

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 539.1.07

**ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

**РАЗРАБОТКА СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА ДЛЯ
ДЕТЕКТИРОВАНИЯ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО**

Студент _____ Р. Р. Биктимиров

Научный руководитель _____ Д. В. Попов

Москва 2025

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Детектирование реакторных антинейтрино	7
1.1 Регистрация частиц в органических сцинтилляторах	10
1.1.1 Регистрация заряженных частиц	10
1.1.2 Регистрация гамма-квантов	13
1.1.3 Регистрация нейтронов	16
1.2 Спектрометрические характеристики сцинтилляторов	17
1.2.1 Детектирование фотонов сцинтилляции	17
1.2.2 Разрешение детектора	18
1.2.3 Неоднородность светособирания	19
2 Разработка спектрометра	21
2.1 Линейность электроники	22
2.2 Разработка конструкции модуля	23
2.3 Подбор оптимальной конфигурации модулей	26
2.4 Итоговые результаты	31
2.4.1 Режим max коэффициента усиления ФЭУ	31
2.4.2 Режим выравненных откликов	32
Заключение	39
Список использованных источников	40

ВВЕДЕНИЕ

В современной физике элементарных частиц основополагающей теоретической моделью, описывающей частицы и их взаимодействия между друг другом, является Стандартная модель (СМ). Несмотря на успехи (предсказание W^\pm - и Z^0 -бозонов, нейтральных и заряженных токов, описание динамического приобретения масс частицами и т. д.), СМ не отвечает на ряд вопросов (барионная асимметрия Вселенной, существование частиц темной материи, массовая иерархия фундаментальных фермионов, наличие масс у нейтрино и др.), поэтому возникает необходимость в ее расширении. Для решения этих проблем следует проводить эксперименты, затрагивающие малоизученные аспекты физики элементарных частиц, а также разрабатывать теоретические модели, которые будут как согласовываться с новыми экспериментальными данными, так и не противоречить старым. Таким образом, для развития физики элементарных частиц нужно расширить СМ и перейти к построению новой физики.

Физика нейтрино включает в себя множество различных разделов и охватывает широкий диапазон энергий (реликтовые нейтрино: 10^{-5} – 10^{-3} эВ; солнечные нейтрино: 0.1–20 МэВ; реакторные нейтрино: от 0 до 8 МэВ; ускорительные нейтрино: 1–100 ГэВ; атмосферные нейтрино: 1 ГэВ – 100 ТэВ; космические нейтрино: от сотен ТэВ до сотен ПэВ), что позволяет рассматривать ее как одно из возможных направлений для проложения новой физики. Отдельно стоит выделить физику реакторных антинейтрино, которая на всем протяжении своего существования играет важную роль в нашем понимании устройства Природы. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ по физике реакторных антинейтрино уже показали свою состоятельность и имеют возможность найти ответы на вопросы, которые не могут быть объяснены в рамках СМ:

1) *Существование нейтрино.*

В 1956 г. в опытах Райнеса и Коуэна в *Savannah River Site* по реакции обратного β -распада было экспериментально подтверждено су-

ществование (анти)нейтрино [1–4].

2) *Осцилляции нейтрино.*

В 2003 г. детектором KamLAND [5] впервые на реакторном эксперименте обнаружены осцилляции нейтрино и измерен параметр смешивания Δm_{12}^2 ; в 2012 г. три эксперимента — Double Chooz [6], RENO [7] и Daya Bay [8] — объявили о том, что угол смешивания θ_{13} отличен от нуля (наиболее точно θ_{13} определили коллаборации Daya Bay и RENO), что позволило продвинуться вперед ускорительным нейтринным экспериментам.

3) *Определение массовой иерархии.*

Прецизионное измерение всех недиагональных элементов матрицы Понтекорво — Маки — Накагава — Саката, описывающих осцилляции нейтрино, позволит ответить на вопрос о массовой иерархии нейтрино. С целью получения этого ответа создан детектор JUNO [9–11]. Начало его физического набора данных запланировано на осень этого года.

4) *Поиски новой физики.*

Поиски новой физики в реакторных экспериментах, в первую очередь, связаны с двумя аномалиями:

- Реакторная антинейтринная аномалия (RAA): RAA появилась в 2011 г. [12] в результате переоценки теоретических расчетов потока реакторных антинейтрино, выполненной Huber [13] и группой под руководством Mueller [14] (модель Huber — Mueller). Она заключается в дефиците экспериментально определенной интенсивности потока в сравнении с обновленными теоретическими данными. В качестве одного из возможных объяснений данного отклонения была рассмотрена гипотеза об осцилляции нейтрино в стерильное состояние. Однако в последнее время ряд новых экспериментов опровергает гипотезу стерильного нейтрино в рамках RAA (DANSS [15], STEREO [16], PROSPECT [17]) и ставит под вопрос корректность модели Huber — Mueller и существование самой RAA (ряд работ «Курчатовского института» [18; 19]).

- «Bump effect»: она состоит в локальном 10% превышении формы экспериментального спектра антинейтрино над теоретическим в области от 5 МэВ до 7 МэВ [20–23]. Вопрос о происхождении этой аномалии на данный момент остается открытым.

В 1970-х гг., работая над исследованиями, направленными на изучение процессов образования нейтрино в ядерном реакторе (для получения прецизионных результатов фундаментальных исследований), сотрудники Курчатовского института обнаружили, что можно решать и "обратную" к этой задаче: по результатам реакторных антинейтринных экспериментов получать данные о процессах, происходящих внутри ядерного реактора [24; 25]. Между тем, сведения о этих процессах представляют собой большую практическую ценность. С помощью данного предложенного метода можно проводить контроль за процессами, протекающими во всех типах ядерных реакторов: проводить оценку мощности реактора, отслеживать выгорание топлива, а также отслеживать накопленный к концу кампании реактора Pu (рассмотрено в ряде работ [26–28]), который может быть в дальнейшем извлечен для использования при создании других реакторов или ядерного оружия. Данные обстоятельства породили новое направление физики реакторных антинейтрино — ПРИКЛАДНОЕ (детектор IDREAM [29], эксперимент Nucifer [30]). Рассмотрим детальнее решение вышеописанных задач.

1) Оценка мощности реактора.

При одном акте деления в реакторе выделяется энергия ~ 200 МэВ и в среднем образуется 6 антинейтрино, что позволяет, измеряя поток антинейтрино, определять количество актов деления в единицу времени и, как следствие, тепловую мощность. Впервые измерения, подтвердившие возможность оценки тепловой мощности реактора по измерению потока антинейтрино, были проведены в нейтринной лаборатории на Ровенской АЭС [31].

2) Определение состава активной зоны реактора.

Сложнее обстоит вопрос с определением состава активной зоны реактора: природное урановое топливо содержит делящиеся ядра ^{235}U , а также сырьё ^{238}U , способное при захвате нейтрона образовывать изотопы плутония (^{239}Pu и ^{241}Pu), которые тоже претерпевают деления, внося вклад в выработку энергии. Поэтому для определения

состава топлива нужно различать спектры от всех этих компонент. Впервые отличие энергетических спектров антинейтрино от разных делящихся изотопов было показано в [32].

В настоящее время с целью проведения как фундаментальных, так и прикладных исследований в области реакторных антинейтрино в мире активно развивается направление модульных детекторов (эксперимент PANDA [33], MiniCHANDLER [34]). Такие работы осуществляются и в России: совместными усилиями сотрудников НИЦ «Курчатовский институт» и НИЯУ МИФИ ведется разработка детектора, состоящего из отдельных модулей (см. рис. 1), каждый из которых является независимым сцинтилляционным спектрометром. Спектрометр представляет собой пластиковый сцинтиллятор размерами (70 × 5 × 5) см, выполненный из полистирола со спектросмещающими добавками: п-терфенил сцинтилляционный и 1,4-Ди-(5-фенил-2-оксазоллил)бензол (ПОПОП), сигнал с которого снимается вакуумными ФЭУ с эффективным диаметром фотокатода 4.65 см. На этапе начала данной работы имеется набор из 9 пластиковых сцинтилляторов и 18 ФЭУ с известными спектрометрическими характеристиками.

Целью данной работы является разработка сцинтилляционного спектрометра для детектирования реакторных антинейтрино. Для достижения поставленной цели необходимо решить ряд **задач**:

- 1) Подобрать напряжения питания ФЭУ для выравнивания откликов спектрометров;
- 2) Определить основные спектрометрические характеристики в данной конфигурации;
- 3) Проверить применимость метода одновременного суммирования сигналов со всех модулей с точки зрения спектрометрии.

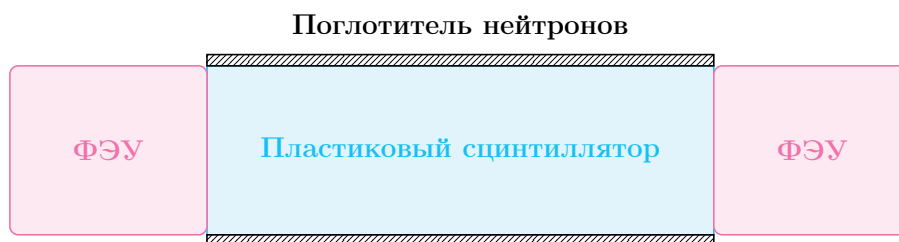


Рисунок 1 — Функциональный вид модуля разрабатываемого детектора реакторных антинейтрино (реальные размеры не соблюдены). Сцинтиллятор для улучшения светособирания и достижения минимальной неоднородности обернут в слой диффузного отражателя (на рисунке не отмечено).

1. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

В ходе одного акта деления в ядерном реакторе за счет цепочки β -распадов в среднем образуется 6 электронных антинейтрино $\bar{\nu}_e$ с энергиями, лежащими в диапазоне от 0 до 8 МэВ. Основной вклад ($\sim 97\%$ [35]) в рождение $\bar{\nu}_e$ в ядерном реакторе вносят 4 делящихся изотопа: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu (см. таб. 1.1). Для детектирования $\bar{\nu}_e$ широкое распространение получил метод, основанный на реакции обратного бета-распада (ОБР) — процесса взаимодействия антинейтрино и ядерно-свободного протона (ядра водорода) с последующим образованием нейтрона и позитрона:



ОБР обладает двумя достоинствами: удобством регистрации (см. рис. 1.1) и относительно (других реакций) большим сечением взаимодействия с веществом¹ (см. таб. 1.2).

