

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»

УДК 539.1.05

На правах рукописи

ИВАНОВА ОЛЕСЯ ВЛАДИМИРОВНА

**ПОДАВЛЕНИЕ ФОНА АННИГИЛЯЦИОННЫХ
ГАММА-КВАНТОВ В БОР-НЕЙТРОНЗАХВАТНОЙ ТЕРАПИИ
МЕТОДОМ СОВПАДЕНИЙ**

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

Научный руководитель,
к.ф.-м.н.

_____ П. Е. Тетерин

Научный консультант

_____ Ф. А. Дубинин

Москва 2026

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ПОДАВЛЕНИЕ ФОНА АННИГИЛЯЦИОННЫХ
ГАММА-КВАНТОВ В БОР-НЕЙТРОНЗАХВАТНОЙ ТЕРАПИИ
МЕТОДОМ СОВПАДЕНИЙ**

Студент _____ О. В. Иванова

Научный руководитель,
к.ф.-м.н. _____ П. Е. Тетерин

Научный консультант _____ Ф. А. Дубинин

Рецензент,
к.ф.-м.н., доц. _____ А. В. Шакиров

Секретарь ГЭК,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Д. Скорохватов

Рук. учеб. прог.,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

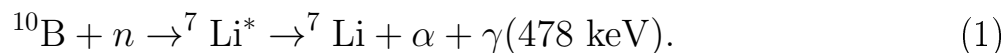
ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
1 Теоретическое введение	8
1.1 Источники нейтронов в БНЗТ	8
1.1.1 Реакторные источники	8
1.1.2 Ускорительные источники	9
1.1.3 Дополнительные источники	10
1.2 Основные методы мониторинга в бор-нейтронозахватной терапии	11
1.2.1 Прямые методы мониторинга	11
1.2.2 Непрямые методы мониторинга	13
2 Предлагаемый альтернативный метод мониторинга в БНЗТ	15
3 Оценка возможности разделения линий 478 и 511 кэВ с использованием полупроводникового детектора CZT	18
3.1 Подбор параметров CZT	18
3.2 Описание экспериментальной установки	23
3.3 Получение и обработка спектров	26
4 Выделение гамма-линии 478 кэВ на фоне аннигиляционных гамма-квантов сцинтилляционным детектором	30
4.1 Обоснование выбора сцинтилляционного материала LYSO	30
4.2 Схема установки с использованием сцинтилляционного детектора	31
4.3 Получение и анализ спектров	33
5 Выделение гамма-линии 478 кэВ от ^{11}B на сцинтилляционном детекторе в условиях облучения нейтронами	37
5.1 Активация кристаллов LYSO под действием нейтронов	37
5.2 Экспериментальная установка	38

5.3	Обработка данных и выделение сигнала 478 кэВ	40
6	Заключение	46
	Список литературы	47

ВВЕДЕНИЕ

Лечение рака, особенно глиобластомы, по сей день остаётся глобальной и одной из важнейших проблем человечества. Основным методом терапии является лучевая терапия. Однако во время её проведения наносится серьёзный урон не только раковым клеткам, но и здоровым окружающим тканям из-за разрушения структуры ДНК ионизирующим излучением. Альтернативным современным и относительно новым методом лечения рака является бор-нейтронозахватная терапия (БНЗТ), которая является одной из форм лучевой терапии [1—3]. Процедура заключается в следующем: пациенту вводится радиофармацевтический препарат (РФП), обеспечивающий накопление стабильного изотопа ^{10}B в опухолевых клетках. Область опухоли облучается потоком эпитепловых нейтронов, в результате чего нейтроны захватываются ядрами бора. Это вызывает ядерную реакцию



В результате данной реакции рождаются α -частица, ядро ^7Li и гамма-квант с энергией 478 кэВ [4; 5]. Заряженные частицы локально разрушают опухолевые клетки в пределах 5-10 мкм, что сопоставимо с размерами клетки. В итоге основная часть энергии выделяется непосредственно в клетках, обеспечивая высокую избирательность и селективность (данный механизм представлен на рисунке 1). Поэтому на окружающие ткани вреда идёт меньше, чем от лучевой терапии, что снижает негативные последствия для пациента. Фотон с энергией 478 кэВ является прямым ядерным сигналом реакции, и его обнаружение позволяет отслеживать места протекания и интенсивность борных реакций внутри биологических тканей.

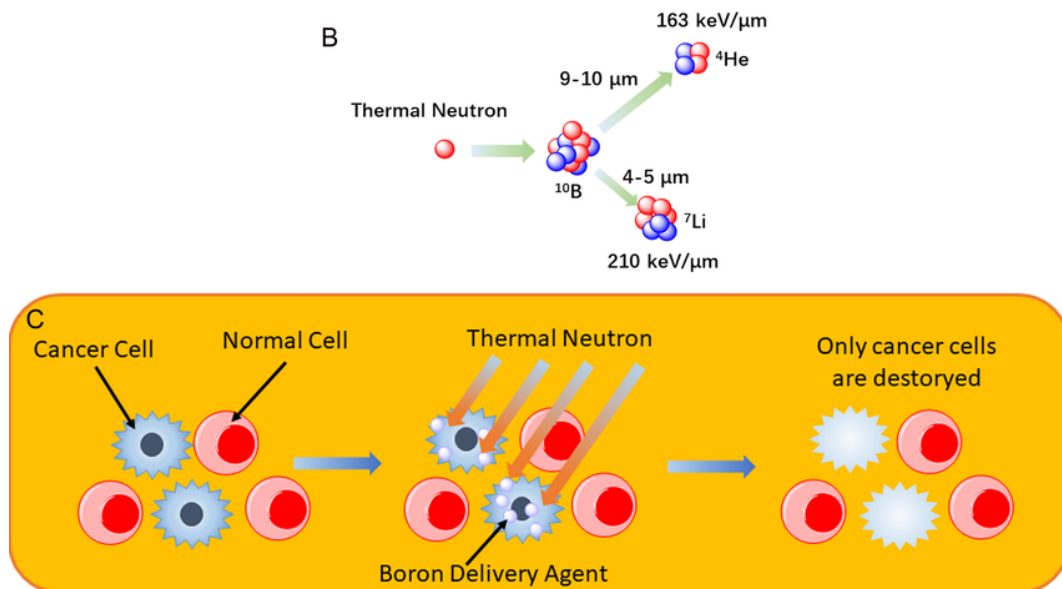


Рисунок 1 — (В) Механизм бор-нейтронзахватной терапии. (С) Схематическое изображение селективного уничтожения опухолевых клеток при бор-нейтронзахватной терапии (БНЗТ).

Несмотря на значительное преимущество БНЗТ по сравнению с традиционной лучевой терапией, существует значительное препятствие для применения в клинических условиях. Основная проблема заключается в трудности регистрации полезного сигнала. Для доставки бора в опухолевые клетки применяется бор-содержащий препарат ^{18}F -ФБФА, в котором ^{18}F служит источником позитронов. Использование ^{18}F позволяет проводить ПЭТ-визуализацию распределения бора. Гамма-линия от ^{10}B с энергией 478 кэВ находится очень близко с линией аннигиляционного гамма-излучения 511 кэВ, и не все детекторы способны их разрешать. По этой причине особенно важно разработать метод подавления аннигиляционного фона и повышения качества выделения полезного сигнала 478 кэВ. Потенциально метод совпадений позволяет снизить вклад фона. Данная работа исследует возможности подавления фона аннигиляционных гамма-квантов на основе метода совпадений.

Классические методы мониторинга БНЗТ основаны либо на полупроводниковых детекторах (ППД), либо на детекторах с использованием комптоновской камеры, что на данном этапе не применимо в клинических условиях. В данной работе предложена и проверена альтернативная методика применения ПЭТ и детектора 478 кэВ на основе сцинтилляционных детекторов. Для сравнения сначала было получено энергетическое разрешение линий 478 кэВ и 511 кэВ с использованием полупроводникового детектора CdZnTe (CZT), уже исполь-

зующегося в исследованиях БНЗТ для разрешения таких близких линий. В дальнейшем полученные результаты данной работы могут быть применены для более эффективного использования БНЗТ в клинических условиях.

Целью работы является апробация методики выделения полезного сигнала 478 кэВ методом вычитания модельного фона 511 кэВ.

Для этого необходимо было выполнить следующие задачи:

- 1) Подобрать оптимальный режим работы CZT для регистрации гамма-излучения с энергиями до 1 МэВ.
- 2) Получить энергетическое разрешение линий 478 кэВ от $^{11}\text{В}$ и 511 кэВ от ^{22}Na при помощи полупроводникового детектора CZT.
- 3) Апробировать методику выделения линии 478 кэВ на сцинтилляционном детекторе LYSO-SIPM с помощью источника ^{137}Cs .
- 4) Апробировать методику выделения линии 478 кэВ от $^{11}\text{В}$ на сцинтилляционном детекторе LYSO-SIPM в условиях облучения нейтронами и аннигиляционными гамма-квантами.

Практическая значимость работы состоит в том, что применение данной методики потенциально позволяет создание новых установок для мониторинга БНЗТ, работающих на более дешёвых материалах. А благодаря совмещению детектора линии 478 кэВ с детектором аннигиляционных гамма-квантов появляется возможность мониторинга не только процесса облучения, но и самого радиофармпрепарата. В результате основная сложность разделения сигналов переносится на алгоритмы обработки данных.

1 ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

1.1 ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ В БНЗТ

Среди основных источников нейтронов в основном выделяют реакторные и ускорительные [6]. Кроме них ещё существуют нейтронные генераторы, применяемые в основном для исследовательских задач.

1.1.1 РЕАКТОРНЫЕ ИСТОЧНИКИ

Исторически ранние исследования БНЗТ проводились с использованием ядерных реакторов. Первые клинические испытания были проведены в 1951 году в Брукхейвенской национальной лаборатории в США [7] нейрохирургом Уильямом Свитом. Затем в Массачусетской больнице общего профиля совместно с физиком Гордоном Ли Браунеллом Свит применил ядерный исследовательский реактор MIT (MITR) [8]. И хотя первые результаты были неудовлетворительными, так как после лечения с БНЗТ выживаемость пациентов составляла максимум год, исследовательские группы по всему миру взяли за основу работы нейрохирурга для дальнейших испытаний.

Позже для исследований начали использовать пучки эпитепловых нейтронов с энергиями 0,5 эВ-10 кэВ [9]. Благодаря более глубокому проникновению таких нейтронов в ткани, стало возможным расширить применение БНЗТ для лечения глубоко расположенных опухолей. В Финляндии в университете Хельсинки на ядерном реакторе FiR1 [10] за 20 лет (1992-2012) лечение опухолей головы и шеи прошли более 200 пациентов. Результаты указывали на относительную безопасность и эффективность БНЗТ.

Огромное значение оказали исследования, проведённые в Японии в Киотском университете на реакторе KUR и в Японском агентстве по атомной энергии (JAEA) на реакторе JRR4 [11—13]. Эти испытания сопровождались использова-

нием двух препаратов, содержащих бор-10: борфенилаланин (БРА) и боркаптан натрия (BSH). Доклинические опыты указывали на более эффективное и равномерное накопление бора в опухоли при условии применения обоих компонент [14].

Ядерные реакторы обеспечивали высокий нейтронный поток и имели хорошие спектральные характеристики [9; 15]. Но при этом они обладали и существенными ограничениями, связанными с громоздкостью установки, высокой стоимостью эксплуатации и жёсткими регуляторными требованиями. Данные факторы значительно затрудняли их применение в клинических условиях [16; 17]. В настоящее время ядерные реакторы используются в экспериментах на животных в Киотском университете в Японии и на исследовательском ядерном реакторе (ИРТ) МИФИ совместно с Российским онкологическим научным центром имени Н.Н. Блохина и ФМБЦ им. А.И. Бурназяна ФМБА России.

1.1.2 УСКОРИТЕЛЬНЫЕ ИСТОЧНИКИ

На текущий момент в БНЗТ активно используют ускорительные источники нейтронов (accelerator-based BNCT, AB-BNCT) [17—21]. Главным преимуществом данного вида источников является возможность размещения оборудования в больнице, что позволяет проводить больше клинических исследований. В таких системах нейтроны появляются в результате ядерных реакций лёгких ионов, например ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ [22; 23] или ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ [24]. Мишень облучается протонным пучком с энергией нескольких МэВ. Получаемые быстрые нейтроны преобразуются в эпитепловой спектр с помощью системы формирования пучка - блока формирования пучка (Beam Shaping Assembly, BSA). Основной задачей BSA является преобразование исходного потока быстрых нейтронов в клинически пригодный эпитепловой нейтронный пучок при снижении потока высокоэнергетических нейтронов. Оптимизация BSA является одной из ключевых инженерных и физических задач при разработке ускорительных БНЗТ-систем [25].

Основной реакцией в современных ускорительных системах БНЗТ является ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. Для получения нейтронов требуются протоны с энергией 2,3–2,8 МэВ [17]. Это создаёт высокую тепловую нагрузку на литиевую мишень, что впоследствии вызывает её деградацию. В исследовании [26] было показано

снижение нейтронного потока во времени, и для его учёта авторами предложена модель компенсации.

Альтернативно применяют реакцию ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$. По сравнению с литием, бериллий имеет более высокую температуру плавления (1551 К) и теплопроводность (201 Вт/(м·К)), что упрощает охлаждение. Однако для реакции требуются протоны с более высокой энергией в районе $\sim 8\text{--}10$ МэВ, что приводит к более широкому спектру нейтронов, а также наличию высокоэнергичных нейтронов. В итоге это вызывает затруднение формирования пучка и, что немаловажно, повышенную радиационную нагрузку на окружающие материалы. Несмотря на это, есть пример [27] успешного внедрения системы - японская система на основе линейных ускорителей iBNCT001, в которой поток эпитепловых нейтронов составляет порядка 10^8 н/см²/с.

Как пример, на данный момент в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН разрабатывается третья версия ускорительного источника нейтронов VITA [28]. Предполагается его использование в ФМБЦ им. А.И. Бурназяна ФМБА России и других онкологических центрах. Первую версию ускорительного источника используют для развития методики БНЗТ, тестирования, измерений, а вторую используют в Китае для проведения клинических испытаний.

1.1.3 ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ИСТОЧНИКИ

Также существует вариант с фотонейтронными источниками [29]. В таких системах ускоренный пучок электронов направляется на тяжёлую мишень, где в результате тормозного излучения генерируются высокоэнергетические гамма-кванты. Они вызывают фотоядерные реакции вида (γ,n) , сопровождающиеся испусканием нейтронов. Метод имеет низкую эффективность, поэтому пока не пригоден для клинического применения и остаётся на этапе разработок.

