

В результате работы был разработан комплекс программ для реализации оффлайн-метода построения временных спектров, который значительно улучшил оценку временного разрешения установки. Этот комплекс также может быть использован для схожих исследований.

## Список литературы

1. *R. Z.* Nuclear Medicine: Radioactivity for Diagnosis and Therapy. // EDP Sciences. — 2007. — Т. 89. — С. 173.
2. *Gutfilen B., Valentini G.* Radiopharmaceuticals in Nuclear Medicine: Recent Developments for SPECT and PET Studies // BioMed research international. — 2014. — Т. 2014. — С. 426892.
3. *Saha G.* Basics of PET Imaging: Physics, Chemistry, and Regulations. — 2010. — С. 60—64.
4. Validation of a NaI(Tl) and LaBr<sub>3</sub>(Ce) detector's models via measurements and Monte Carlo simulations / I. Mouhti [и др.]. — 2018.
5. *Andrii Nagai Nicoleta Dinu-Jaeger A. P.* Silicon Photomultiplier for Medical Imaging -Analysis of SiPM characteristics // Phys. Rep. — 2008. — Т. 66. — С. 23.
6. *Sunil Kumar Sushil Singh Chauhan V. B.* A Proof-of-principle for Time-Of-Flight Positron Emission Tomography Imaging // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Т. 121. — С. 15.
7. *Zanzonico P., Heller S.* The intraoperative gamma probe: Basic principles and choices available // Seminars in nuclear medicine. — 2000. — Т. 30. — С. 33—48.