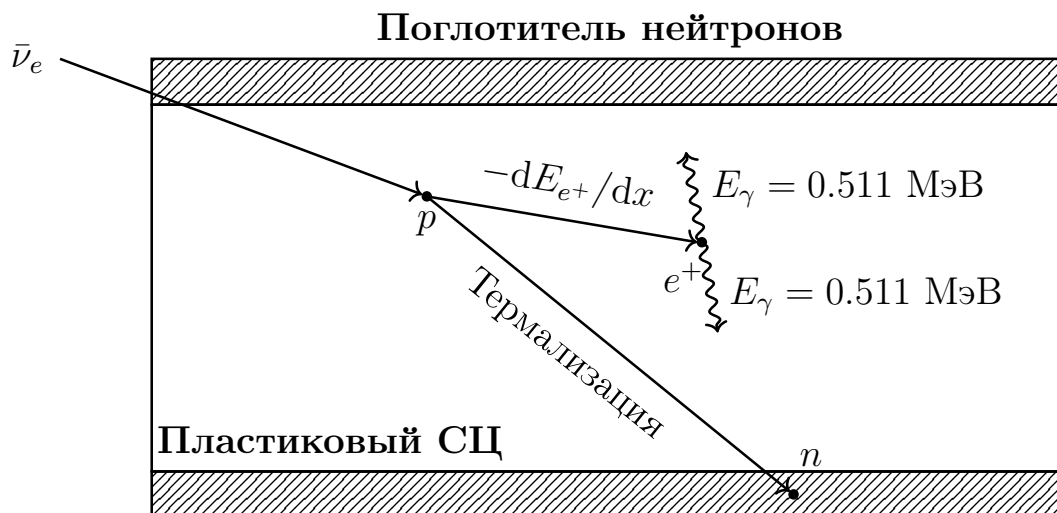


Рисунок 1.1 — Функциональная схема реакции ОБР.

¹По величине сечения реакция ОБР уступает лишь упругому когерентному рассеянию нейтрино (УКРН) на ядрах (начиная с $N = 3$), однако регистрация УКРН сопряжена с очень большими техническими сложностями.

Сечение реакции ОБР крайне мало, поэтому для обеспечения приемлемой статистики необходим большой объем рабочего вещества, содержащего ядра водорода. Довольно часто с этой целью используют органические сцинтилляторы, которые можно использовать как цельный детектор (жидкие органические сцинтилляторы), так и составной детектор (пластиковые органические сцинтилляторы).

Для идентификации реакции ОБР используется метод задержанных совпадений (см. рис. 1.1): 1) регистрируется сигнал от позитрона, в котором содержится информация о потерянной позитроном кинетической энергии в веществе T_{e^+} и энергии от двух аннигиляционных γ -квантов с энергией каждого $E_\gamma = 0.511$ МэВ; 2) регистрируется сигнал от замедленного до теплового нейтрона², данный сигнал выступает в роли идентификатора событий ОБР. Между приходом сигналов от позитрона и нейтрона проходит время, необходимое для термализации нейтрона, зависящее от характеристик замедлителя и поглотителя (обычно порядка нескольких микросекунд).

После регистрации реакции ОБР из законов сохранения энергии и импульса восстанавливается энергия антинейтрино $E_{\bar{\nu}_e}$:

$$E_{\bar{\nu}_e} + E_p = E_n + E_{e^+}. \quad (1.2)$$

где $E_{e^+} = E_{\text{vis}} - m_{e^-}$, E_{vis} — непосредственно регистрируемая энергия на эксперименте; $E_p = m_p$ (в системе покоя протона); $E_n \approx m_n$ (пренебрегаем энергией отдачи нейтрона³). Следовательно, опираясь на 1.2, энергия антинейтрино связана с E_{vis} следующим соотношением:

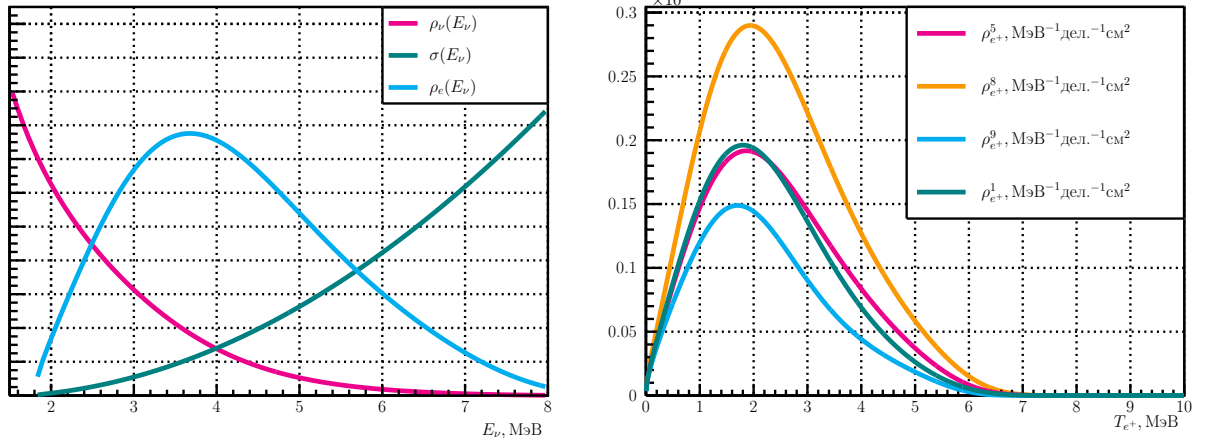
$$E_{\bar{\nu}_e} \approx E_{\text{vis}} + (m_n - m_p - m_{e^-}) \approx E_{\text{vis}} + 0.782 \text{ МэВ}.$$

Линейная связь $E_{\bar{\nu}_e}$ с E_{e^+} позволяет относительно просто восстанавливать энергии антинейтрино по полученным энергиям позитронов (см. рис. 1.2):

$$E_{\bar{\nu}_e} \approx E_{e^+} + 1.293 \text{ МэВ}.$$

²Регистрируется продукт(-ы) реакции захвата нейтрона на поглотителе, а не сам нейтрон (см. подраздел 1.1.3).

³Малость энергии отдачи нейтрона следует из кинематического рассмотрения реакции ОБР.



а)

б)

Рисунок 1.2 — а) Функциональный вид зависимости сечения ОБР от энергии $\bar{\nu}_e$ (бирюзовая линия), функциональный вид кумулятивного спектра $\bar{\nu}_e$ (розовая линия) и функциональный вид спектра позитронов ОБР (голубая линия) (спектры отложены в единицах энергии $\bar{\nu}_e$). б) Спектры позитронов ОБР (порождаемые кумулятивными спектрами антинейтрино по модели КИ [19]) продуктов деления i -ого изотопа «в момент рождения», нормированные на одно деление i -ого изотопа: $\rho_{e^+}^5$, $\rho_{e^+}^8$, $\rho_{e^+}^9$, $\rho_{e^+}^1$ соответствуют ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu соответственно.

Таблица 1.1 — Основные характеристики для изотопов ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu в промышленном ядерном реакторе типа ВВЭР: среднее значение сечения деления каждого изотопа тепловыми нейтронами; средняя доля деления каждого изотопа; среднее значение тепловой энергии, выделяемой при одном акте деления каждого изотопа [36].

Изотоп	Процесс "происхождения" в ядерном топливе	$\sigma_{\text{дел}}$ (барн)	Доля деления (%)	Энергия на одно деление (МэВ/деление)
^{235}U	Обогащение природного U	531	58	201.9 ± 0.4
^{238}U	Природное содержание	—	8	204.9 ± 0.5
^{239}Pu	$^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}(\beta^-)^{239}\text{Np}(\beta^-)^{239}\text{Pu}$	750	29	210.6 ± 0.4
^{241}Pu	$^{239}\text{Pu}(n, \gamma)^{240}\text{Pu}(n, \gamma)^{241}\text{Pu}$	1010	5	213.1 ± 0.5

Таблица 1.2 — Различные методы детектирования реакторных $\bar{\nu}_e$ [37]. СС (NC) обозначает взаимодействие по заряженному току (нейтральному току). Сечение усреднено по всему спектру энергии $\bar{\nu}_e$. N и Z — число нейтронов и протонов в ядре рабочего вещества соответственно. Для этих оценок предполагается, что доли деления составляют 58%, 29%, 8% и 5% для ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu соответственно.

Реакция	Тип взаимодействия	Сечение реакции (10^{-44} см ² /деление)	Порог (МэВ)
$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$	СС	~ 63	1.8
$\bar{\nu}_e + d \rightarrow n + n + e^+$	СС	~ 1.1	4.0
$\bar{\nu}_e + d \rightarrow n + p + \bar{\nu}_e$	NC	~ 3.1	2.2
$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$	СС/NC	$\sim 0.4 \times Z$	0
$\bar{\nu}_e + A \rightarrow \bar{\nu}_e + A$	NC	$\sim 9.2 \times N^2$	0

1.1. РЕГИСТРАЦИЯ ЧАСТИЦ В ОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРАХ

При взаимодействии заряженных частиц с органическими сцинтилляторами внутри них происходят процессы, имеющие многоступенчатый характер, что обусловлено внутренней структурой. Обычно органические сцинтилляторы выполняются из двух-трех компонент — основное вещество сцинтиллятора представляет собой прозрачный растворитель, в котором растворены молекулы, ответственные за флуоресценцию, и (по необходимости) компонента, смещающая спектр излучения фотонов флуоресценции. Рассмотрим подробнее вопрос регистрации частиц в органических сцинтилляторах.

1.1.1. РЕГИСТРАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Заряженная частица, проходя через вещество, теряет часть своей кинетической энергии за счет взаимодействия с ним. В органических сцинтилляторах процесс возбуждения типа: **заряженная частица + молекула** (см рис. 1.3) приводит к образованию возбужденной молекулы растворителя, снятие возбуждения которой может происходить двумя способами:

1) через передачу энергии центрам флуоресценции (первой компоненте) безызлучательным путем; 2) через переход валентных электронов в основные состояния с испусканием коротковолновых фотонов, которые с большой долей вероятности поглощаются самим растворителем (его спектр поглощения и спектр высвечивания имеют большую область перекрытия). Большая часть возбуждения молекул растворителя снимается за счет 1-го процесса. Снятие возбуждения центров флуоресценции, в основном, сопровождается испусканием фотонов, прозрачных для растворителя — спектр высвечивания этой компоненты согласован со спектром поглощения растворителя в широком диапазоне длин волн, но часто не обладает достаточным перекрытием со спектром чувствительности фотодетектора. Для решения данной проблемы в сцинтиллятор добавляют еще и сместитель спектра, спектр высвечивания которого должен максимально совпадать со спектром чувствительности фотодетектора.