Кроме вышеперечисленных источников для генерации нейтронов могут использоваться реакции на дейтерии (${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$) [30–32]. К сожалению, такие реакции приводят к образованию быстрых нейтронов с энергией примерно 14 МэВ, что требует сложной конструкции для замедления нейтронов. Вдобавок для реакции с тритием необходимо применять дополнительные меры по радиационной безопасности. Учитывая все эти трудности, в клиниче-

ских условиях данные реакции не используются.

1.2 ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ МОНИТОРИНГА В БОР-НЕЙТРОНОЗАХВАТНОЙ ТЕРАПИИ

Мониторинг в БНЗТ является значительно более сложной задачей по сравнению с фотонной лучевой терапией, основным методом лечения рака, использующей рентгеновские или гамма-лучи для разрушения злокачественных клеток. В зависимости от объекта измерения методы мониторинга разделяются на прямые (непосредственно связанные с реакцией бора-10) и косвенные.

1.2.1 ПРЯМЫЕ МЕТОДЫ МОНИТОРИНГА

Мониторинг по мгновенному гамма-излучению (Prompt Gamma Ray).

В $\sim 94\%$ случаев реакция $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ приводит к образованию ядра ^7Li в возбуждённом состоянии [5]. Ядро ^7Li в свою очередь испускает гамма-квант с энергией 478 кэВ. Интенсивность этого излучения пропорциональна числу актов захвата нейтронов бором-10, что коррелирует с локальной дозой бора. Именно эта величина определяет борную компоненту дозы, которая является основной в БНЗТ. Таким образом, регистрация 478 кэВ позволяет осуществлять *in vivo* и *on-line* мониторинг хода терапии. Однако главными проблемами являются сильный уровень гамма-фона и необходимость высокого энергетического разрешения у детектора для выделения линии 478 кэВ [33]. Традиционно для разделения линий 478 кэВ и 511 кэВ используются полупроводниковые детекторы (ППД), например, детекторы ОЧГ (HPGe) [34], CdZnTe (CZT) [35; 36] и комптоновские камеры на основе Si/CdTe [37].

Альтернативой полупроводниковым детекторам для БНЗТ в перспективе могут стать ксеноновые гамма-спектрометры (КГС), разрабатываемые в Национальном исследовательском ядерном университете МИФИ [38]. КГС представляет собой цилиндрическую ионизационную камеру, заполненную ксеноном при давлении 40 атм. Основными преимуществами являются высокая радиационная стойкость к нейтронным потокам и хорошее энергетическое разрешение -

1,7% для гамма-линии ^{137}Cs с энергией 662 кэВ. Эксперименты, проведённые на реакторе ИРТ МИФИ, и моделирование в GEANT4 подтверждают возможность применения ксенонового гамма-спектрометра для определения дозовой нагрузки путём регистрации гамма-квантов 478 кэВ в бор-нейтронозахватной терапии в режиме реального времени [39; 40].

Для регистрации пространственного распределения бора в опухоли и окружающих тканях также используют методы гамма-визуализации. Как показывают исследования, это позволяет значительно улучшить отношение сигнал/фон, хоть и требует дополнительной радиационной защиты [41].

Спектроскопию по мгновенному гамма-излучению уже применяли для исследований на животных в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН в 2024 году с применением ускорительного источника нейтронов VITA [34]. Результаты показали возможность регистрации излучения и оценки распределения борной дозы, что даёт большой потенциал для внедрения данного метода мониторинга для планирования лечения.

Комптоновские гамма-камеры

Комптоновские гамма-камеры представляют собой современное развитие мониторинга по мгновенному гамма-излучению. В данных системах принцип работы основан на комптоновском рассеянии в многослойных детекторных структурах для реконструкции направления прихода исходных гамма-квантов с энергией 478 кэВ. Это позволяет повысить геометрическую эффективность регистрации и получить пространственное распределение источников гамма-излучения. Среди основных достоинств комптоновских камер выделяют [41; 42] высокую эффективность регистрации, компактность, устойчивость к нейтронному фону. В настоящее время данный подход является одним из наиболее перспективных направлений в области ядерной медицины.

Например, в работе [41] адаптирована система i-TED (imaging Total Energy Detector). Первоначально на ней проводились астрофизические исследования в ЦЕРН, и в данной работе были оценены перспективы использования в БНЗТ. i-TED состоит из четырёх комптоновских модулей, в каждый из которых включён один рассеивающий кристалл и четыре поглощающих. Все кристаллы являются сцинтиллятором $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$. Такая конфигурация важна для получения

низкоэнергетичных гамма-линий, таких как 478 кэВ. Используя далее метод Монте-Карло и алгоритмы трёхмерной реконструкции, авторы работы [41] отмечают перспективность использования системы для дозиметрии в БНЗТ и планируют в дальнейшем оценить её эффективность в клинических условиях.

ОФЭКТ-мониторинг

Однофотонная эмиссионная компьютерная томография (ОФЭКТ, SPECT) представляет собой альтернативный метод визуализации распределения бора. На данный момент этот метод активно исследуется, и результаты доказывают возможность использования ОФЭКТ для улучшения 3D-визуализации распределения бора в реальном времени. [43]

1.2.2 НЕПРЯМЫЕ МЕТОДЫ МОНИТОРИНГА

ПЭТ-визуализация распределения бора

Один из наиболее распространённых методов в БНЗТ является позитронно-эмиссионная томография (ПЭТ). Принцип работы ПЭТ заключается в спонтанном излучении (эмиссии) позитронов при распаде нестабильного радионуклида. Пациенту вводится бор-содержащий препарат ^{18}F -ФБФА, который накапливается в биологической ткани. ^{18}F , будучи радиоактивным изотопом, распадается с испусканием позитронов. Позитроны, перемещаясь по ткани, сталкиваются с электронами и аннигилируют с высвобождением энергии в виде двух гамма-квантов. Детектор регистрирует гамма-кванты, а также фиксирует время и координаты регистрации каждой пары. Затем на основе полученных данных реконструируется трёхмерное изображение, которое показывает нахождение лекарственного препарата в организме [44; 45].

Главным недостатком метода является то, что ПЭТ во время облучения не измеряет борную дозу напрямую. Поэтому он используется в основном на этапе планирования лечения, а не для мониторинга в реальном времени [46].

Современное развитие ПЭТ: времяпролётная ПЭТ (TOF-PET)

В последнее время в методику проведения ПЭТ внедряют времяпролётную технологию (Time-of-Flight PET, TOF-PET) [47; 48]. В классической позитронно-эмиссионной томографии невозможно точно определить точку аннигиляции позитрона вдоль линии ответа. TOF-PET решает эту проблему благодаря измерению разницы во времени регистрации двух гамма-квантов с энергией 511 кэВ. Как показано в обзоре [47], пространственная неопределённость локализации определяется соотношением $\Delta x \approx c \cdot \Delta t / 2$, где Δt соответствует временному разрешению системы. Улучшение временного разрешения может повысить отношение сигнал/шум и контрастность получаемых изображений, что в дальнейшем может применяться для задач, связанных с подавлением фона в БНЗТ.

В основном для TOF-PET используют сцинтилляторы [49–53], такие как LYSO и $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Они обладают высоким световыходом и малым временем высвечивания (~ 40 нс для LYSO и 16 нс для LaBr_3). Однако их временное разрешение ограничено статистическими флуктуациями фотонов и временным разбросом, что затрудняет достижение предельно возможного временного разрешения.

По этой причине актуальные исследования с TOF-PET связаны с поиском альтернативных механизмов детектирования. Например, исследуется использование черенковского излучения [54], возникающее в тяжёлых кристаллах, например, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO) или PbWO_4 (PWO), с применением кремниевых фотоумножителей (SiPM). В работе [55] показано, что при задействовании установки с кристаллами LGSO за счёт оптимизации сбора света и использования электроники считывания на основе SiPM можно достичь временного разрешения 102 ± 2 пс. В ряде публикаций [56–58] отмечено, что использование интегральных схем специального назначения (ASIC) и методов коррекции временных меток позволило улучшить временное разрешение для монокристаллов на 45%. В обзоре [57] также подчёркивается, что внедрение SiPM позволило улучшить временное разрешение с 585 пс до 202 пс. Актуальные работы [50; 59] показывают результат в 118-231 пс. Дальнейшие исследования нацелены на получение временного разрешения меньше 200 пс [49; 60].

2 ПРЕДЛАГАЕМЫЙ АЛЬТЕРНАТИВНЫЙ МЕТОД МОНИТОРИНГА В БНЗТ

Одной из ключевых проблем в мониторинге БНЗТ является присутствие сильного аннигиляционного фона 511 кэВ, который перекрывается с полезным сигналом 478 кэВ. Для решения на данный момент предлагается несколько подходов.

Наиболее простое решение – это использование детекторов с высоким энергетическим разрешением. Для разделения сигналов 478 и 511 кэВ детекторная система должна иметь энергетическое разрешение лучше 6,5% для 511 кэВ. В исследовании [61] применялся детектор с использованием сцинтиллятора $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ размером $50 \times 50 \times 10$ мм³ и SiPM. В результате удалось получить энергетическое разрешение в $5,0 \pm 0,2\%$, что позволило разделить два пика 478 и 511 кэВ. Однако всё равно наблюдалось перекрытие пиков.

Альтернативным вариантом является $\text{LaBr}_3\text{:Ce:Sr}$ (к стандартному $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ добавляется стронций (Sr)). Как отмечается в работе [62], его использование обеспечило энергетическое разрешение около 4% для 478 кэВ. На основе этого сцинтиллятора предложена установка с антикомптоновской защитой из 28 кристаллов ВГО. Предполагается, что детектор будет работать в режиме антисовпадений для подавления фона от комптоновски рассеянных гамма-квантов.

Другой подход заключается в использовании комптоновских камер. Они позволяют одновременно определять энергию и направление прихода гамма-кванта. В эксперименте [37] показана возможность выделения линии 478 кэВ комптоновской камерой на основе Si/CdTe. Авторы визуализировали мишень из B_4C в нейтронном поле даже в условиях сильного аннигиляционного фона. Полученные результаты подтверждают перспективность применения комптоновских камер для мониторинга БНЗТ в реальном времени.

Полупроводниковые детекторы (ППД), традиционно используемые для разделения линий 478 кэВ и 511 кэВ, имеют ряд недостатков: низкая радиа-

ционная стойкость, сильный собственный фон в поле тепловых нейтронов, громоздкость, дороговизна. В качестве альтернативы для мониторинга БНЗТ предлагается использовать сцинтилляционные детекторы на основе существующих ПЭТ-систем [63; 64]. Данное решение обусловлено следующими существенными преимуществами сцинтилляционных детекторов: относительно низкая стоимость, высокая эффективность регистрации гамма-квантов и превосходное временное разрешение.

Идея предполагаемого метода заключается в использовании одной и той же ПЭТ-системы на этапе планирования (до облучения) и на этапе терапии (во время облучения). Проводится стандартное ПЭТ-сканирование для точной локализации и количественной оценки распределения лекарственного препарата ^{18}F -ФБФА. Тогда для каждого детектора системы известна скорость счёта одиночных событий от аннигиляционного излучения (511 кэВ). После этого та же детекторная система переводится в режим мониторинга для регистрации характеристического гамма-излучения 478 кэВ от реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^*$, что позволяет в реальном времени отслеживать пространственное распределение и интенсивность терапевтического воздействия.

Главная проблема состоит в невозможности сцинтилляционных детекторов разделить две такие близкие линии от аннигиляционных гамма-квантов (511 кэВ) и от реакции ^{10}B (478 кэВ). Возможным решением является вычитание экстраполированной скорости счёта одиночных событий 511 кэВ.

Перед началом нейтронного облучения проводится стандартное ПЭТ-сканирование. В результате для каждого детекторного элемента (канала) известны общая скорость счёта одиночных событий от ^{18}F и скорость счёта совпадающих событий (от аннигиляции). Поскольку соотношение между этими величинами для неподвижного точечного источника стабильно ($\sim 10 - 20\%$ событий дают совпадения), оно используется для прогнозирования ожидаемой фоновой скорости счёта одиночных событий 511 кэВ на момент начала терапии.

В процессе нейтронного облучения распределение препарата может меняться из-за физиологических процессов. Для учёта этой динамики система осуществляет непрерывный мониторинг скорости счёта от совпадений 511 кэВ непосредственно в процессе облучения нейтронами.

Для достижения максимальной точности может быть задействована математическая модель, описывающая пространственно-временную динамику рас-

падов ^{18}F и образования возбуждённого $^{11}\text{B}^*$. Результат используется для коррекции фона аннигиляционных гамма-квантов.

В итоге сигнал 478 кэВ вычисляется косвенно вычитанием фона 511 кэВ из общей скорости счёта.

3 ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ РАЗДЕЛЕНИЯ ЛИНИЙ 478 И 511 КЭВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОЛУПРОВОДНИКОГО ДЕТЕКТОРА CZT

3.1 ПОДБОР ПАРАМЕТРОВ CZT

Для достижения максимальной эффективности детектора предварительно был проведен подбор параметров детектора.

В установке использовался полупроводниковый детекторный зонд SDP 310/Z/60 (рисунок 3.1). Он состоит из съёмного зонда и прикреплённого к нему кабеля с разъёмами. Съёмный зонд содержит квазиполусферический детектор из CdZnTe и зарядочувствительный предусилитель, размещённые внутри водонепроницаемого цилиндрического корпуса, соединённого с кабелем.



Рисунок 3.1 — Детекторный зонд SDP 310/Z/60.

Данная модель имеет следующие характеристики:

- Длина зонда: 82 мм.
- Диаметр зонда: 8 мм.
- Длина кабеля: 20 см.
- Объём детектора: 60 мм³.

Детектор подключался к генератору высокого напряжения и спектрометрическому усилителю через коаксиальный кабель. Регистрация спектров осуществлялась с использованием цифрового осциллографа LeCroy. Схема установки показана на рисунке 3.2.



Рисунок 3.2 — Схема установки CZT-детектора.

Первым делом изучались параметры спектрометрического усилителя – грубый коэффициент усиления (Coarse Gain) и время формирования сигнала (Shaping Time). Установка работала при значении 0.5 для плавного коэффициента усиления (Fine Gain) на протяжении всех экспериментов. Было установлено напряжение 250 В. Сначала при фиксированном грубом коэффициенте усиления изменялись значения времени формирования сигнала. Затем при фиксированном значении Shaping Time изменялись значения Coarse Gain. Для каждой конфигурации было рассчитано энергетическое разрешение. Результаты представлены в таблице 3.1 и на рисунках 3.3, 3.4.