Количество фотонов в сцинтилляционной вспышке $N_{\text{фотонов}}$ (т. н. «световыход») зависит от потерь энергии⁴ dE/dx заряженной частицы в органическом сцинтилляторе и описывается полуэмпирическим законом Биркса:

$$N_{\text{фотонов}}(E) = \int_0^R \frac{A \times dE/dx}{1 + kB \times dE/dx} dx, \quad (1.3)$$

где dx — единица пути, R — пробег частицы, A — коэффициент, характеризующий число центров возбуждения, kB — коэффициент Биркса (для сцинтилляторов на основе полистирола kB порядка 0.100 мм/МэВ [38]). В области малых энергетических потерь $N_{\text{фотонов}} \sim E$, а в области больших энергетических потерь $N_{\text{фотонов}}$ не зависит от E и пропорционально R . Часто для удобства вводят сопряженную величину — «удельный световыход», который определяется как отношение количества фотонов в сцинтилляционной вспышке к значению потерянной энергии частицы в веществе сцинтиллятора (единица измерения [фотон/МэВ]).

⁴Стоит отметить, что $N_{\text{фотонов}}$ также зависит от типа заряженной частицы: электрон, протон, α -частица и т. д. (т. к. dE/dx зависит от типа частицы) и конкретного химического состава сцинтиллятора. В данной работе рассмотрены идентичные по составу органические сцинтилляторы, облученные одним типом частиц разной энергии, что позволяет не рассматривать вышестоящие зависимости.

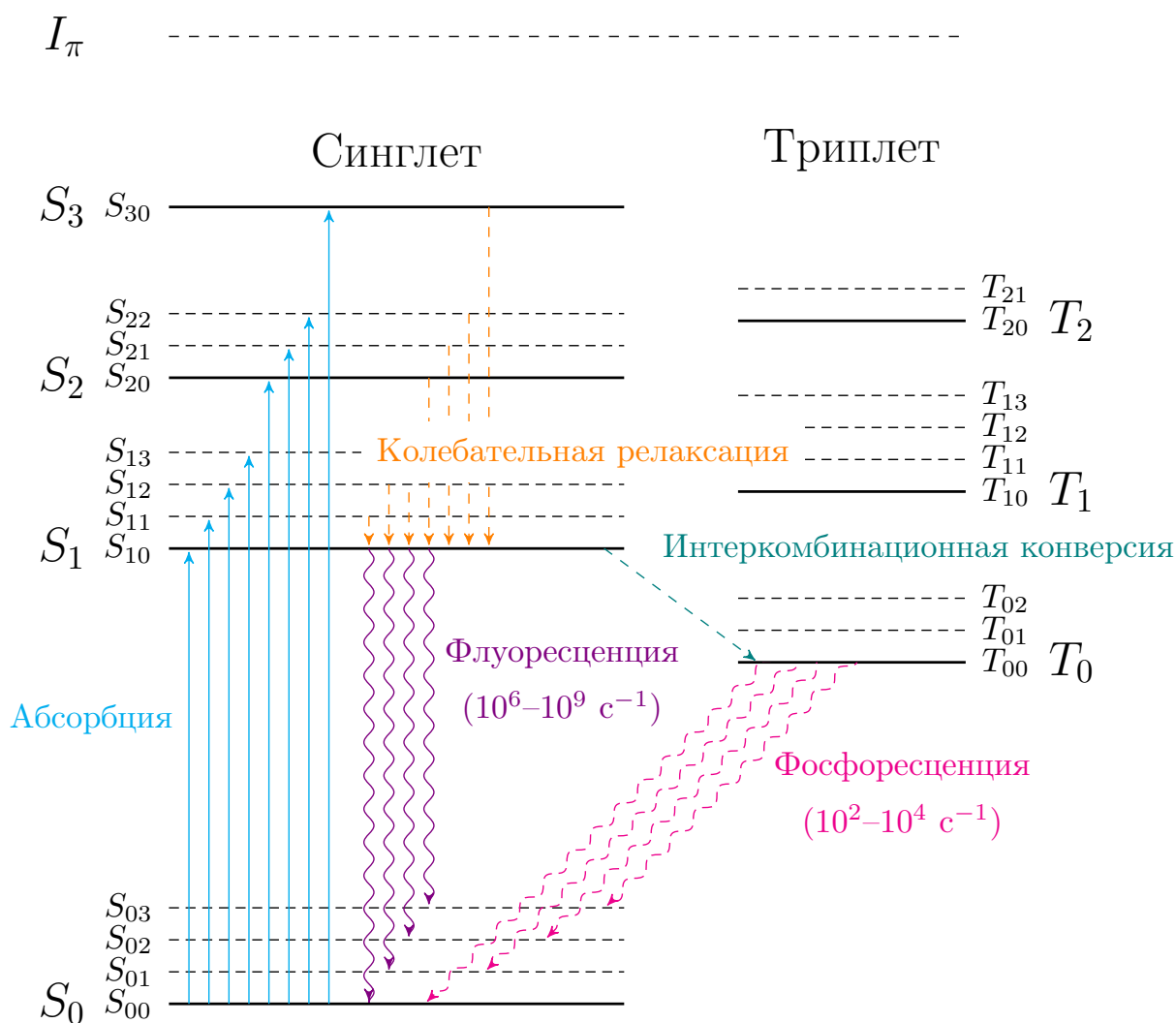


Рисунок 1.3 — Диаграмма Яблонского, демонстрирующая процессы передачи энергии в органическом сцинтилляторе. Сцинтилляции вызваны переходами валентных электронов, занимающих π -молекулярные орбитали, в возбужденных молекулах. S_i — синглетные уровни молекулы, T_i — триплетные уровни молекулы (каждый уровень имеет соответствующий набор колебательных состояний), I_π — уровень ионизации. Под абсорбцией понимаются процессы возбуждения молекулы различными способами. Возбужденные синглетные состояния переходят в S_1 за счет безызлучательного перехода — колебательной релаксации. Состояние S_1 переходит в начальное состояние с испусканием фотона — происходит процесс флуоресценции. При возбуждении триплетных состояний происходит их безызлучательный переход в состояние T_0 за малый промежуток времени (на рисунке не отмечено). Также переход в состояние T_0 может быть осуществлен через интеркомбинационную конверсию (процесс безызлучательного перехода между состояниями различной мультиплетности). Переход из T_0 в основное синглетное состояние происходит двумя путями: 1) взаимодействием с другой молекулой, находящейся в состоянии T_0 ($T_0 + T_0 \rightarrow S_1 + S_0 + \text{фононы}$); 2) через запрещенные переходы $T_0 \rightarrow S_0$ с испусканием фотона — процессом фосфоресценции.

1.1.2. РЕГИСТРАЦИЯ ГАММА-КВАНТОВ

Регистрация гамма-излучения происходит по заряженным частицам, образующимся в результате взаимодействия γ -квантов с веществом. Обычно выделяют три типа взаимодействия: фотоэффект; комптон-эффект; рождение пар.

1) При фотоэффекте гамма-квант взаимодействует с электронами K -, L - и M - оболочек атома, полностью поглощаясь и передавая всю энергию электрону. Атом переходит в возбужденное состояние, которое снимается либо излучением характеристического излучения, либо вылетом Оже-электрона. Сечение фотоэффекта пропорционально атомному номеру Z поглотителя в 5-ой степени и обратно пропорционально энергии γ -кванта E_γ в степени $7/2$:

$$\sigma_{\text{ph}} \sim Z^5 / E_\gamma^{7/2}. \quad (1.4)$$

2) При комптон-эффекте гамма-квант рассеивается на внешнем электроме атома на некоторый угол и дальше взаимодействует с веществом. Обычно энергия связи внешнего электрона в атоме много меньше энергии гамма-кванта, поэтому такой электрон в приближении может считаться свободным (но таковым не является). Сечение комптоновского рассеяния на свободном электроме выражается формулой Клейна-Нишины:

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left[\frac{(1 + \varepsilon)}{\varepsilon^2} \cdot \left(\frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) \right) + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right], \quad (1.5)$$

где $r_e = \frac{e^2}{m_e}$ — классический радиус электрона, e — заряд электрона, m_e —

масса электрона; $\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e}$ — "приведенная" энергия гамма-кванта, E_γ — энергия гамма-кванта.

При комптоновском рассеянии на атомах сечение пропорционально атомному номеру Z , умноженному на сечение на свободном электроме:

$$\sigma_c^a \sim Z \cdot \sigma_c.$$

Отношение энергии гамма-кванта после рассеяния E'_γ к изначальной энер-

гии гамма-кванта E_γ определяется формулой:

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta_\gamma)}, \quad (1.6)$$

где θ_γ — угол рассеяния гамма-кванта в лабораторной системе.

Кинетическая энергия электрона определяется соотношением:

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + m_e / (2E_\gamma \sin^2(\theta_\gamma/2))} \quad (1.7)$$

Максимальная кинетическая энергия E_e^{\max} (или т. н. "комптоновский край") достигается при $\theta_\gamma = 180^\circ$:

$$E_e^{\max} \equiv E_{\text{край}} = \frac{E_\gamma}{1 + m_e/2E_\gamma} \quad (1.8)$$

3) Третий тип взаимодействия характеризуется рождением пары электрона с позитроном. Рождение пары в кулоновском поле ядра возможно при энергии гамма-кванта, превышающей некоторое значение:

$$E_\gamma \geq 2m_e + 2\frac{m_e^2}{m}, \quad (1.9)$$

где m — масса ядра. Так как $m \gg m_e$, то последним членом можно пренебречь:

$$E_\gamma \geq 2m_e.$$

Для рождения пары в кулоновском поле электрона понадобится энергия в 2 раза выше:

$$E_\gamma \geq 4m_e.$$

В основном рождение электрон-позитронных пар происходит в поле ядер атомов, сечение этого процесса плавно растет с увеличением E_γ и пропорционально квадрату Z :

$$\sigma_p \sim Z^2 \cdot \ln E_\gamma. \quad (1.10)$$

Из рис. 1.4 следует, что в области средних энергий ($\sim 1-5$ МэВ) преобладающим процессом является комптон-эффект. Особенно сильно данная

особенность проявляет себя в веществах с малым Z (для них фотоэффект практически не наблюдается), к которым относятся и органические сцинтилляторы (см. рис. 1.5).

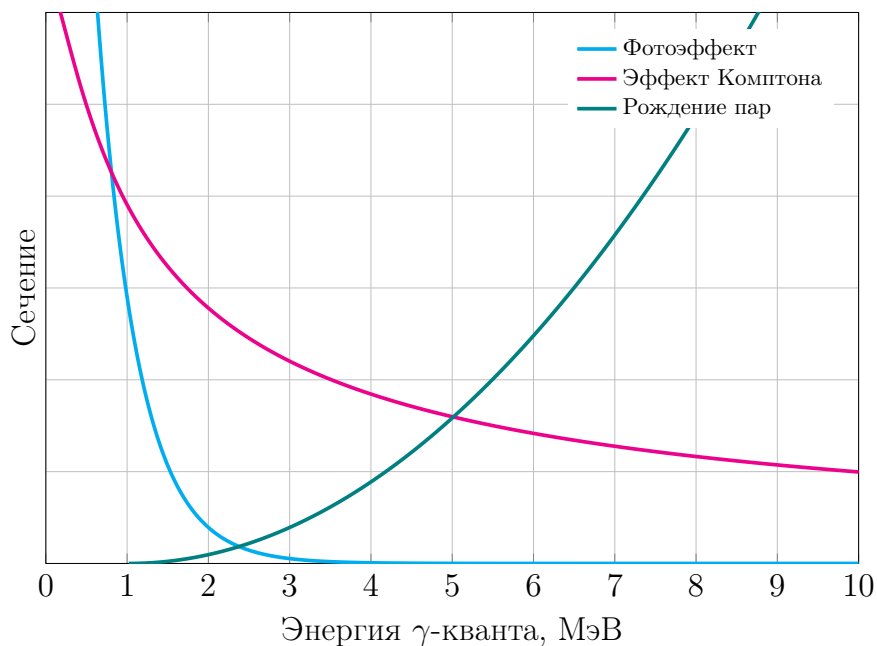


Рисунок 1.4 — Функциональная зависимость сечения взаимодействия γ -квантов с веществом.

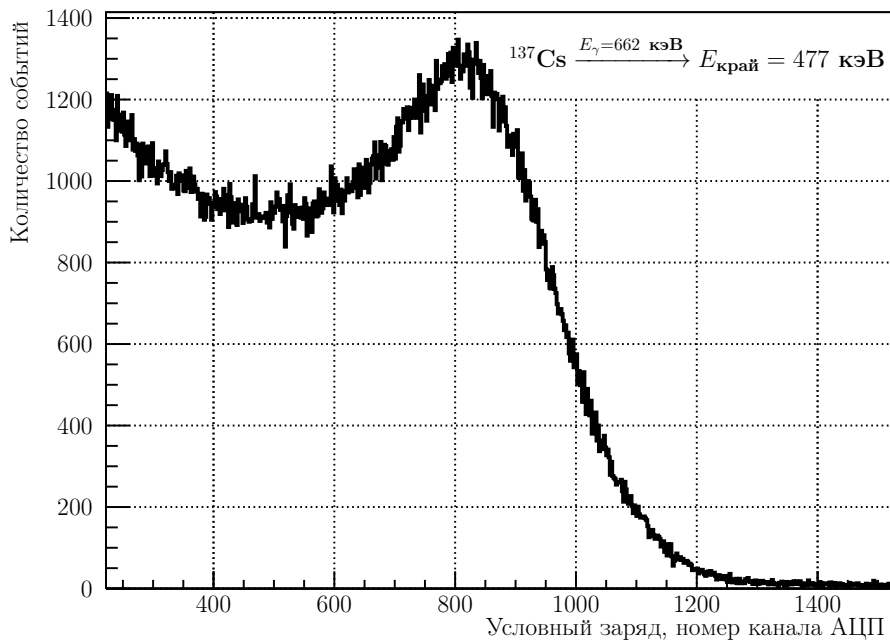


Рисунок 1.5 — Пример экспериментально полученной аппаратурной кривой отклика пластикового сцинтиллятора на источник γ -излучения ^{137}Cs . Кривая представляет собой комптоновское распределение с положением края ~ 900 номер канала АЦП (соответствует энергии края 477 кэВ).

1.1.3. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ

Регистрация нейтронов происходит по продуктам их реакций с веществом: заряженным частицам, γ -квантам, ядрам отдачи. Выделяют три вида взаимодействия: упругое рассеяние; неупругое рассеяние; ядерные реакции. С точки зрения регистрации нейтроны подразделяют на две группы: быстрые с энергиями более 100 кэВ; медленные с энергиями менее 100 кэВ. Рассмотрим подробнее процесс регистрации медленных, в частности тепловых, нейтронов, т. к. образовавшийся в процессе ОБР 1.1 нейтрон (обладающий энергией примерно 15 кэВ) далее замедляется до теплового (0,025 эВ). Наиболее распространенные реакции⁵, используемые для регистрации тепловых нейтронов ОБР, приведены в таб. 1.3.

Таблица 1.3 — Различные процессы, используемые для детектирования нейтронов отдачи для реакции ОБР. Перечислены каналы обнаружения и соответствующие сечения захвата для тепловых нейтронов. В скобках приведена энергия, уносимая γ -квантами. В реакциях с Cd и Gd образуется большое количество γ -квантов, поэтому для данных реакций в скобках указана суммарная уносимая энергия γ -квантами.

Мишень	Реакция	Сечение реакции (барн) для теплового нейтрона
H	$n + p \rightarrow d + \gamma$ (2.2 МэВ)	~ 0.33
^3He	$n + ^3\text{He} \rightarrow p + ^3\text{H} + 0.764 \text{ МэВ}$	~ 5300
^6Li	$n + ^6\text{Li} \rightarrow \alpha + ^3\text{H} + 4.8 \text{ МэВ}$	~ 950
^{10}B	$n + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{B}^*$ $^{11}\text{B}^* \rightarrow \alpha + ^7\text{Li} + 2.79 \text{ МэВ}, 6\%$ $^{11}\text{B}^* \rightarrow \alpha + ^7\text{Li} + \gamma$ (0.48 МэВ) + 2.31 МэВ, 94%	~ 3860
^{113}Cd	$n + ^{113}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Cd} + \gamma$ ($\sum E_\gamma = 9.04 \text{ МэВ}$)	~ 20600
Gd	$n + ^{155}\text{Gd} \rightarrow ^{156}\text{Gd} + \gamma$ ($\sum E_\gamma = 8.5 \text{ МэВ}$) $n + ^{157}\text{Gd} \rightarrow ^{158}\text{Gd} + \gamma$ ($\sum E_\gamma = 7.9 \text{ МэВ}$)	~ 61000 ~ 256000

⁵В данной работе отсутствует акцент на определенном нейтронном поглотителе, т. к. работа по его подбору проводится другими авторами и на данный момент не завершена.

1.2. СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ

1.2.1. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ФОТОНОВ СЦИНТИЛЛЯЦИИ

Свет от сцинтилляционной вспышки, образованной путем взаимодействия заряженной частицы с веществом сцинтиллятора, необходимо зарегистрировать с помощью фотоприемника. В физике реакторных антинейтрино приходится иметь дело с довольно большими объемами сцинтиллятора, поэтому в качестве фотоприемника преимущественно используются вакуумные фотоэлектронные умножители (ФЭУ) (см. рис. 1.6).

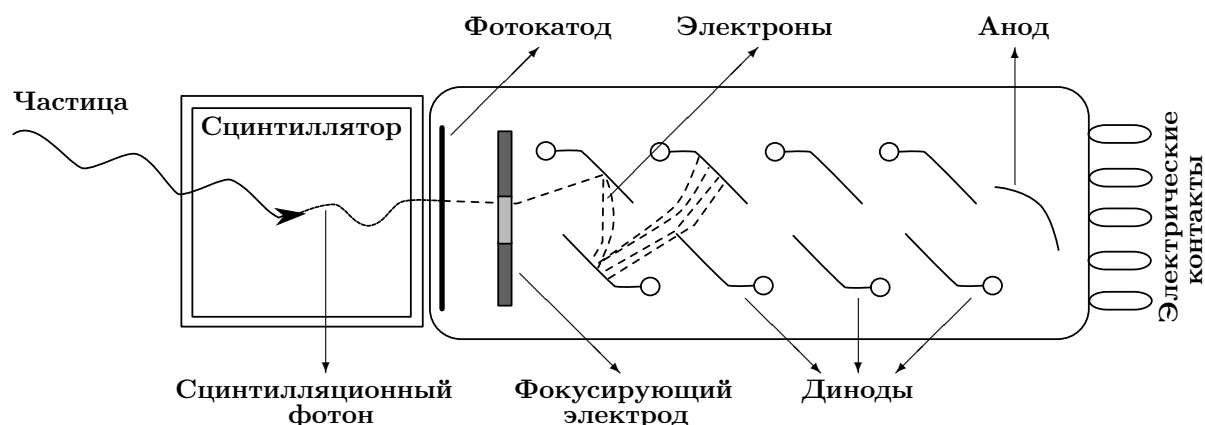


Рисунок 1.6 — Схема работы ФЭУ на примере сцинтилляционного детектора.

ФЭУ представляет собой стеклянную вакуумную колбу, на один из внутренних торцов которой нанесен слой вещества (фотокаатод), способного к фотоэлектронной эмиссии (внешнему фотоэффекту), и внутри которой находится набор электродов специально подобранной формы, обладающими благоприятными характеристиками для протекания вторичной электронной эмиссии, и анод, с которого снимается сигнал. Между фотокаатодом и анодом для фокусировки фотоэлектронов и успешного развития лавинного процесса электронной эмиссии подается высокое напряжение (500–3000 В). Для подачи высокого напряжения питания и съема выходного сигнала используется делитель напряжения. Далее выходной сигнал

подаются на электронные схемы, считывающие и преобразующие его для последующего анализа (осциллограф, АЦП и т. д.).