Coarse Gain	Shaping Time, μs	Пик	σ	Энергетическое разрешение, %	Ошибка, %
20	0,5	0,9579	0,009098	2,23	0,06
20	1	0,9592	0,008446	2,07	0,08
20	2	0,9839	0,008815	2,10	0,07
20	3	0,9836	0,008143	1,95	0,07
20	6	1,001	0,008395	1,97	0,06
20	10	1,055	0,01039	2,31	0,05
50	2	2,38	0,01776	1,75	0,09
100	2	4,742	0,03413	1,69	0,09

Таблица 3.1 — Энергетическое разрешение при различных параметрах усиления и времени формирования.

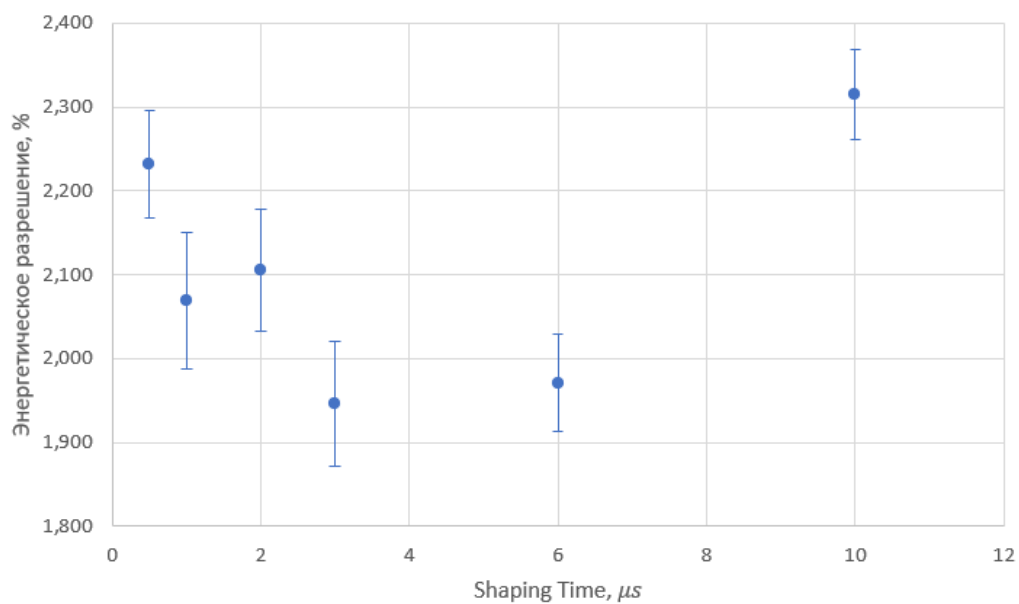


Рисунок 3.3 — Зависимость энергетического разрешения от значений времени формирования сигнала.

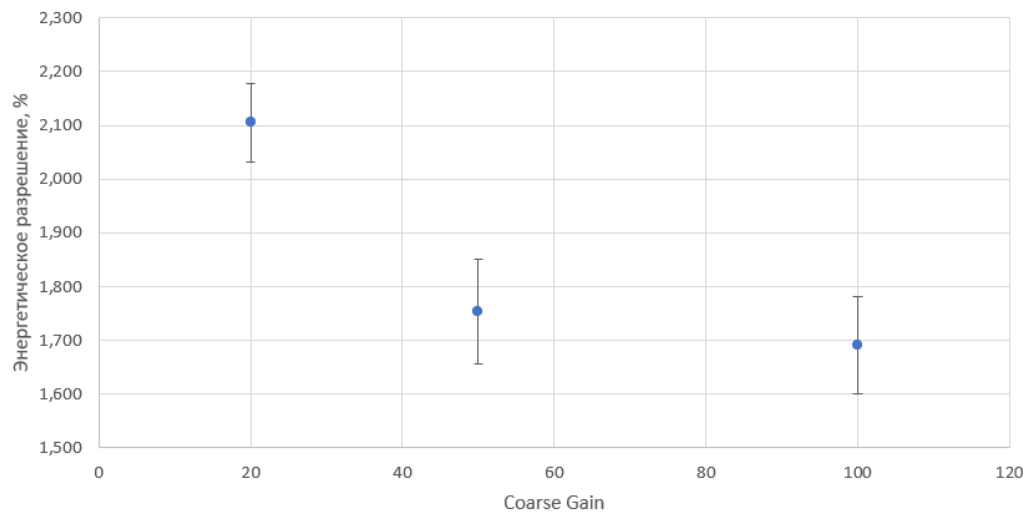


Рисунок 3.4 — Зависимость энергетического разрешения от значений грубого коэффициента усиления.

Учитывая полученные результаты энергетического разрешения, подобраны оптимальные значения: Shaping Time = $3 \mu\text{s}$, Coarse Gain = 100. Следующим этапом было определение наиболее эффективного напряжения при найденных значениях. Исследуемый диапазон составлял от 50 до 350 В с шагом 50. Результат представлен в таблице 3.2 и на рисунках 3.5 и 3.6.

Напряжение	Пик	σ	Энергетическое разрешение, %	Ошибка, %
350	4,562	0,02892	1,49	0,04
300	4,552	0,0297	1,53	0,04
250	4,536	0,029	1,50	0,05
200	4,52	0,02824	1,47	0,09
150	4,472	0,03371	1,78	0,09
100	4,424	0,03909	2,08	0,12
50	4,29	0,06064	3,32	0,15

Таблица 3.2 — Энергетическое разрешение при разных значениях напряжения.

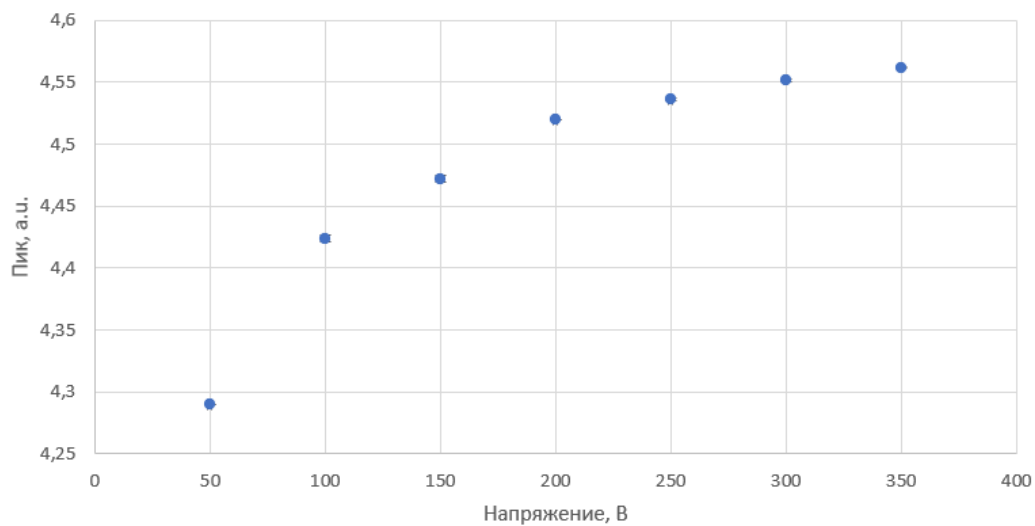


Рисунок 3.5 — График зависимости положения пика при разных значениях напряжения.

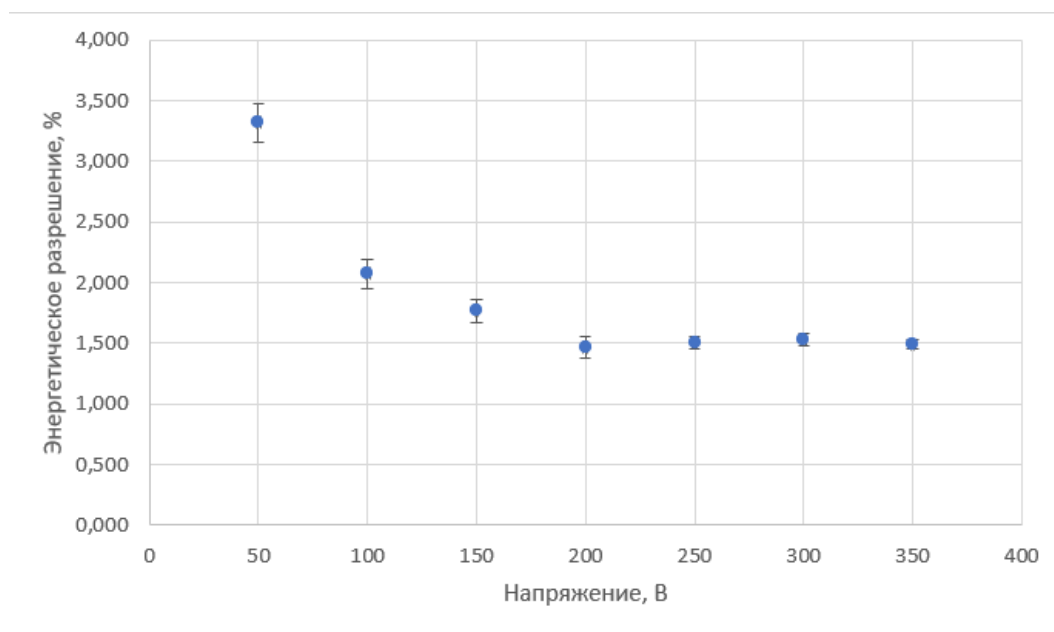


Рисунок 3.6 — График зависимости энергетического разрешения при разных значениях напряжения.

Хотя минимальное энергетическое разрешение достигается при 200 В, в дальнейших экспериментах было выбрано напряжение равное 300 В, так как при этих значениях детектор выходит на плато полного поглощения. Таким образом, оптимальные параметры работы детектора получаются: Coarse Gain = 100, Shaping Time = 3 μ s, V = 300 В.

3.2 ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Перед началом эксперимента был проведён анализ изотопного состава CdZnTe (CZT) для оценки его поведения под воздействием нейтронного облучения в условиях БНЗТ. Элементы CZT находятся в соотношении Cd:Zn:Te = 0,9:0,1:1. Учитывая данное соотношение и значения из таблицы 3.3, отдельно необходимо было рассмотреть влияние кадмия и теллура.

Элемент	Изотоп	Распространённость, %	Сечение захвата, барн
Cd	106	1,25	1
	108	0,89	0,72
	110	12,49	11
	111	12,8	6,9
	112	24,13	2,2
	113	12,22	19852
	114	28,73	0,33
	116	7,49	0,075
Zn	64	49,17	0,731
	66	27,73	0,62
	67	4,04	7,5
	68	18,45	1,07
	70	0,61	0,092
Te	120	0,09	2,34
	122	2,55	3,9
	123	0,89	430
	124	4,74	6,3
	125	7,07	1,29
	126	18,84	0,381
	128	31,74	0,2
	130	34,08	0,195

Таблица 3.3 — Изотопный состав CZT.

Основной интерес представляет изотоп ^{113}Cd , распространённость которого составляет 12,22%, с сечением захвата 19852 барн. При захвате нейтрона ^{113}Cd переходит в возбуждённое состояние $^{114}\text{Cd}^*$ с последующим испусканием гамма-кванта с энергией 558 кэВ [65].

Далее стоит отметить изотоп ^{123}Te с распространённостью 0,98 % и нейтронным захватом 430 барн. Реакция нейтрона с ^{123}Te также включает в себя

переход изотопа в $^{124}\text{Te}^*$ с испусканием гамма-излучения.

Цинк характеризуется малыми нейтронными захватами - наибольшее сечение наблюдается у ^{67}Zn (7,5 барн). Учитывая к тому же ещё и малое процентное соотношение цинка по сравнению с кадмием и теллуром, можно сделать вывод, что он не вносит значительный вклад в гамма-фон. Таким образом, основной вклад в гамма-фон вносит изотоп кадмия.

Учитывая вышесказанное, облучение тепловыми нейтронами не приводит к заметному изменению химического состава детектора CZT в условиях данного эксперимента.

Для исследования эффективности выделения линии 478 кэВ с помощью CZT была собрана установка, представленная на рисунке 3.7.



Рисунок 3.7 — Экспериментальная установка с CZT-детектором и нейтронной защитой.

Для защиты от механического повреждения детектор был помещён в тонкий полиэтиленовый пакет и дополнительно зафиксирован изоляционной лентой. Так он размещался внутри стеклянной колбы, заполненной порошкообразным карбидом бора B_4C , который использовался для снижения потока тепловых нейтронов.

Для оценки необходимой толщины карбида бора B_4C использовался закон

ослабления потока нейтронов:

$$\frac{d\phi}{dx} = -\Sigma\phi,$$

где:

- ϕ - поток нейтронов,
- Σ - макроскопическое сечение взаимодействия,
- x - толщина поглотителя.

$$\phi(x) = \phi_0 e^{-\Sigma x}.$$

Макроскопическое сечение:

$$\Sigma = N\sigma,$$

где:

- N – концентрация ядер,
- σ – микроскопическое сечение захвата.

Для изотопа ^{10}B сечение захвата тепловых нейтронов составляет

$$\sigma \approx 3800 \text{ барн} = 3,8 \times 10^{-21} \text{ см}^2.$$

Для порошкообразного карбида бора использовалась насыпная плотность

$$\rho \approx 1,3 \text{ г/см}^3.$$

Молярная масса карбида бора:

$$M(\text{B}_4\text{C}) \approx 55 \text{ г/моль}.$$

Концентрация атомов бора в карбиде бора определяется как

$$N_B = \frac{\rho N_A}{M} \cdot 4,$$

где множитель 4 учитывает наличие четырёх атомов бора в молекуле B_4C .

Тогда:

$$N_B \approx \frac{1,3 \cdot 6,02 \times 10^{23}}{55} \cdot 4 \approx 5,69 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}.$$

С учётом природного содержания изотопа ^{10}B :

$$N_{10} \approx 0.2N_B \approx 1,14 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}.$$

Следовательно, макроскопическое сечение равно

$$\Sigma = N_{10}\sigma \approx 1,14 \times 10^{22} \times 3,8 \times 10^{-21} \approx 43 \text{ см}^{-1}.$$

Для подавления 90% потока нейтронов необходимо выполнение условия

$$\frac{\phi}{\phi_0} = 0,1.$$

Тогда:

$$e^{-\Sigma x} = 0,1,$$

откуда

$$\Sigma x = \ln 10 \approx 2,3,$$

и искомая толщина составляет

$$x = \frac{2,3}{\Sigma} = \frac{2,3}{43} \approx 0,053 \text{ см} \approx 0,5 \text{ мм}.$$

Таким образом, слой карбида бора толщиной порядка 0,5 мм обеспечивает подавление около 90% тепловых нейтронов.