Рассмотрим некоторые основные параметры ФЭУ, влияющие на выходной сигнал. Первый параметр — спектр поглощения, с которым для достижения более эффективной регистрации важно согласовывать спектр высвечивания сцинтиллятора. Вторым — квантовая эффективность фотокатода — отношение числа фотонов, поглощение которых вызвало образование фотоэлектронов, к общему числу поглощённых фотонов. Значение квантовой эффективности, как правило, не превосходит 30%. Третий — коэффициент усиления, характеризующий отношение количества электронов, попавших на анод, к количеству электронов, попавших на первый диод. Коэффициент усиления обычно лежит в пределах 10^6 – 10^9 и зависит от прикладываемого напряжения питания. С помощью этих параметров можно оценить амплитуду A выходного сигнала с делителя ФЭУ (представляющего собой импульс напряжения), выраженного в числе электронов:

$$A = N_{\text{фотонов}}(E) \cdot f \cdot \gamma \cdot M, \quad (1.11)$$

где f — коэффициент, учитывающий долю фотонов, попавших на фотокатод; γ — квантовая эффективность; M — коэффициент усиления.

1.2.2. РАЗРЕШЕНИЕ ДЕТЕКТОРА

В силу центральной предельной теоремы статистически экспериментальные результаты часто имеют характер нормального распределения и описываются функцией Гаусса:

$$N(z; z_0, \sigma_z) = \frac{1}{\sigma_z \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2}}, \quad (1.12)$$

где σ_z — среднеквадратичное отклонение измеряемой величины z ; z_0 — математическое ожидание величины z .

Основным критерием, на основании которого можно судить о качестве детектора, является его разрешающая способность по отношению к той величине, которую необходимо измерить (энергию, время, простран-

ственные координаты и т. д.). Часто за величину разрешения принимают полную ширину распределения на его полувысоте⁶ — ПШПВ (за величину разрешения также могут принимать среднеквадратичное отклонение измеряемой величины). Для нормального распределения ПШПВ определяется как:

$$\Delta z(\text{ПШПВ}) = 2.355\sigma_z. \quad (1.13)$$

При решении некоторых задач удобнее пользоваться относительным разрешением δ , которое представляет собой отношение величины разрешения к измеряемой величине (единица измерения [%]):

$$\delta = \frac{\Delta z}{z} \cdot 100\%. \quad (1.14)$$

Из вида выражений 1.13 и 1.14 следует, что при уменьшении значения Δz кривая распределения измеряемой величины будет становиться все уже, пока при $\Delta z = 0$ не примет вид дельта-функции, т. е. значение величины будет известно с бесконечной точностью. Из этого следует, что для получения более качественных результатов измерений необходимо стремиться к минимизации разрешения.

1.2.3. НЕОДНОРОДНОСТЬ СВЕТОСОБИРАНИЯ

После образования сцинтилляционной вспышки свет в объеме органического сцинтиллятора распространяется согласно закону 1.15:

$$I(x; \Lambda) = I_0 \cdot e^{-\frac{x}{\Lambda}}, \quad (1.15)$$

где I_0 — начальная интенсивность; x — пройденное светом расстояние до ФЭУ; Λ — длина ослабления света. Данное обстоятельство порождает определенную неоднородность, связанную с невозможностью точно идентифицировать частицы (одного типа) различных энергий, взаимодействующих в разных точках объема спектрометра, а также негативно сказывается на

⁶ Данное определение применимо, так или иначе, к распределениям, "связанных" (математическими операциями) с гауссовым. В общем же случае выбор выражения для разрешения диктуется конкретным видом распределения измеряемой величины.

энергетическом разрешении. Для избежания данных трудностей необходимо добиться нечувствительности спектрометра к позиционированию точки взаимодействия частицы с веществом сцинтиллятора, т. е. максимально увеличить длину ослабления света при неизменных размерах сцинтиллятора.

2. РАЗРАБОТКА СПЕКТРОМЕТРА

Для решения ряда задач, описанных во введении, проведена серия соответствующих различных экспериментов. До начала рассказа содержательной части осветим основной набор использованных для этого средств и электронной аппаратуры.

- Пластиковые сцинтилляторы:

Разрабатываемый блок детектора будет состоять из 9 идентичных органических пластиковых сцинтилляторов производства фирмы GoHi модели GD9400;

- Вакуумные ФЭУ:

Образованный в результате сцинтилляций свет будут регистрировать 18 идентичных ФЭУ производства фирмы GoHi модели N4022. Спектр поглощения ФЭУ согласован со спектром излучения пластикового сцинтиллятора (см. рис. 2.1);

- Источник высокого напряжения:

В работе использовался блок высокого напряжения CAEN N1470ET, способный выдавать широкий диапазон стабильных значений напряжений. Высокое напряжение подавалось на делитель напряжения, обеспечивающий работу ФЭУ;

- Электронно-измерительная аппаратура:

Сигналы с ФЭУ подавались на модуль "разветвления" CAEN Mod 625 QUAD LINEAR FAN-IN/FAN-OUT (далее — FIFO), который позволяет проводить различные операции с сигналами: выводить один (или несколько) сигнал (-ов) на несколько выходов, складывать несколько аналоговых сигналов и т. д. После разветвления сигналы подавались на осциллограф, с помощью которого проводилась визуальная оценка качества сигнала, и аналого-цифровой преобразователь (АЦП) производства фирмы CAEN модели DT5720A, записывающий уже оцифрованный сигнал в ячейки памяти для дальнейшей обработки.

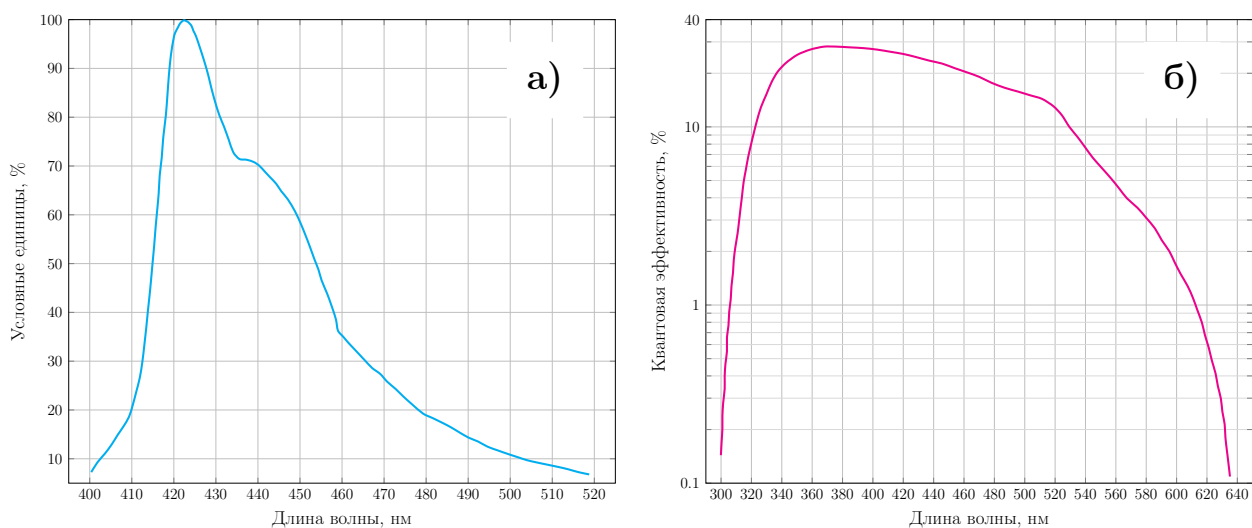


Рисунок 2.1 — а) Спектр высвечивания пластикового сцинтиллятора, нормированный на условные единицы. б) Спектр поглощения ФЭУ, нормированный на квантовую эффективность.

2.1. ЛИНЕЙНОСТЬ ЭЛЕКТРОНИКИ

Перед началом основных измерений была проведена проверка используемой электронной аппаратуры: стабильности выдаваемого напряжения источником высокого напряжения и линейности отклика АЦП и осциллографа.

Источник высокого напряжения имеет встроенные средства контроля, позволяющие проводить мониторинг выдаваемого им напряжения. По их показаниям было установлено, что источник напряжения имеет высокую степень стабильности подаваемого напряжения на длительном промежутке времени (превышающего характерное время проведения эксперимента).

Для проверки корректности работы АЦП была снята зависимость отклика АЦП от амплитуды поступающего на него сигнала от генератора импульсов (см. рис. 2.2). В исследуемой области амплитуд¹ данная зависимость носит линейный характер.

¹На рисунке представлена только лишь область амплитуд, продиктованная рабочим диапазоном амплитуд ФЭУ. Стоит отметить, что линейность отклика используемого АЦП наблюдается вплоть до значений, превышающих максимально возможные значения амплитуд сигналов с ФЭУ.

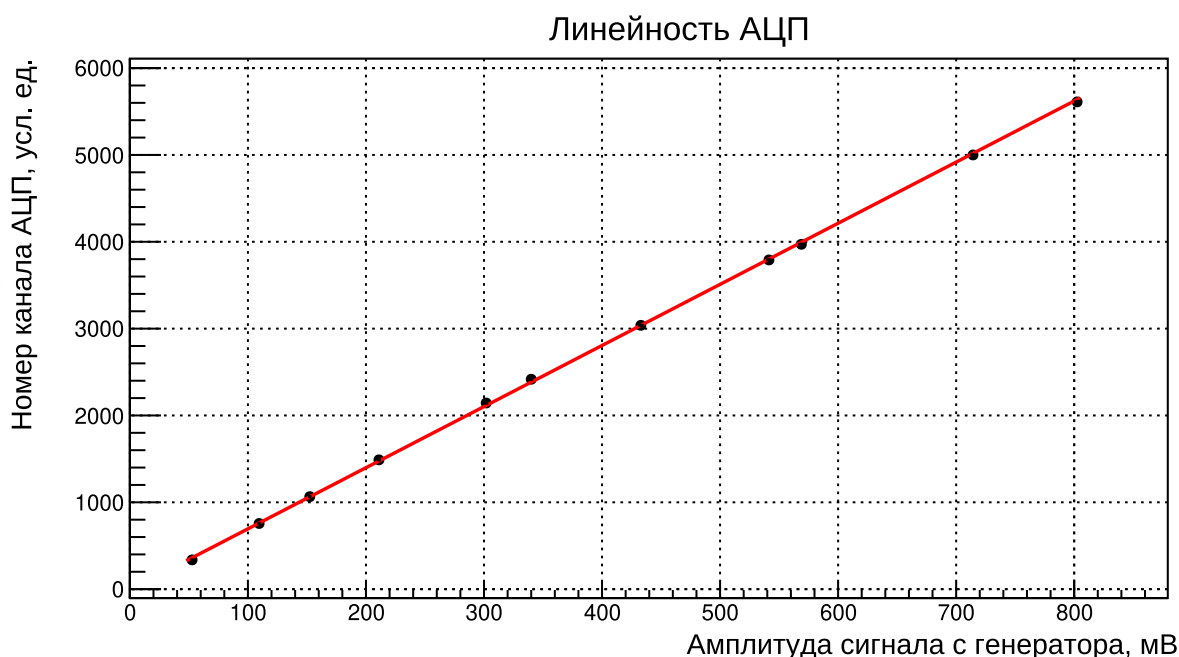


Рисунок 2.2 — Зависимость номера канала АЦП от амплитуды поступающего на него сигнала.

Проверка осциллографа аналогична проверке АЦП. Для него наблюдалось полное соответствие показаний генератора и наблюдаемых сигналов.

2.2. РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИИ МОДУЛЯ

Основные требования к детали-крепежу ФЭУ с сцинтиллятором:

- Должна соблюдаться соосность между сцинтиллятором и ФЭУ;
- Деталь должна крепко фиксировать между собой сцинтиллятор и ФЭУ, но их нельзя приклеивать друг к другу либо сверлить;
- Деталь должна быть выполнена из пластика;
- Крепление должно быть разборным;
- Деталь должна быть наиболее компактной с учетом пунктов выше.

Так же необходимо разработать конструкцию блока, представляющего собой сборку в виде матрицы 3×3 модуля (с возможностью дальнейшего масштабирования), в узлах которой вдоль длины модулей располагаются полые трубки, предназначенные для калибровочных источников (калиб-

ровочные каналы). Данная задача сводится к конструированию стойки-матрицы блока.

Основные требования к стойке-матрице блока:

- Должна соблюдаться параллельность между модулями;
- Расстояние между модулями не должно превышать внешнего диаметра калибровочного канала;
- Необходимо обеспечить возможность быстрого и удобного съема и помещения обратно модулей;
- Деталь должна быть выполнена из пластика;
- Деталь должна быть устойчива;
- Деталь должна быть наиболее компактной с учетом пунктов выше.

Данные требования в виде технического задания были направлены в ОКБ «Центр проектирования и прототипирования» НИЯУ МИФИ, которое подготовило чертежи и 3D-модели деталей (см. рис. 2.3, 2.4), а после согласования проекта изготовило их с применением аддитивных технологий.

Для дальнейшего удобства работы с модулями разработаны и изготовлены корпус для делителя напряжения ФЭУ (см. рис. 2.5) и плата разветвителя высокого напряжения, которая имеет 3 канала-входа и позволяет одновременно обеспечивать напряжением до 30 ФЭУ (см. рис. 2.6).

Модель сборки модульного блока детектора (без учета нейтронной части) представлена на рис. 2.7.

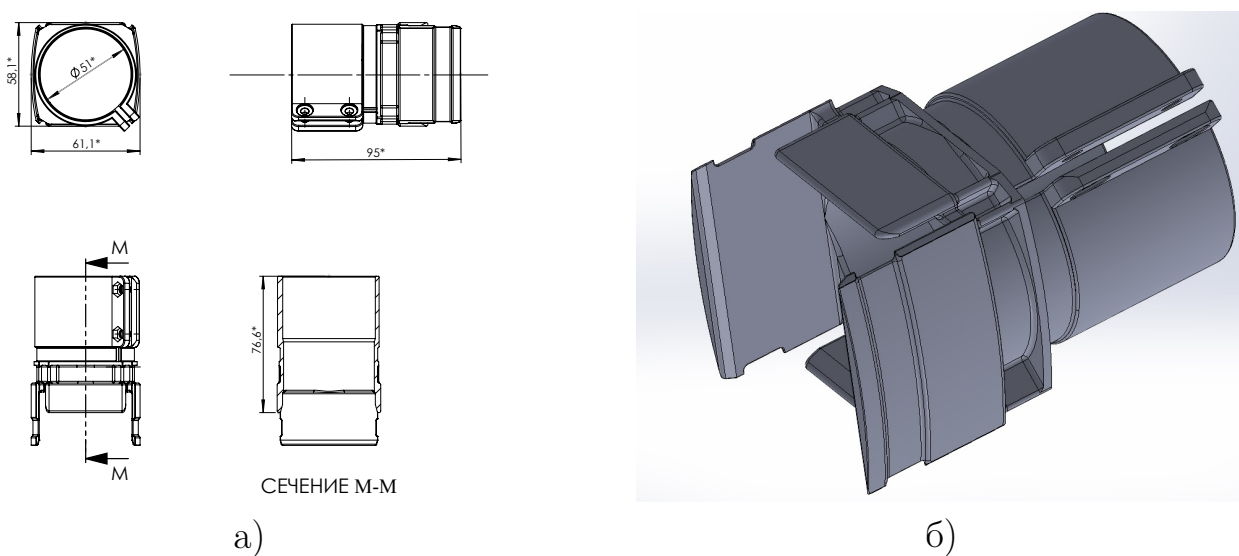


Рисунок 2.3 — а) Чертеж детали, обеспечивающей крепеж ФЭУ с сцинтиллятором. б) 3D-модель детали.

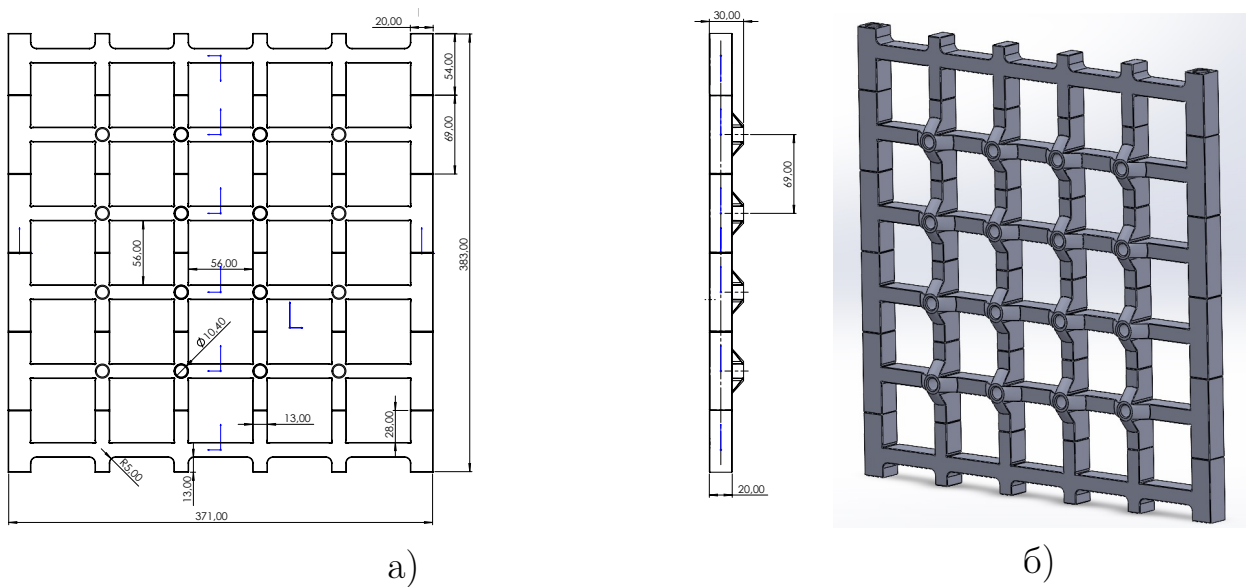


Рисунок 2.4 — а) Чертеж стойки-матрицы («базы блока»), в которой будут размещаться модули. б) 3D-модель стойки.

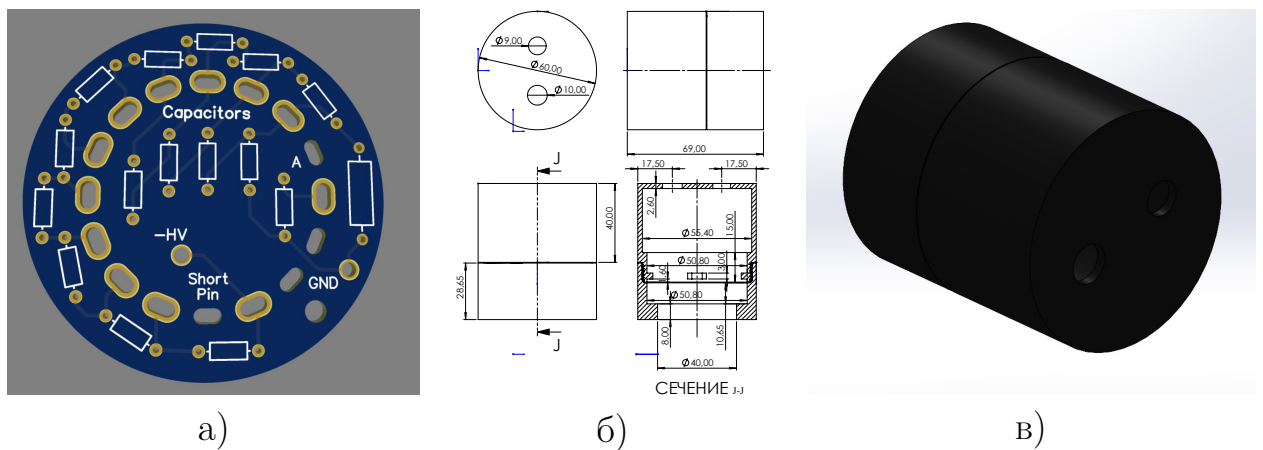


Рисунок 2.5 — а) Плата делителя напряжения ФЭУ. б) Чертеж корпуса для делителя напряжения ФЭУ. в) 3D-модель корпуса для делителя напряжения ФЭУ. В отверстия помещаются BNC- и SHV-разъемы (сигнальный и питания соответственно), а сам делитель напряжения размещается и фиксируется в специальном пазе на противоположном торце детали.

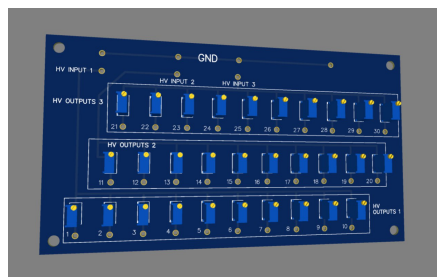


Рисунок 2.6 — Плата разветвителя высокого напряжения. Подкручивая винт реостата, можно регулировать его сопротивление (соответствующее напряжению питания ФЭУ).