Дополнительно между колбой и парафиновым замедлителем радиусом 14 см для этого же были поставлены борированный полиэтилен и пакет ≈ 1 кг карбида бора. Источник нейтронов Pu-Be (континуальный спектр до 11 МэВ) помещался внутри парафинового замедлителя. Парафин замедляет быстрые нейтроны за счёт многократного рассеяния на ядрах водорода.

В ходе эксперимента установка облучалась потоком тепловых нейтронов интенсивностью порядка 100 нейтронов/(см² · с) в геометрии 4π.

3.3 ПОЛУЧЕНИЕ И ОБРАБОТКА СПЕКТРОВ

Для проверки линейности шкалы сначала были набраны спектры импульсов ^{137}Cs и ^{22}Na . На основе полученных данных была построена калибровочная

зависимость энергии гамма-квантов от положения пиков в спектре, показанная на рисунке 3.8. Построенная зависимость хорошо описывается линейной функцией, что подтверждает линейность шкалы детектора.

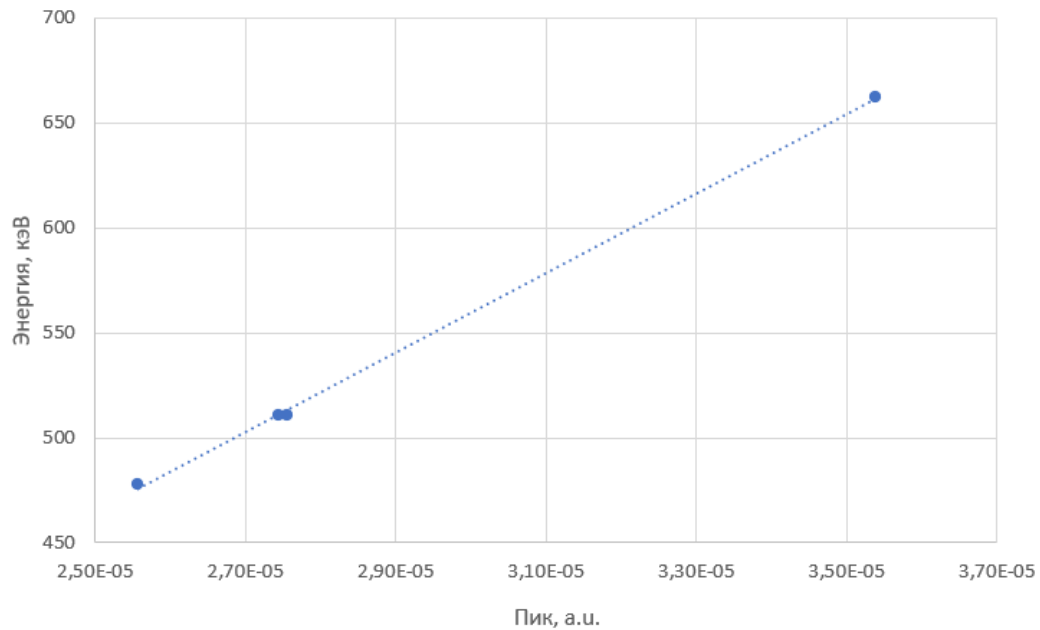


Рисунок 3.8 — Калибровочная зависимость энергии от положения пика.

Затем в течение пяти часов получался основной спектр. Результаты представлены на рисунках 3.9 и 3.10.

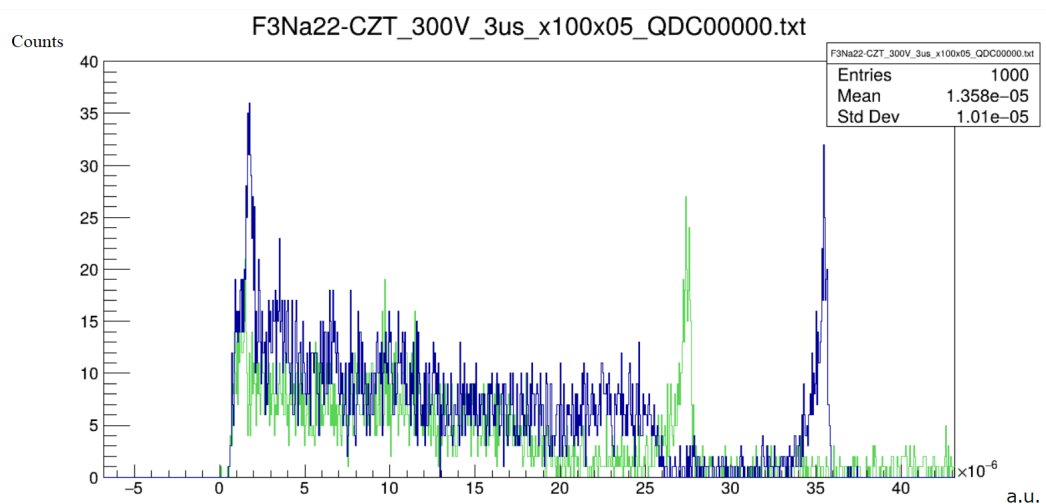


Рисунок 3.9 — Наложённые спектры импульсов от источника ^{137}Cs (синим) и ^{22}Na (зелёным).

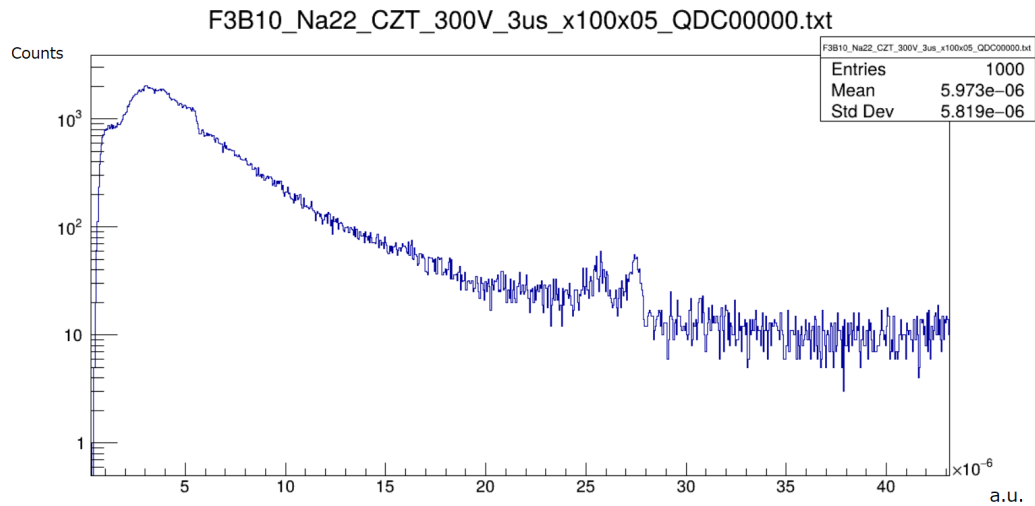


Рисунок 3.10 — Спектр импульсов CZT-детектора.

Несмотря на отсутствие позитронного источника, в спектре, помимо линии 478 кэВ, наблюдалась слабая линия 511 кэВ. Причиной её появления, вероятно, является образование электрон-позитронных пар. Существенный вклад вносит парафиновый замедлитель, содержащий водород. При захвате тепловых нейтронов ядрами водорода испускаются гамма-кванты с энергией 2,223 МэВ. После этого возможно образование электрон-позитронных пар с их последующей аннигиляцией, которая приводит к появлению линии 511 кэВ.

На основе полученных данных линии 662 кэВ от ^{137}Cs и 511 кэВ от ^{22}Na были аппроксимированы функцией Гаусса. Для фитирования линий 478 кэВ и 511 кэВ из спектра импульсов с ^{10}V использовалась составная функция, состоящая из экспоненциальной и двух гауссовских распределений. Аппроксимация показана на рисунке 3.11.

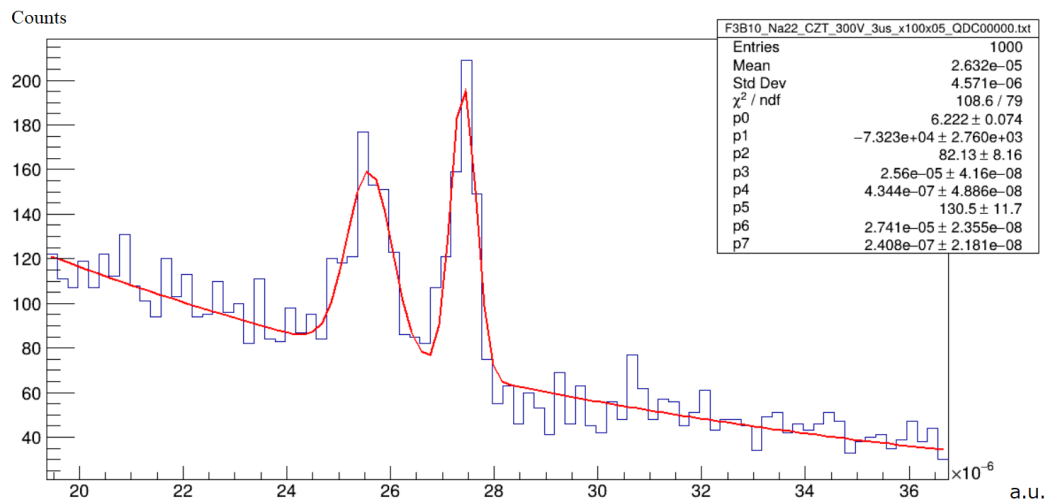


Рисунок 3.11 — Аппроксимация линий 478 кэВ и 511 кэВ составной функцией.

После этого для каждого источника было рассчитано энергетическое разрешение. Результат представлен в таблице 3.4.

Источник	E , кэВ	Энергетическое разрешение, %	Ошибка, %
^{22}Na	511	2,8	0,1
^{11}B	478	4,0	0,4
Фон	511	2,0	0,1

Таблица 3.4 — Энергетическое разрешение для различных источников.

Значение энергетического разрешения составило 4,0% для энергии 478 кэВ и 2,0% для энергии 511 кэВ. Полученные результаты показывают возможность разделения близко расположенных линий 478 и 511 кэВ с помощью полупроводникового детектора CdZnTe (CZT).

После этого была произведена количественная оценка вклада фоновых событий на основе аппроксимации в области пика 478 кэВ. Доля фоновых событий определялась как

$$f_{\text{bg}} = \frac{I_{\text{bg}}}{I_{\text{bg}} + I_{\text{peak}}}, \quad (3.1)$$

где I_{bg} — интеграл фоновой составляющей, а I_{peak} — интеграл гауссовой компоненты, соответствующий 478 кэВ.

В результате было получено значение

$$f_{\text{bg}} = 69,3\%. \quad (3.2)$$

Отношение фоновой компоненты к полезному сигналу составило

$$\frac{I_{\text{bg}}}{I_{\text{peak}}} = 2,26. \quad (3.3)$$

Полученный результат показывает существенный вклад фоновых процессов и подтверждает необходимость применения методов подавления фона.

4 ВЫДЕЛЕНИЕ ГАММА-ЛИНИИ 478 КЭВ НА ФОНЕ АННИГИЛЯЦИОННЫХ ГАММА-КВАНТОВ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМ ДЕТЕКТОРОМ

4.1 ОБОСНОВАНИЕ ВЫБОРА СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО МАТЕРИАЛА LYSO

Для регистрации гамма-квантов с энергией 478 кэВ в условиях БНЗТ необходим детектор с высоким энергетическим разрешением для возможности разделения линий 478 и 511 кэВ. В данной работе в качестве детектора выбран сцинтилляционный кристалл LYSO ($\text{Lu}_{1.8}\text{Y}_{0.2}\text{SiO}_5:\text{Ce}$). Ниже приведено обоснование этого выбора в сравнении с альтернативными сцинтилляторами - NaI(Tl) и $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$.

Главным параметром, определяющим эффективную работу детектора является время высвечивания. В таблице 4.1 приведены основные характеристики рассматриваемых сцинтилляторов [66].

Параметр	LYSO(Ce)	NaI(Tl)	LaBr ₃ (Ce)
Плотность (г/см ³)	7,1-7,4	3,67	5,29
Время высвечивания (нс)	~40	230	16-26
Световыход (фотонов/кэВ)	30-32	38	63
Гигроскопичность	Нет	Да	Да

Таблица 4.1 — Сравнение характеристик сцинтилляторов.

Как видно из таблицы, время высвечивания LYSO составляет ~40 нс, что примерно в 6 раз быстрее, чем у NaI(Tl) (230 нс). Это обусловлено механизмом сцинтилляции LYSO: после передачи энергии возбуждения на ионы церия происходит разрешённый переход $5d \rightarrow 4f$, характеризующийся временем высве-

чивания порядка нескольких десятков наносекунд [67]. Благодаря этому LYSO обладает значительно лучшими временными характеристиками по сравнению с традиционными сцинтилляторами NaI(Tl).

Для задач БНЗТ быстрое время высвечивания особенно важно, потому что в данной работе предполагается использование режима совпадений для регистрации аннигиляционных гамма-квантов. Меньшая длительность сигнала позволяет точнее выделять совпадающие события и уменьшает вероятность их наложения.

Сцинтиллятор $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ обладает ещё более быстрым временем высвечивания (16-26 нс). Однако он имеет два существенных недостатка: гигроскопичность и собственный радиоактивный фон, обусловленный присутствием природного радиоактивного изотопа ^{138}La [68]. Кроме того, более высокая плотность LYSO обеспечивает большую вероятность взаимодействия гамма-квантов в чувствительном объёме детектора при одинаковых геометрических размерах кристаллов.

Таким образом, выбор LYSO в качестве сцинтиллятора для проводимого эксперимента обусловлен следующими фактами:

- достаточно быстрое время высвечивания (40 нс);
- высокая плотность, гарантирующая хорошую эффективность регистрации гамма-квантов 478 кэВ;
- негигроскопичность, упрощающая эксплуатацию;
- отсутствие интенсивных собственных гамма-линий непосредственно в области 478–511 кэВ.

4.2 СХЕМА УСТАНОВКИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА

Для апробации предполагаемой методики необходимо было создать установку для получения спектров импульсов, соответствующих энергосодержанию 478 кэВ. Основной экспериментальной проблемой являлось отсутствие мощного источника нейтронов. Поэтому в качестве имитации гамма-линии с энергией 478 кэВ использовался край комптоновского рассеяния, возникающий при рассеянии гамма-квантов с энергией 662 кэВ от источника ^{137}Cs .