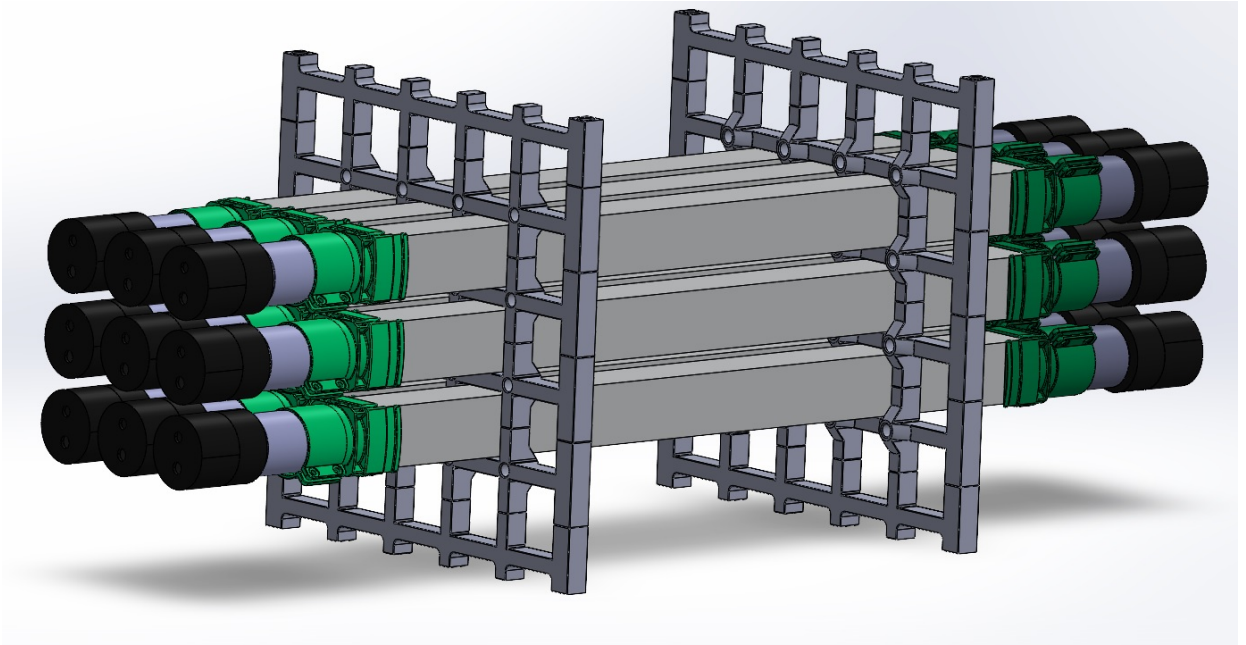


Рисунок 2.7 — Модель блока детектора. На рисунке не отмечены калибровочные каналы.

2.3. ПОДБОР ОПТИМАЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИИ МОДУЛЕЙ

Спектрометрические характеристики ФЭУ и пластиковых сцинтилляторов представлены на рис. 2.8, 2.9, 2.10 и 2.11, 2.12 соответственно. Исходя из зависимостей, представленных ниже, оптимальная конфигурация модулей достигается при выполнении следующего алгоритма. Размещая ФЭУ, обладающими относительно худшими/лучшими разрешениями, на пластиковые сцинтилляторы, обладающими, наоборот, относительно лучшими/худшими разрешениями, можно осуществить «компенсацию» разброса их разрешений, что позволит минимизировать разброс спектрометрических характеристик модулей.

Используемые в данной работе ФЭУ обладают различным коэффициентом усиления M при одинаковом напряжении питания. Из-за этого обстоятельства даже те ФЭУ, которые обладают равным относительным разрешением, будут вносить негативный вклад в суммарное разрешение модуля. Следовательно, на каждом ФЭУ необходимо выставлять напряжение питания таким образом, чтобы M обоих ФЭУ были равны в области постоянства относительного разрешения (см. рис. 2.8, 2.9). Конфигурация

модулей, учитывающая компенсацию разброса разрешений и, одновременно с этим, выравнивание коэффициента усиления, представлена в таб. 2.1 — в режиме индивидуального вывода сигнала с ФЭУ на измерительный канал АЦП, при котором коэффициент усиления максимален в области рабочего диапазона питания ФЭУ. Для работы в режиме суммирования сигналов с модулей при помощи средств аналоговой аппаратуры необходимо добиться одинаковых откликов со всех ФЭУ, варьируя их напряжение питания в рабочем диапазоне амплитуд — провести «выравнивание» откликов; конфигурация модулей для работы в таком режиме представлена в таб 2.2.

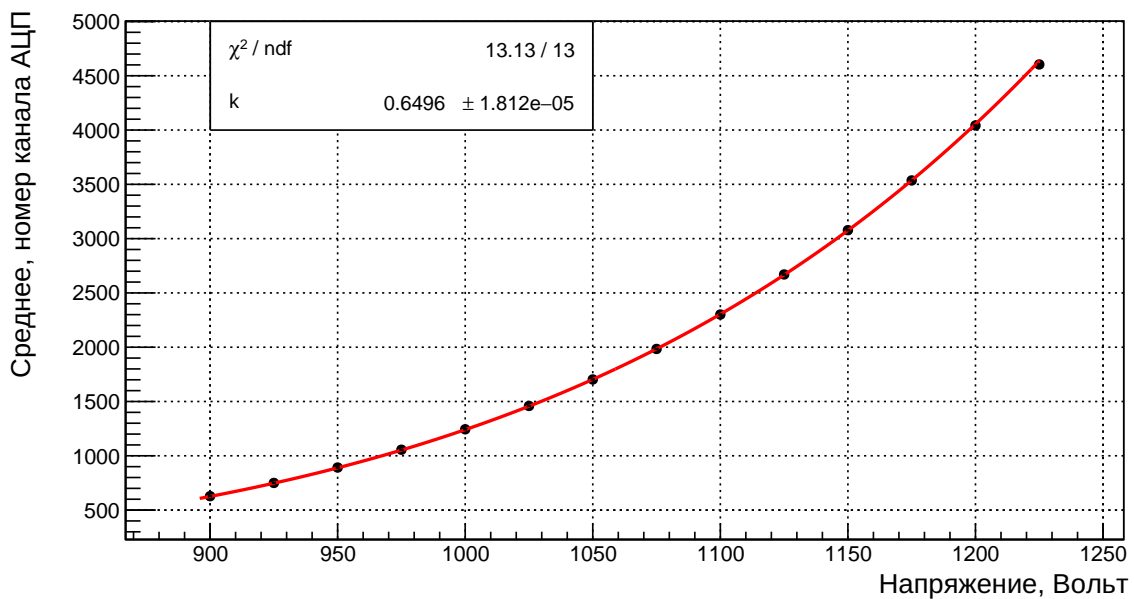


Рисунок 2.8 — Зависимость положения среднего кривой отклика ФЭУ на светодиод постоянной интенсивности от подаваемого на ФЭУ напряжения. Данная зависимость полностью соотносится с эмпирическим законом [39]:

$$\mu = \frac{a^n}{(n + 1)^{kn}} \cdot U^{kn},$$
 где k — эмпирическая постоянная, зависящая от материала фотокатода ФЭУ (принимает значение в диапазоне 0.7–0.9); n — количество диодов (для всех измеряемых в данной работе ФЭУ оно равняется 10); a — свободный параметр, принимающий положительные значения. μ прямо пропорционально коэффициенту усиления M .

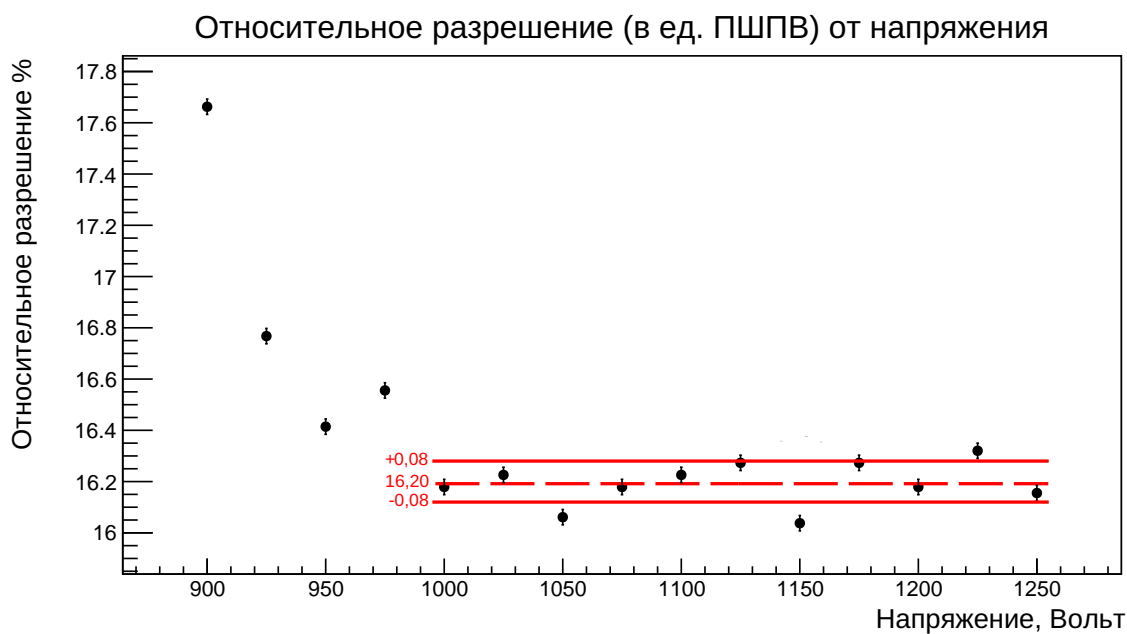


Рисунок 2.9 — Зависимость относительного разрешения кривой отклика ФЭУ на светодиод постоянной интенсивности от подаваемого на ФЭУ напряжения. Пунктирная и сплошная линии — подсчитанное среднее значение относительного разрешения и погрешность этого среднего в рабочем диапазоне амплитуд соответственно.