Пара детекторов располагалась друг напротив друга и работала в режиме

совпадений. При обратном комптоновском рассеянии гамма-кванта с энергией 662 кэВ в первом детекторе, во втором детекторе регистрировался рассеянный квант с энергией около 184 кэВ. В спектре первого детектора наблюдался пик 478 кэВ. Схема эксперимента показана на рисунке 4.1.

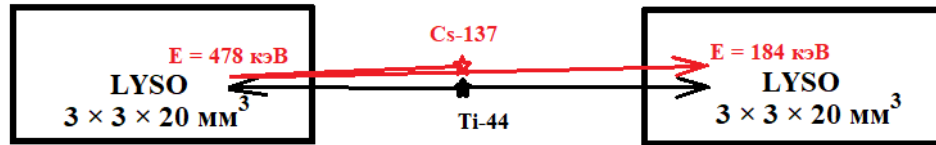


Рисунок 4.1 — Схема расположения детекторов в эксперименте.

В качестве источника аннигиляционных гамма-квантов с энергией 511 кэВ использовался источник ^{44}Ti .

В ходе исследований была использована пара неорганических сцинтилляторов LYSO. Каждый кристалл имел форму параллелепипеда размером $3 \times 3 \times 20 \text{ мм}^3$ и был покрыт диффузным отражателем без корпуса. Для данной детекторной пары применялись кремниевые фотоумножители модели *onsemi fc30035* с чувствительной площадью $3 \times 3 \text{ мм}^2$ и размером ячейки 35 мкм. Регистрация и обработка сигналов осуществлялась с использованием специализированной 32-канальной микросхемы *Petiroc2A* (рисунок 4.2). Были использованы: каналы 1 и 20, быстрые усилители/преобразователи, дискриминаторы временного отклика, аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) и время-цифровой преобразователь (ВЦП).

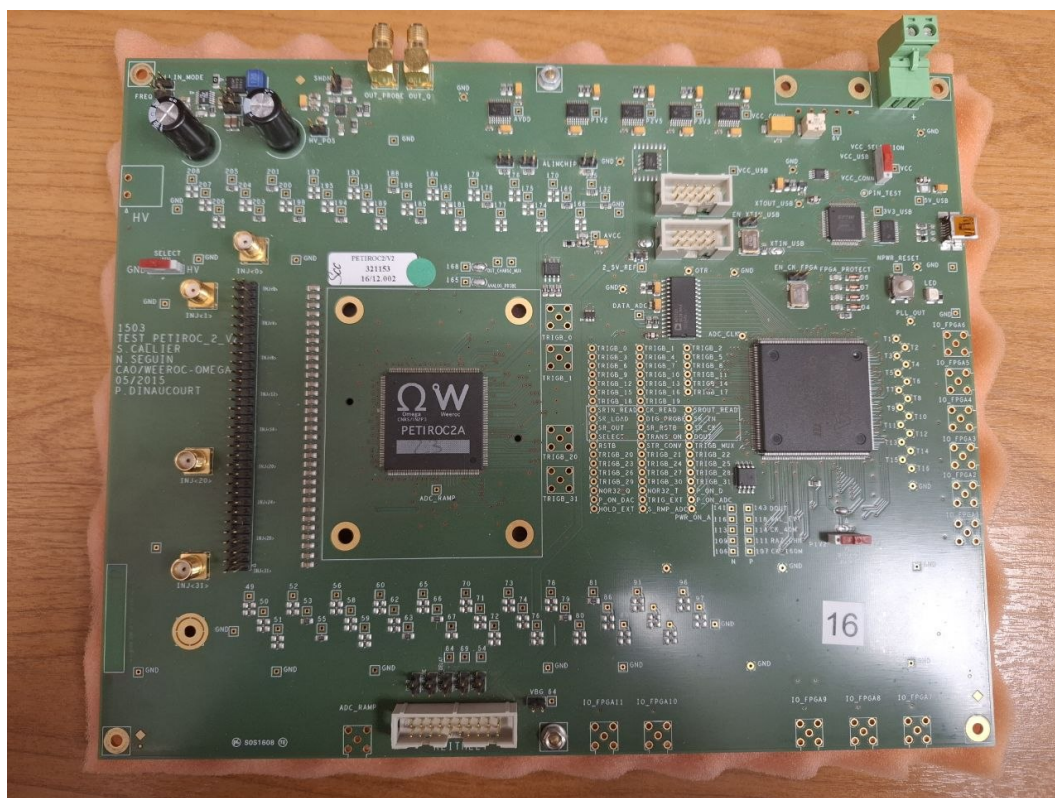


Рисунок 4.2 — Микросхема *Petiroc2A*, используемая для регистрации сигналов от сцинтилляционных детекторов.

Данная микросхема сочетает в себе быстродействующий и малошумящий триггер с высокоточным измерением заряда и времени регистрации, что делает её особенно подходящей для задач временной и энергетической корреляции событий.

4.3 ПОЛУЧЕНИЕ И АНАЛИЗ СПЕКТРОВ

В каждом измерении набор статистики осуществлялся в течение 15 минут. На рисунке 4.3 представлены спектры импульсов от источников ^{137}Cs , ^{44}Ti , их суммарный спектр, а также фон LYSO.

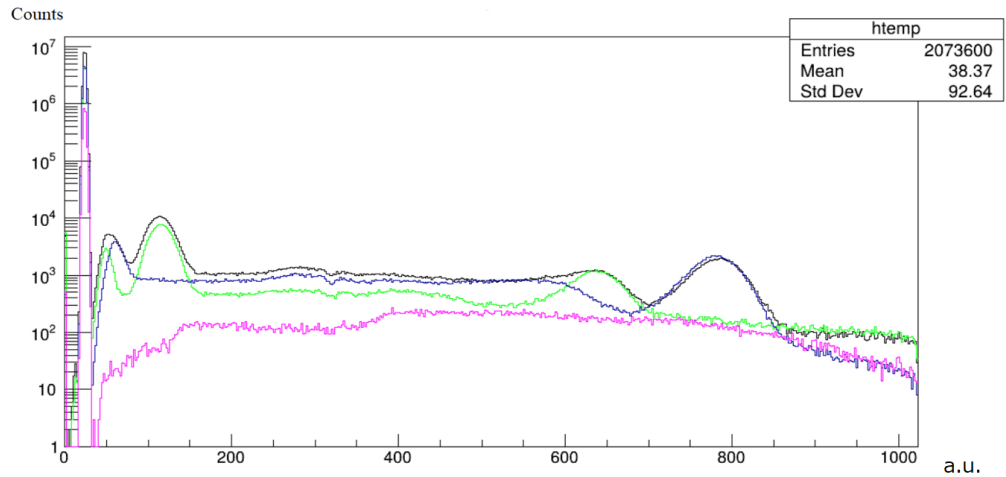


Рисунок 4.3 — Наложенные спектры импульсов от источников ^{137}Cs , ^{44}Ti и их суммарный спектр для пары LYSO–LYSO: чёрным — суммарный спектр, зелёным — спектр ^{44}Ti , синим — спектр ^{137}Cs , розовым — фон LYSO.

С целью проверки корректности метода выделения полезного сигнала с энергией 478 кэВ на фоне аннигиляционного излучения 511 кэВ был проведён анализ на основе вычитания модельного фона.

Из спектра источника ^{137}Cs был выделен пик 478 кэВ. Отбор заряда в диапазоне от 300 до 1000 проводился при условии срабатывания обоих каналов. Выделенный пик представлен на рисунке 4.4. Ввиду малой статистики (341 событие) данный пик 478 кэВ был аппроксимирован функцией Гаусса. Затем функцией GetRandom было сгенерировано 10^4 событий. После этого сгенерированный пик был добавлен к спектру ^{44}Ti . Результат показан на рисунке 4.5.

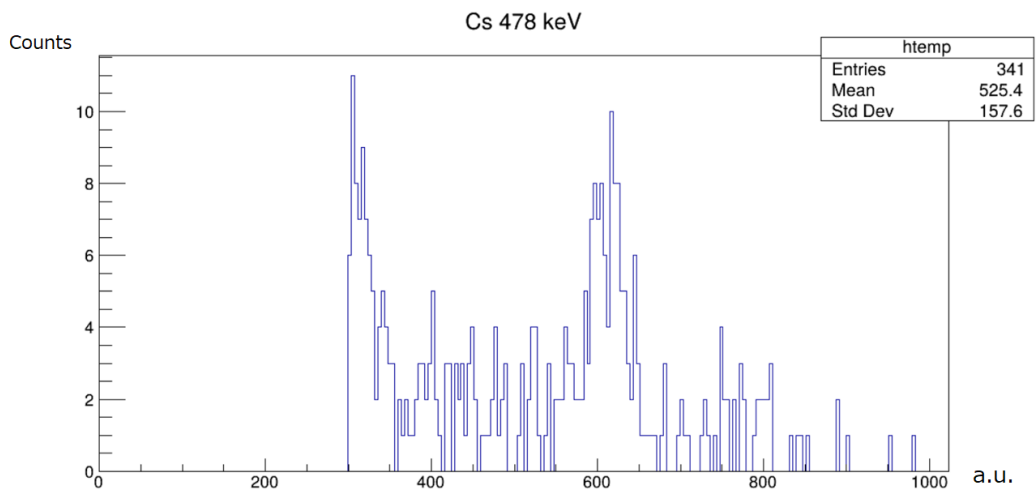


Рисунок 4.4 — Выделенный пик 478 кэВ из спектра ^{137}Cs .

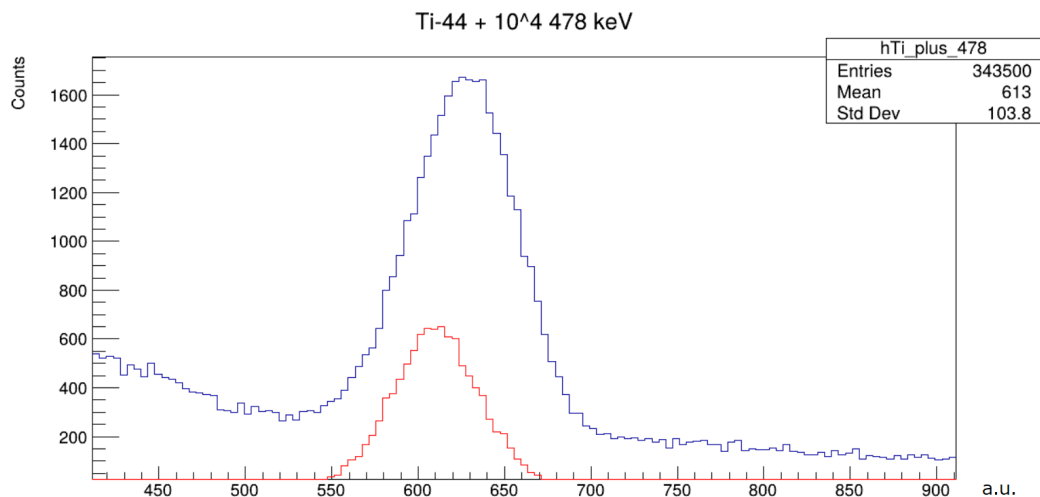


Рисунок 4.5 — Спектр импульсов от источника ^{44}Ti с добавленными 10^4 сгенерированными событиями. Красным цветом показан сгенерированный пик 478 кэВ.

На основе данных спектра импульса ^{44}Ti был построен спектр совпадающих импульсов (показан на рисунке 4.6). Спектр строился на 20 канале при условии срабатывания обоих детекторов. Заряд на первом канале от 30 до 1000. Временное окно: $-1,1 > t_1 - t_2 > -2,8$. На основе полученного спектра был выделен и сгенерирован пик 511 кэВ, соответствующий аннигиляционному гамма-излучению (рисунок 4.7).

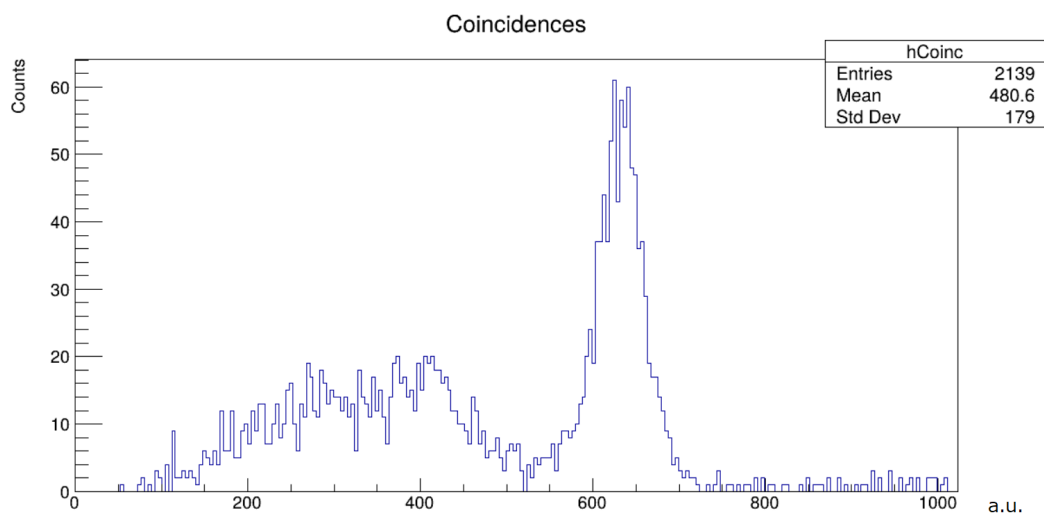


Рисунок 4.6 — Спектр совпадающих импульсов от источника позитронов ^{44}Ti .

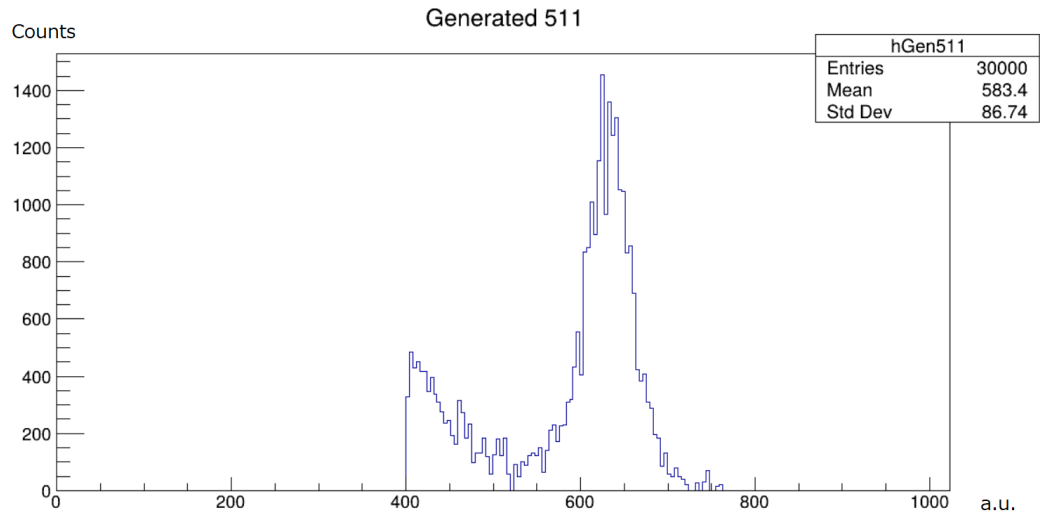


Рисунок 4.7 — Смоделированный пик 511 кэВ.

После вычитания фона LYSO и сгенерированного пика в области 511 кэВ из спектра импульсов ^{44}Ti с добавленными ранее событиями в диапазоне энергий от 400 до 800 кэВ остаётся только пик, соответствующий энергии 478 кэВ. Результат показан на рисунке 4.8.

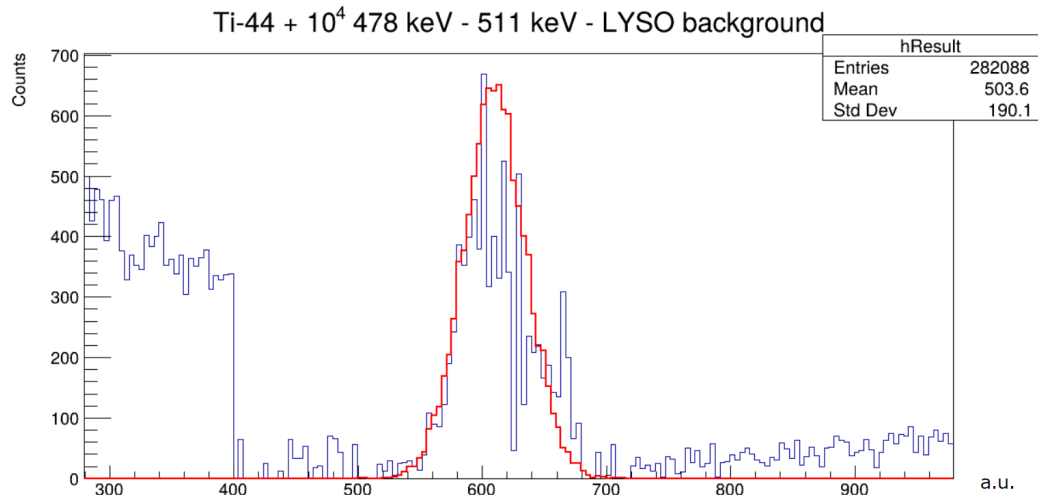


Рисунок 4.8 — Красным - сгенерированные на основе реального распределения импульсов 10^4 событий в области 478 кэВ. Синим - спектр импульсов детектора от источника ^{44}Ti с добавленными 10^4 событиями 478 кэВ и вычтенными событиями в области 511 кэВ и фоном LYSO.

Следует отметить, что разница формы итогового спектра от идеализированной модели объясняется грубостью применённого метода моделирования фона. После вычитания вклада аннигиляционных гамма-квантов с энергией 511 кэВ и фона LYSO число событий в области пика (от 400 до 800 кэВ) уменьшилось до 6490. Таким образом, эффективность метода составляет $64.9 \pm 0.8\%$.

5 ВЫДЕЛЕНИЕ ГАММА-ЛИНИИ 478 КЭВ ОТ ^{11}B НА СЦИНТИЛЛЯЦИОННОМ ДЕТЕКТОРЕ В УСЛОВИЯХ ОБЛУЧЕНИЯ НЕЙТРОНАМИ

5.1 АКТИВАЦИЯ КРИСТАЛЛОВ LYSO ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОНОВ

При использовании сцинтилляционных детекторов на основе LYSO в условиях нейтронного поля БНЗТ необходимо учитывать их поведение при захвате тепловых нейтронов. Природный лютеций, входящий в состав LYSO, содержит 2.6% радиоактивного изотопа ^{176}Lu , период полураспада которого составляет 3.76×10^{10} лет. Сам изотоп ^{176}Lu претерпевает β^- -распад с образованием стабильного ^{176}Hf и гамма-квантов с энергиями 88, 202 и 307 кэВ [69]. Кроме этого ^{176}Lu обладает высоким сечением захвата нейтронов (2000 барн), что приводит к реакции



Образующийся ^{177}Lu является радиоактивным изотопом с периодом полураспада 6.65 суток. В результате β^- -распада, изображённого на рисунке 5.1, он переходит в стабильный ^{177}Hf , сопровождаясь испусканием гамма-квантов с энергиями 208 кэВ (11%), 113 кэВ (6,4%), 321 кэВ (0,22%) [70].

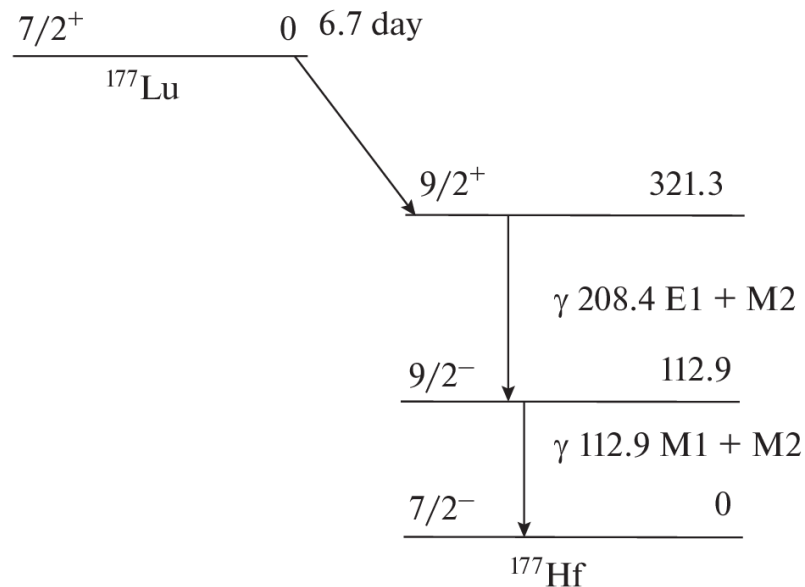


Рисунок 5.1 — Схема β -распада ^{177}Lu .

Следовательно, собственная радиоактивность ^{176}Lu и образование ^{177}Lu могут приводить к появлению дополнительного фона. Это важно учитывать при использовании детекторов на основе LYSO в условиях нейтронного поля БНЗТ.

5.2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для проведения эксперимента использовалась установка на основе сцинтилляционных кристаллов LYSO размером $3 \times 3 \times 20$ мм³ с использованием кремниевых фотоумножителей модели *onsemi fc30035* с чувствительной площадью 3×3 мм² и размером ячейки 35 мкм. Детекторы располагались друг напротив друга в режиме совпадений. Между ними размещался карбид бора и борированный полиэтилен в качестве источников бора. Рядом был поставлен парафиновый замедлитель для замедления нейтронов. Полностью собранная установка представлена на рисунке 5.2. Регистрация и обработка сигналов осуществлялась с помощью 32-канальной микросхемы *Petiroc2A* с использованием каналов 1 и 20.



Рисунок 5.2 — Установка на основе сцинтилляционных детекторов.

Перед началом эксперимента проводилась калибровка шкалы с использованием ^{137}Cs (662 кэВ) и ^{22}Na (511 кэВ). Результат, представленный на рисунке 5.3, подтверждает линейность энергетической шкалы.

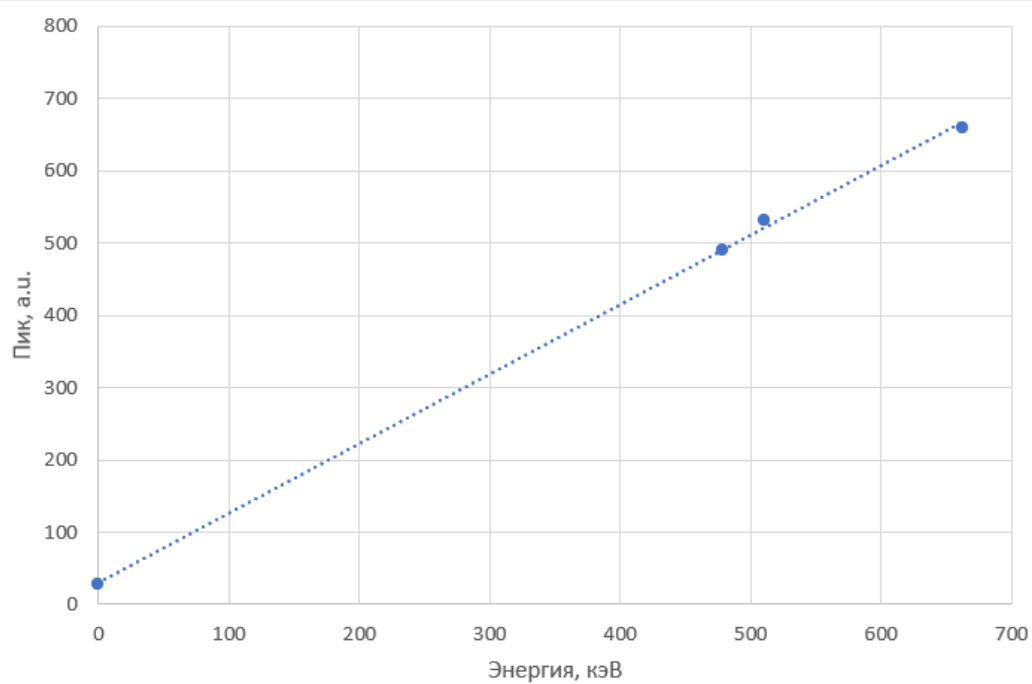


Рисунок 5.3 — Калибровочная зависимость положения пиков от энергии в спектре.

Все измерения проводились в течение 1 часа. Были набраны:

- 1) фон без нейтронного источника (собственный фон LYSO);
- 2) фон позитронного источника ^{22}Na ;
- 3) измерение линии 478 кэВ в нейтронном поле источника Pu-Be;
- 4) измерение линии 478 кэВ в нейтронном поле источника Pu-Be в присутствии ^{22}Na .

Измерение линии 478 кэВ в нейтронном поле источника Pu-Be без позитронного источника использовалось для оценки вклада нейтронного фона, возникающего при взаимодействии нейтронов с водородом, содержащимся в борированном полиэтилене. Данный спектр позволяет отделить эффекты, связанные с нейтронным облучением, от вклада аннигиляционных гамма-квантов источника ^{22}Na . Измерение линии 478 кэВ в нейтронном поле в присутствии позитронного источника позволяют максимально приблизить условия эксперимента к реальным условиям БНЗТ.

5.3 ОБРАБОТКА ДАННЫХ И ВЫДЕЛЕНИЕ СИГНАЛА 478 КЭВ

Для получения чистого сигнала 478 кэВ были рассмотрены два метода получения линии.

Первый способ основан на прямом вычитании измеренных спектров импульсов. Пусть S_{tot} – суммарный спектр (содержит 478 кэВ + 511 кэВ + фон от ^{176}Lu + фон от ^{177}Lu). Тогда спектр чистого сигнала можно записать как:

$$S_{478} = S_{\text{tot}} - S_{511} - S_{\text{LYSO}}, \quad (5.2)$$

где

$$S_{\text{LYSO}} = S_{^{176}\text{Lu}} + S_{^{177}\text{Lu}}. \quad (5.3)$$

Второй способ использует регистрацию совпадений аннигиляционных гамма-квантов. Для этого вводится коэффициент эффективности совпадений

$$\eta_c = \frac{\int N_{\text{Na}} dE}{\int N_{\text{Na}}^{(c)} dE}, \quad (5.4)$$

где N_{Na} — спектр импульсов от источника ^{22}Na , а $N_{\text{Na}}^{(c)}$ — спектр событий, зарегистрированных в режиме совпадений.

Тогда получаем:

$$S_{478}^{(2)} = S_{\text{tot}} - S_{\text{LYSO}} - \eta_c N_c, \quad (5.5)$$

Сначала рассматривался первый способ прямого вычитания. Он основан на идеализированном предположении, что спектр аннигиляционного излучения известен и может быть вычтен из основного спектра. Из спектра источника ^{10}B в нейтронном поле вычитался фон LYSO для получения линии 478 кэВ (рисунок 5.4). Затем из данных спектра импульсов ^{10}B в присутствии нейтронов и в присутствии позитронного источника ^{22}Na был вычтен спектр чистого ^{22}Na (рисунок 5.5). Линии 478 кэВ с обеих гистограмм были аппроксимированы составной функцией, состоящей из экспоненциальной функции и функции Гаусса.

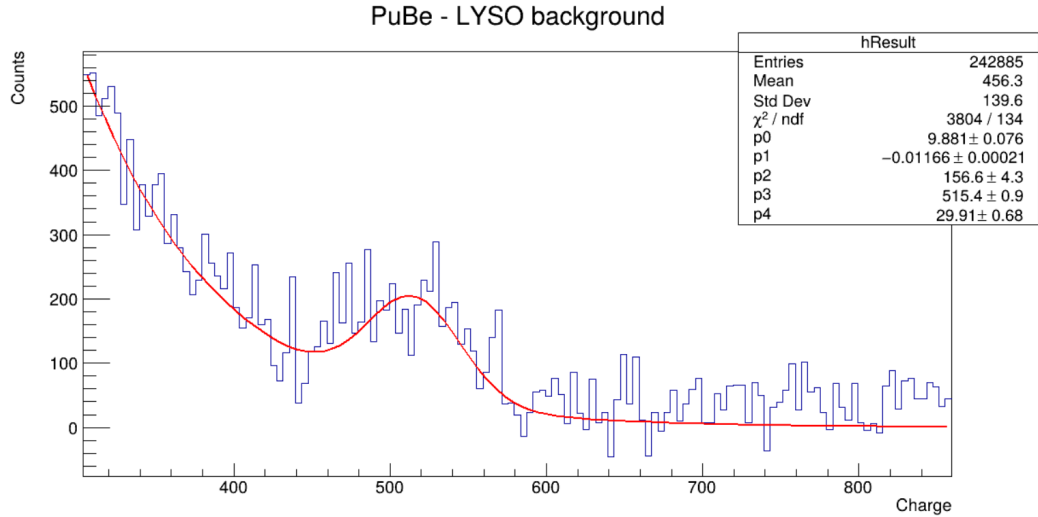


Рисунок 5.4 — Результат вычитания фона LYSO из спектра импульсов ^{10}B в нейтронном поле (без позитронного источника). Красным показана аппроксимация линии 478 кэВ составной функцией.

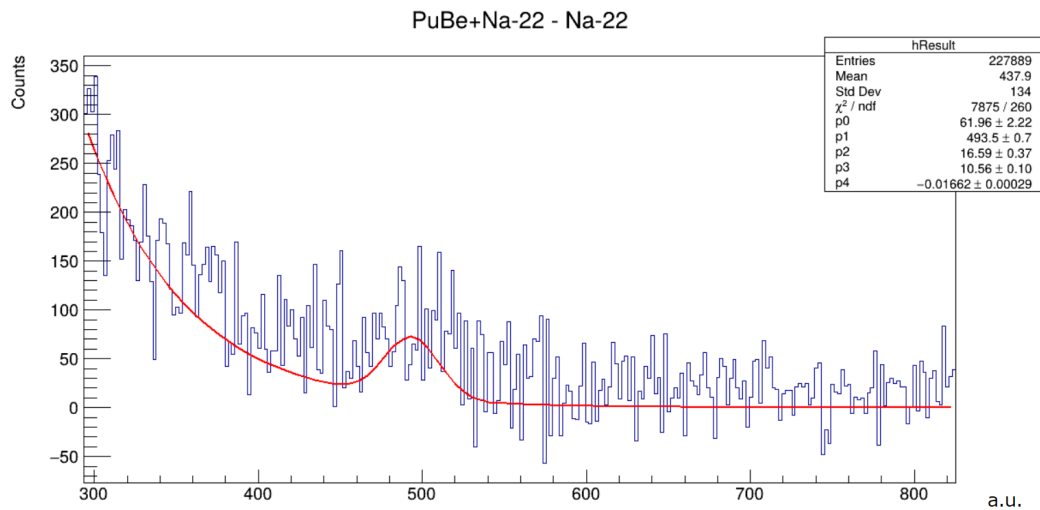


Рисунок 5.5 — Результат вычитания спектра ^{22}Na из спектра импульсов ^{10}B в нейтронном поле в присутствии позитронного источника. Красным показана аппроксимация линии 478 кэВ составной функцией.

В спектре импульсов с нейтронным источником и ^{22}Na после вычитания ^{22}Na наблюдается пик с заниженным значением σ . Это свидетельствует об избыточном вычитании ^{22}Na . Скорее всего, это обусловлено просчётами, связанными с электроникой.

Затем был апробирован второй метод вычитания. Для этого сначала из спектра импульсов ^{10}B в нейтронном поле в присутствии позитронного источника ^{22}Na был построен спектр совпадающих импульсов (рисунок 5.6). Спектр строился при условии срабатывания обоих детекторов с временным окном $2 > t_1 - t_{20} > -2$. Полученное распределение было профитировано функцией, состоящей из двух Гауссов. Аппроксимация двумя Гауссами обусловлена тем, что пик полного поглощения описывается распределением Гаусса, а комптоновский край достаточно было параметризовать.

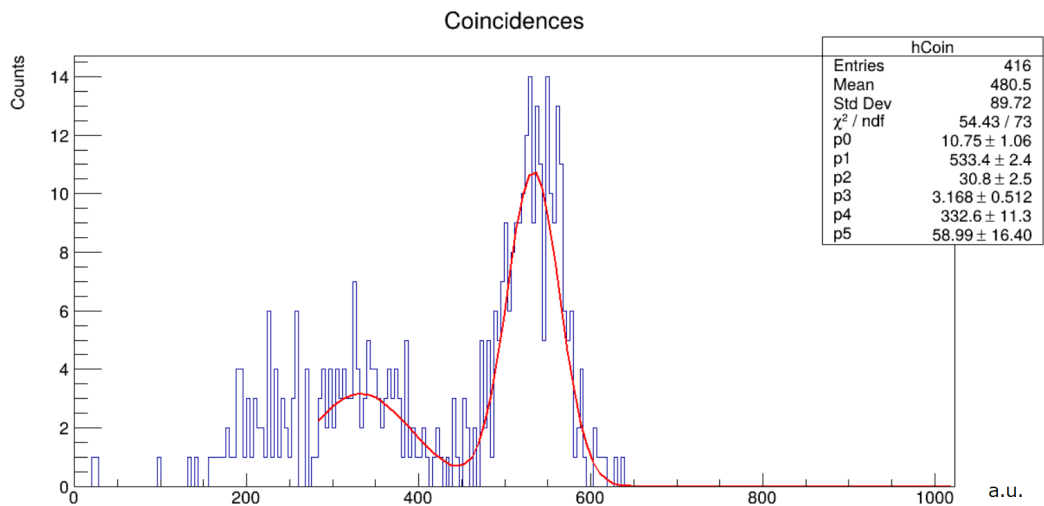


Рисунок 5.6 — Спектр совпадающих импульсов ^{10}B в нейтронном поле в присутствии нейтронного источника. Красной линией показана аппроксимация, состоящая из двух Гауссов.

Затем определялся коэффициент эффективности совпадений η_c . Для этого из спектра совпадений методом подбора получен спектр аннигиляционного излучения. Коэффициент подбирался таким образом, чтобы интеграл пика 511 кэВ после вычитания соответствовал его величине, полученной из прямого вычитания спектров. Подбранное значение составляет $\eta_c = 1,5 \cdot 10^4$. В итоге масштабированный спектр совпадений вычитался вместе с фоном LYSO из спектра с нейтронным источником и ^{22}Na (рисунок 5.7). Интеграл в области линии 478 кэВ составил $7 \cdot 10^3$. Интеграл в этой же области при вычитании фона LYSO из спектра с нейтронным источником равен $5,5 \cdot 10^3$. Сравнение выделения полезного сигнала двумя способами показано на рисунке 5.8. Превышение статистики по сравнению с ожидаемой на 30%.

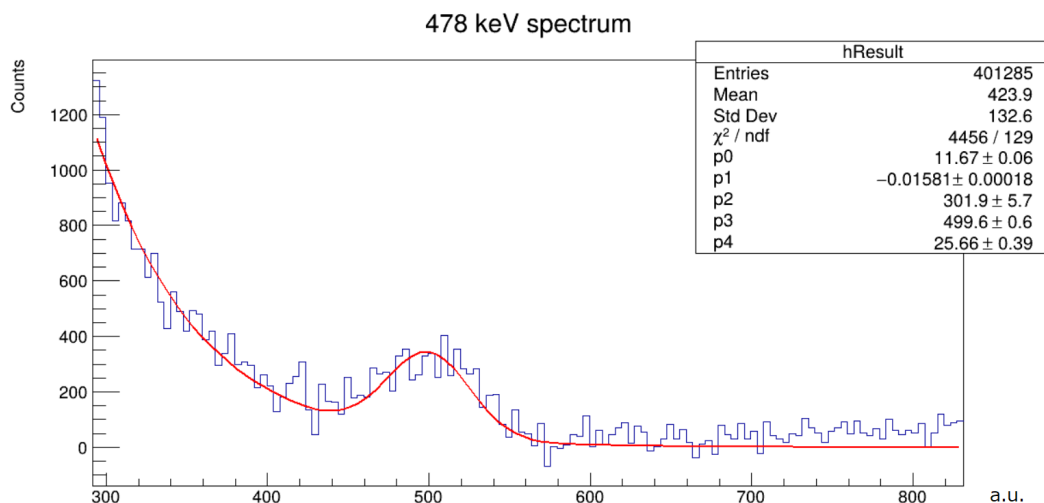


Рисунок 5.7 — Результат вычитания спектра ^{22}Na из спектра импульсов ^{10}B в нейтронном поле в присутствии позитронного источника с учётом коэффициента. Красным показана аппроксимация линии 478 кэВ составной функцией.

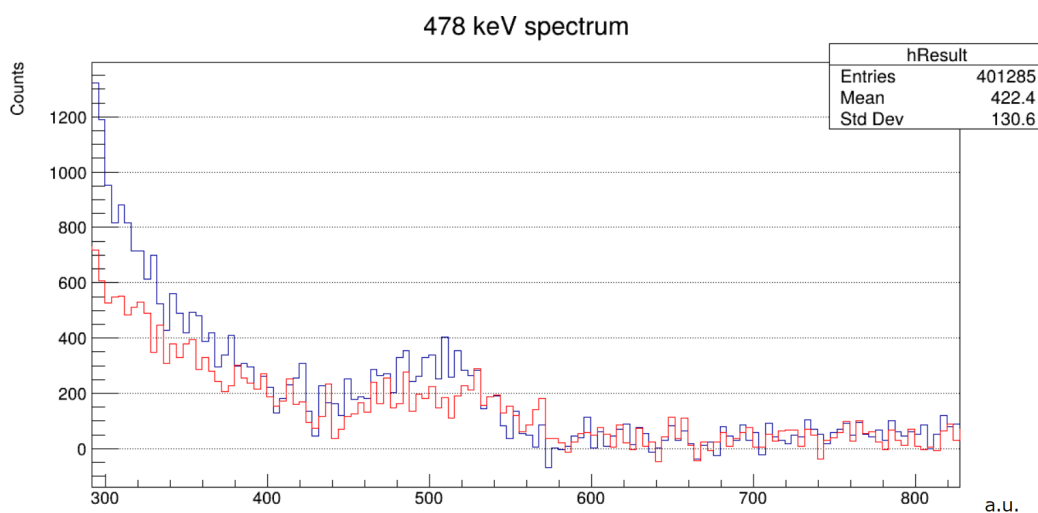


Рисунок 5.8 — Сравнение гистограмм выделения линии 478 кэВ двумя способами вычитания. Красным - результат вычитания фона LYSO из спектра с источником нейтронов, синим - метод вычитания фона с использованием коэффициента.

На рисунке 5.9 показано сравнение гистограмм спектров, из чего видно, что применение методики вычитания аннигиляционного фона позволяет уменьшить вклад линии 511 кэВ. Однако статистические ошибки сильно повышаются из-за сильного собственного фона LYSO.

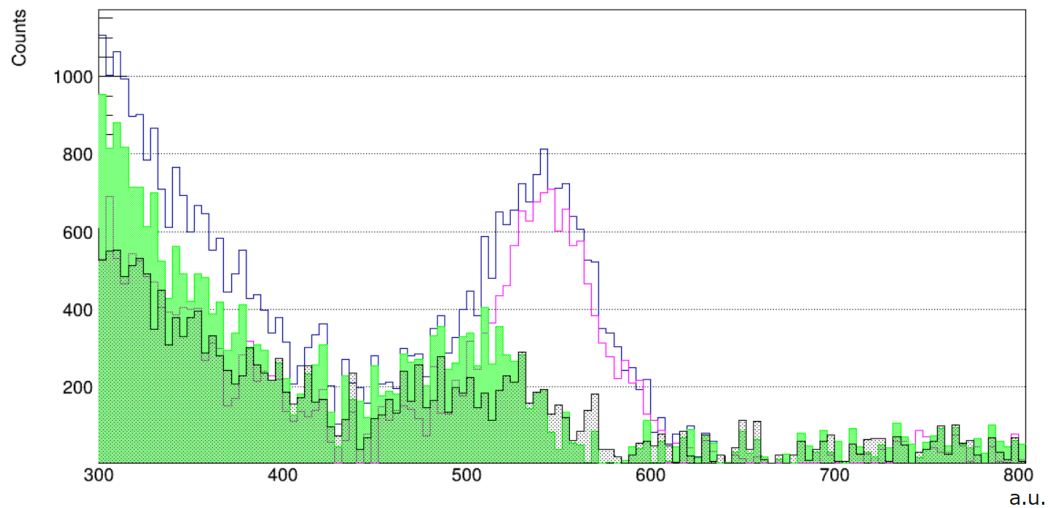


Рисунок 5.9 — Наложенные гистограммы спектров импульсов. Синим - результат вычитания фона LYSO из спектра в нейтронном фоне с позитронным источником, розовым - результат вычитания фона LYSO из ^{22}Na , зелёным - результат полученного спектра импульсов ^{10}B в нейтронном поле в присутствии позитронного источника после вычитания фона LYSO и аннигиляционного излучения с учётом коэффициента эффективности совпадений, чёрным - результат вычитания фона LYSO из спектра с нейтронным источником.

Основная погрешность появляется из-за вклада фона: статистическая погрешность в каждом канале 4 - 5%, каналов в области пика около 100; и ошибки измерения спектра в нейтронном поле без позитронного источника: статистическая ошибка аналогичная. При сложении этих вкладов статистическая погрешность для гистограммы вычитания составляет порядка 11%, предельная статистическая погрешность - 33%. Несмотря на значительную погрешность, полученные результаты согласуются с ожидаемыми значениями в пределах погрешности.

6 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследовалась возможность регистрации линии 478 кэВ на фоне аннигиляционных гамма-квантов 511 кэВ. Были проведены эксперименты с полупроводниковым детектором CZT и сцинтилляционным детектором LYSO-SIPM.

Были рассчитаны оптимальные параметры спектрометрического усилителя и высокого напряжения для работы CZT. Наилучшее энергетическое разрешение на ^{137}Cs составило $2,1\% \pm 0,7\%$. Выделены линии 478 и 511 кэВ при облучении Pu-Be источником. Для них определены энергетические разрешения - 4,0% и 2,0% соответственно. Полученные результаты доказывают возможность разделения таких близких линий полупроводниковым детектором.

Экспериментально показана возможность выделения полезного сигнала 478 кэВ на фоне аннигиляционного излучения 511 кэВ методом вычитания модельного фона с использованием сцинтиллятора LYSO с помощью источника ^{137}Cs . После обработки данных получен пик, соответствующий энергии 478 кэВ. Количество событий после вычитания смоделированного фона уменьшилось до 6490. Эффективность составила $64,9 \pm 0,8\%$.

Затем был проведён эксперимент с борсодержащими веществами. При прямом вычитании линии 511 кэВ из спектра интеграл составил $5,5 \cdot 10^3$. После выделения сигнала 478 кэВ с использованием совпадений аннигиляционных гамма-квантов интеграл в области линии 478 кэВ составил $7 \cdot 10^3$. Получен коэффициент эффективности совпадений $\eta_c = 1,5 \cdot 10^4$. Наблюдается превышение статистики по сравнению с ожидаемой на 30%. Несмотря на это результаты всё же согласуются с ожидаемыми в пределах погрешности.

В итоге полученные результаты показывают возможность применения методики для подавления фона и выделения полезного сигнала 478 кэВ. При работе с сцинтиллятором LYSO необходимо учитывать высокий собственный фон LYSO, из-за чего возможно увеличение статистической погрешности. В дальнейшем можно рассмотреть использование других сцинтилляторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Boron neutron capture therapy of cancer: current status and future prospects / R. F. Barth [и др.] // Clinical cancer research. — 2005. — Т. 11, № 11. — С. 3987—4002.
2. Boron neutron capture therapy for malignant brain tumors / S.-I. Miyatake [и др.] // Neurologia medico-chirurgica. — 2016. — Т. 56, № 7. — С. 361—371.
3. Boron neutron capture therapy: current status and challenges / S. Wang [и др.] // Frontiers in Oncology. — 2022. — Т. 12. — С. 788770.
4. *Barth R. F., Mi P., Yang W.* Boron delivery agents for neutron capture therapy of cancer // Cancer Communications. — 2018. — Т. 38, № 1. — С. 35.
5. Quantitative imaging of 478-keV prompt gamma rays from Boron neutron capture reactions / T. Mizumoto [и др.] // Scientific Reports. — 2025. — Т. 15, № 1. — С. 29310.
6. Boron neutron capture therapy-a literature review / K. Nedunchezian [и др.] // Journal of clinical and diagnostic research: JCDR. — 2016. — Т. 10, № 12. — ZE01.
7. *Sweet W. H.* The uses of nuclear disintegration in the diagnosis and treatment of brain tumor // New England Journal of Medicine. — 1951. — Т. 245, № 23. — С. 875—878.
8. *Statkin D.* A history of Boron neutron capture therapy of brain tumors // Brain. — 1991. — Т. 114. — С. 1609—1629.
9. *Altieri S., Protti N.* A brief review on reactor-based neutron sources for boron neutron capture therapy // Therapeutic Radiology and Oncology. — 2018. — Т. 2.
10. Boron neutron capture therapy (BNCT) in Finland: Technological and physical prospects after 20 years of experiences / S. Savolainen [и др.] // Physica Medica. — 2013. — Т. 29, № 3. — С. 233—248.

11. Effectiveness of BNCT for recurrent head and neck malignancies / I. Kato [и др.] // Applied Radiation and Isotopes. — 2004. — Т. 61, № 5. — С. 1069—1073.
12. The status of Tsukuba BNCT trial: BPA-based boron neutron capture therapy combined with X-ray irradiation / T. Yamamoto [и др.] // Applied Radiation and Isotopes. — 2011. — Т. 69, № 12. — С. 1817—1818.
13. Phase II clinical study of boron neutron capture therapy combined with X-ray radiotherapy/temozolomide in patients with newly diagnosed glioblastoma multiforme—Study design and current status report / S. Kawabata [и др.] // Applied Radiation and Isotopes. — 2011. — Т. 69, № 12. — С. 1796—1799.
14. Boron neutron capture therapy in patients with recurrent head and neck cancers who have no other treatment options. / I. Kato [и др.]. — 2014.
15. From nuclear reactor-based to proton accelerator-based therapy: the Finnish boron neutron capture therapy experience / L. Porra [и др.] // Cancer Biotherapy and Radiopharmaceuticals. — 2023. — Т. 38, № 3. — С. 184—191.
16. The current status and novel advances of boron neutron capture therapy clinical trials / T. Zhou [и др.] // American Journal of Cancer Research. — 2024. — Т. 14, № 2. — С. 429.
17. *Kumada H., Sakae T., Sakurai H.* Current development status of accelerator-based neutron source for boron neutron capture therapy // EPJ Techniques and Instrumentation. — 2023. — Т. 10, № 1. — С. 18.
18. Accelerator-based BNCT for patients with recurrent glioblastoma: a multicenter phase II study / S. Kawabata [и др.] // Neuro-oncology advances. — 2021. — Т. 3, № 1. — vdab067.
19. Evaluation of performance of an accelerator-based BNCT facility for the treatment of different tumor targets / M. S. Herrera [и др.] // Physica Medica. — 2013. — Т. 29, № 5. — С. 436—446.
20. *Blue T. E., Yanch J. C.* Accelerator-based epithermal neutron sources for boron neutron capture therapy of brain tumors // Journal of Neuro-oncology. — 2003. — Т. 62, № 1. — С. 19—31.

21. Accelerator neutron sources for BNCT: Current status and some pointers for future development / S. Green [и др.] // Applied Radiation and Isotopes. — 2025. — Т. 217. — С. 111656.
22. *Macías M., Fernández B., Praena J.* New data for the definition of neutron beams for Boron Neutron capture therapy // Radiation Physics and Chemistry. — 2021. — Т. 185. — С. 109474.
23. *Xiaowen Z., Yuanrong L., Kun Z.* Multiphysics Analysis of the 2.5 MeV BNCT RFQ Accelerator. — 2016. — arXiv: [1609.06013](https://arxiv.org/abs/1609.06013) [[physics.acc-ph](https://arxiv.org/archive/physics)].
24. ^9Be (d, n) ^{10}B -based neutron sources for BNCT / M. E. Capoulat [и др.] // Applied radiation and isotopes. — 2014. — Т. 88. — С. 190—194.
25. BSA optimization and dosimetric assessment for an electron linac based BNCT of deep-seated brain tumors / F. Torabi [и др.] // Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. — 2014. — Т. 300, № 3. — С. 1167—1174.
26. A method for delivering the required neutron fluence in an accelerator-based boron neutron capture therapy system employing a lithium target / S. Nakamura [и др.] // Scientific Reports. — 2024. — Т. 14, № 1. — С. 11253.
27. Current development status of iBNCT001, demonstrator of a LINAC-based neutron source for BNCT / H. Kumada [и др.] // Journal of Neutron Research. — 2022. — Т. 24, № 3/4. — С. 347—358.
28. Развитие ускорительного источника нейтронов VITA / М. Бикчурина [и др.] // Письма в ЭЧАЯ. — 2025. — Т. 22, № 4.
29. An accelerator-based epithermal photoneutron source for BNCT / D. W. Nigg [и др.] // Cancer Neutron Capture Therapy. — Springer, 1996. — С. 425—430.
30. *Levin V., Andreo P., Dodd B.* Current Status of Neutron Capture Therapy (TD-1223). — International Atomic Energy Agency, 2001.
31. *Leung K.-N.* Compact neutron generator for BNCT // Neutron Capture Therapy: Principles and Applications. — Springer, 2025. — С. 65—77.
32. Experimental study on the performance of an epithermal neutron flux monitor for BNCT / X. Guan [и др.] // Applied Radiation and Isotopes. — 2016. — Т. 113. — С. 28—32.

33. Prompt gamma-ray imaging in realistic background conditions of a boron neutron capture therapy facility / A. Caracciolo [и др.] // Scientific Reports. — 2025. — Т. 15, № 1. — С. 18626.
34. Application of the prompt γ -ray spectroscopy in the boron neutron capture therapy of pets / V. D. Maltseva [и др.] // Applied Radiation and Isotopes. — 2026. — С. 112648.
35. Preliminary characterization of a CdZnTe photon detector for BNCT-SPECT / S. Fatemi [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2018. — Т. 903. — С. 134–139.
36. Prompt gamma and neutron detection in BNCT utilizing a CdTe detector / A. Winkler [и др.] // Applied Radiation and Isotopes. — 2015. — Т. 106. — С. 139–144.
37. Experimental study on Compton camera for boron neutron capture therapy applications / M. Sakai [и др.] // Scientific Reports. — 2023. — Т. 13.
38. *Khimmatov I., Ulin S.* Use of a xenon gamma spectrometer for dosimetry in boron-neutron capture therapy // Physics of Atomic Nuclei. — 2024. — Т. 87, № 5. — С. 620–624.
39. *Khimmatov I., Ulin S.* Determination of the dose load in neutron capture therapy using a xenon gamma-ray spectrometer // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. — 2025. — Т. 52, № 4. — С. 179–184.
40. Prospects of Using a Xenon Gamma Spectrometer in Boron Neutron Capture Therapy on the Medical Beam of the IRT MEPHI Research Reactor / I. Khimmatov [и др.] // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. — 2025. — Т. 52, № 9. — С. 466–473.
41. The potential of the i-TED Compton camera array for real-time boron imaging and determination during treatments in Boron Neutron Capture Therapy / P. Torres-Sanchez [и др.] // Applied Radiation and Isotopes. — 2025. — Т. 217. — С. 111649.
42. First pilot tests of Compton imaging and boron concentration measurements in BNCT using i-TED / J. Lerendegui-Marco [и др.] // Applied Radiation and Isotopes. — 2025. — Т. 225. — С. 112009.

43. Design and Validation of a SPECT Prototype for Treatment Monitoring in BNCT and First Experimental Tomographic Results / T. Ferri [и др.] // IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences. — 2025.
44. MRI and ^{18}F -BPA PET-guided targeting in boron neutron capture therapy / C.-R. Hu [и др.] // Scientific Reports. — 2025. — Т. 15, № 1. — С. 31285.
45. The role of radiolabeling in BNCT tracers for enhanced dosimetry and treatment planning / S. Mushtaq [и др.] // Theranostics. — 2023. — Т. 13, № 15. — С. 5247.
46. Tomographic image of prompt gamma ray from boron neutron capture therapy: a Monte Carlo simulation study / D.-K. Yoon [и др.] // Applied Physics Letters. — 2014. — Т. 104, № 8.
47. *Conti M., Bendriem B.* The new opportunities for high time resolution clinical TOF PET // Clinical and Translational Imaging. — 2019. — Т. 7, № 2. — С. 139—147.
48. *Spanoudaki V. C., Levin C. S.* Photo-detectors for time of flight positron emission tomography (ToF-PET) // Sensors. — 2010. — Т. 10, № 11. — С. 10484—10505.
49. A time-based double-sided readout concept of 100 mm LYSO: Ce, Ca fibres for future axial TOF-PET / K. Weindel [и др.] // EJNMMI physics. — 2023. — Т. 10, № 1. — С. 43.
50. Coincidence time resolution of radiation detector based on $6 \times 6 \text{ mm}^2$ ToF SiPM detectors with different readout schemes / C. Li [и др.] // Frontiers in Physics. — 2023. — Т. 11. — С. 1050234.
51. Comparative timing measurements of LYSO and LFS to achieve the best time resolution for TOF-PET / K. Doroud [и др.] // 2014 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC). — IEEE. 2014. — С. 1—4.
52. Ultra precise timing with SiPM-based TOF PET scintillation detectors / S. Seifert [и др.] // 2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC). — IEEE. 2009. — С. 2329—2333.

53. Crystal surface and reflector optimization for the SiPM-based dual-ended readout TOF-DOI PET detector / H. G. Kang [и др.] // Biomedical Physics & Engineering Express. — 2020. — Т. 6, № 6. — С. 065028.
54. Studies on the Cherenkov effect for improved time resolution of TOF-PET / S. Brunner [и др.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2013. — Т. 61, № 1. — С. 443—447.
55. *Cates J. W., Levin C. S.* Evaluation of a clinical TOF-PET detector design that achieves ≤ 100 ps coincidence time resolution // Physics in Medicine & Biology. — 2018. — Т. 63, № 11. — С. 115011.
56. Study on Timing Performance of a Readout Circuit for SiPM / L. Wang [и др.] // arXiv preprint arXiv:1806.02497. — 2018.
57. Characterization of TOF-PET detectors based on monolithic blocks and ASIC-readout / E. Lamprou [и др.] // arXiv preprint arXiv:1806.08715. — 2018.
58. Evaluation of the PETsys TOFPET2 ASIC in multi-channel coincidence experiments V. Nadig [и др.] // EJNMMI physics. — 2021. — Т. 8, № 1. — С. 30.
59. 16-channel SiPM high-frequency readout with time-over-threshold discrimination for ultrafast time-of-flight applications / V. Nadig [и др.] // EJNMMI physics. — 2023. — Т. 10, № 1. — С. 76.
60. *Surti S., Karp J. S.* Update on latest advances in time-of-flight PET // Physica Medica. — 2020. — Т. 80. — С. 251—258.
61. Evaluation of the energy resolution of a prompt gamma-ray imaging detector using LaBr₃ (Ce) scintillator and 8×8 array MPPC for an animal study of BNCT / K. Okazaki [и др.] // Applied Radiation and Isotopes. — 2020. — Т. 163. — С. 109214.
62. A new detector concept based on the prompt gamma radiation analysis for In vivo boron monitoring in BNCT / M. Silarski [и др.] // Radiation Protection Dosimetry. — 2023. — Т. 199, № 15/16. — С. 1932—1936.
63. Therapy region monitoring based on PET using 478 keV single prompt gamma ray during BNCT: A Monte Carlo simulation study / J.-Y. Jung [и др.] // Physica Medica. — 2016. — Т. 32, № 4. — С. 562—567.

64. PET Prototype Based on Scintillation Detectors GAGG-SiPM Coupled to 32-Channel Petiroc2A Chip / F. Dubinin [и др.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. — 2024. — Т. 21, № 4. — С. 715—718.
65. The performance of a planar CdZnTe thermal neutron detector / Y. Xiang [и др.] // Radiation Measurements. — 2025. — С. 107514.
66. *Spanoudaki V. C., Levin C. S.* Photo-detectors for time of flight positron emission tomography (ToF-PET) // Sensors. — 2010. — Т. 10, № 11. — С. 10484—10505.
67. Optically stimulated luminescence in state-of-the-art LYSO: Ce scintillators enables high spatial resolution 3D dose imaging / M. Jensen [и др.]. — 2022.
68. Experimental validation of a spectroscopic gamma-ray detector based on a LaBr3 scintillator towards real-time dose monitoring in BNCT / A. Caracciolo [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2022. — Т. 1041. — С. 167409.
69. Understanding the intrinsic radioactivity energy spectrum from ^{176}Lu in LYSO/LSC scintillation crystals / H. Alva-Sánchez [и др.] // Scientific reports. — 2018. — Т. 8, № 1. — С. 17310.
70. Study of the Medical Isotope ^{177}Lu Production in Photonuclear Reactions on ^{178}Hf -Enriched Targets / M. Zheltonozhskaya [и др.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. — 2023. — Т. 20, № 6. — С. 1433—1437.