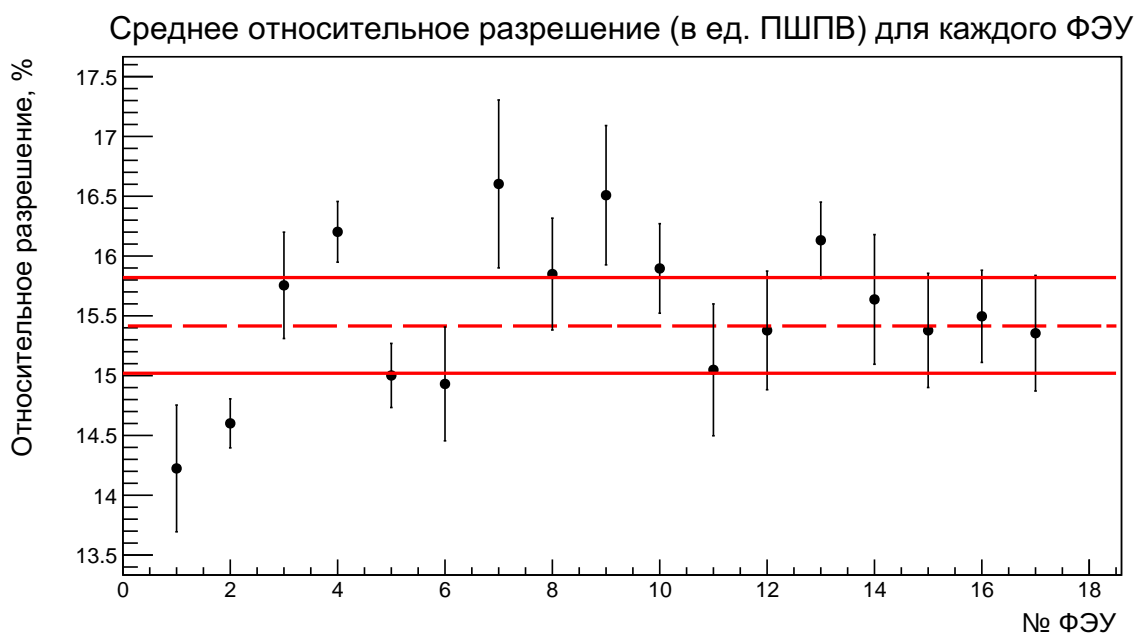


Рисунок 2.10 — Разброс средних значений относительных разрешений всех ФЭУ в едином рабочем диапазоне напряжений.

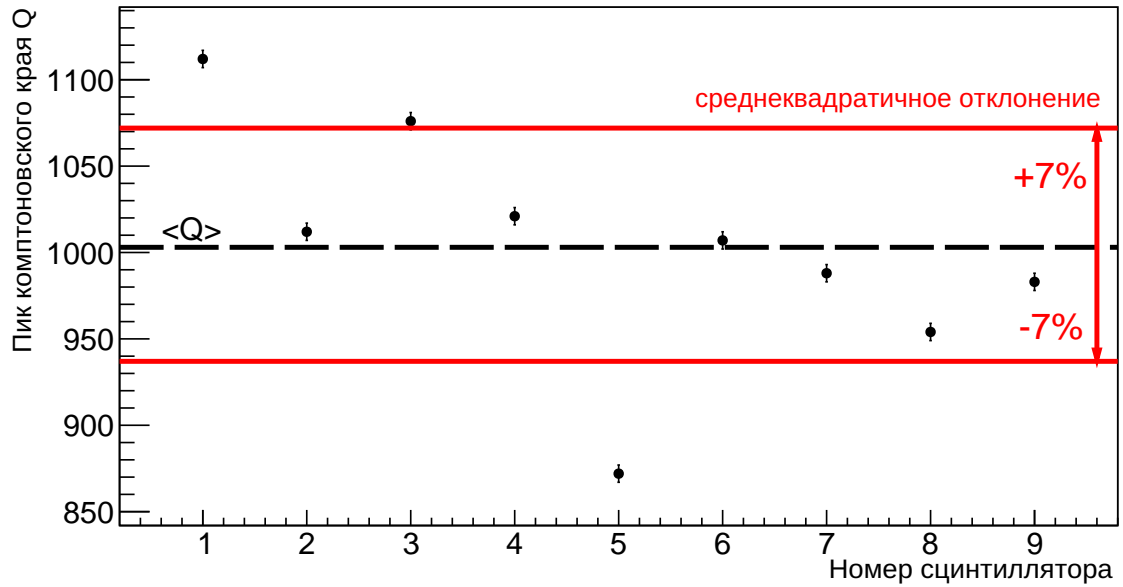


Рисунок 2.11 — Распределение положения комптоновского края Q для 9 модулей. Q определен из вида аппаратурной кривой отклика сцинтиллятора на источник ионизирующего излучения ^{137}Cs в точке 35 см. На рисунке дополнительно продемонстрировано среднее значение заряда $\langle Q \rangle$ (пунктирная линия) и область его среднеквадратичного отклонения (сплошные линии).

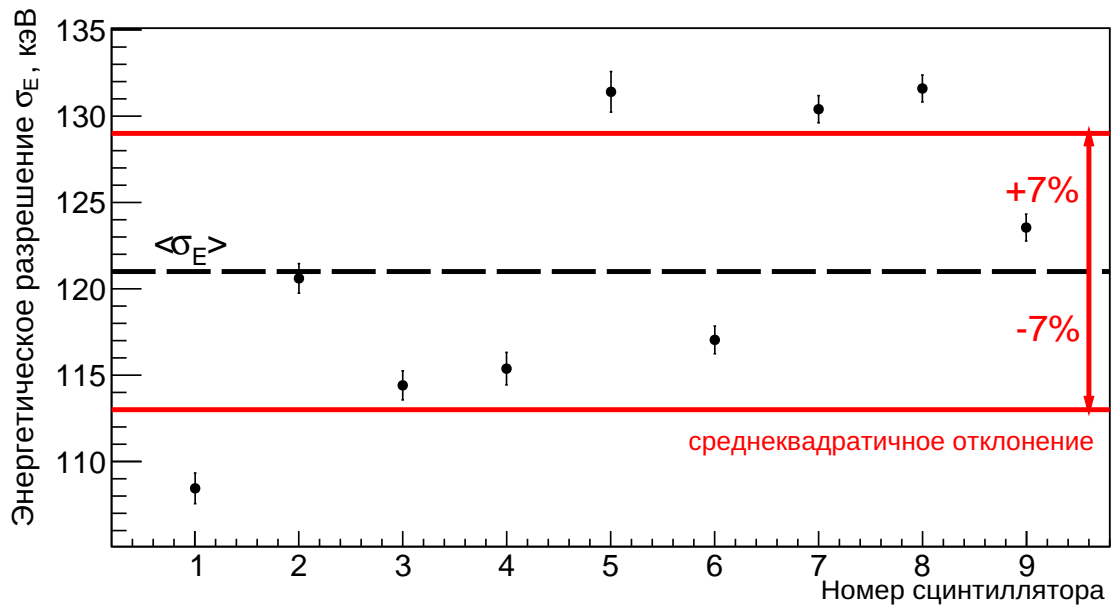


Рисунок 2.12 — Распределение энергетического разрешения σ_E , соответствующего Q на рис. 2.11, для 9 модулей. На рисунке дополнительно продемонстрировано среднее значение разрешения $\langle \sigma_E \rangle$ (пунктирная линия) и область его среднеквадратичного отклонения (сплошные линии).

Таблица 2.1 — Конфигурация модулей при режиме $M_i \rightarrow \{\max\}$. № модуля соответствует № сцинтиллятора.

№ модуля	№ ФЭУ	$U, В$	№ модуля	№ ФЭУ	$U, В$	№ модуля	№ ФЭУ	$U, В$
1	7	1205	4	8	1250	7	6	1240
	9	1250		10	1232		11	1250
2	15	1250	5	1	1250	8	5	1240
	17	1220		2	1200		18	1250
3	4	1250	6	3	1180	9	12	1250
	13	1120		14	1250		16	1165

Таблица 2.2 — Конфигурация модулей для работы в суммарном режиме. Отклики выравнивались относительно 4-го ФЭУ, т. к. он имеет самый слабый отклик среди всех ФЭУ на максимальном напряжении питания в области рабочего диапазона питания ФЭУ.

№ модуля	№ ФЭУ	$U, В$	№ модуля	№ ФЭУ	$U, В$	№ модуля	№ ФЭУ	$U, В$
1	7	1180	4	8	1130	7	6	1200
	9	1215		10	1110		11	1210
2	15	1145	5	1	1210	8	5	1100
	17	1115		2	1145		18	1100
3	4	1250	6	3	1145	9	12	1180
	13	1120		14	1210		16	1100

2.4. ИТОГОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На данный момент блок детектора состоит из сборки 3×3 модуля (см. рис. 2.13). Каждый модуль светоизолирован тонирующей пленкой, изготовленной из полиэтилентерефталата. В местах крепления ФЭУ к сцинтиллятору и делителя напряжения к ФЭУ модули усиленно светоизолированы поливинилхлоридной пленкой с нанесенным на одну сторону клеевым составом.



Рисунок 2.13 — Фотография собранной сборки. Отсутствует нейтронная часть, а также калибровочные каналы. Установка находится в лаборатории умеренного заглубления.

2.4.1. РЕЖИМ МАКСИМАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ФЭУ

Аппаратурные кривые отклика модулей, напряжение питания ФЭУ которых соответствует таб. 2.1, на источник ионизирующего γ -излучения ^{137}Cs в единицах энергии представлены на рис. 2.14. Спектры получены путем аппроксимацией аппаратурных кривых отклика модулей в единицах условного заряда модельной функцией, описанной в [40]. По этому методу для каждого модуля извлечены данные об энергетической шкале и относительном энергетическом разрешении δ в точке $E_{\text{рег}} = 1$ МэВ (см. таб. 2.3), где $E_{\text{рег}}$ — непосредственно регистрируемая энергия в детекторе. Полученные значения δ согласуются со значениями в работах [41; 42].

Таблица 2.3 — Относительное разрешение модулей для энергии 1 МэВ при режиме $M_i \rightarrow \{\max\}$. $\Delta\delta$ — абсолютная погрешность значения относительного разрешения δ . Среднее разрешение составляет $\langle\delta\rangle = 6,5\%$.

№ модуля	1	2	3	4	5	6	7	8	9
δ (1 МэВ), %	7,5	6,1	7,1	5,8	7,2	6,9	7,4	5,2	5,7
$\Delta\delta$, %	0,6	0,5	0,6	0,5	0,6	0,6	0,6	0,4	0,5

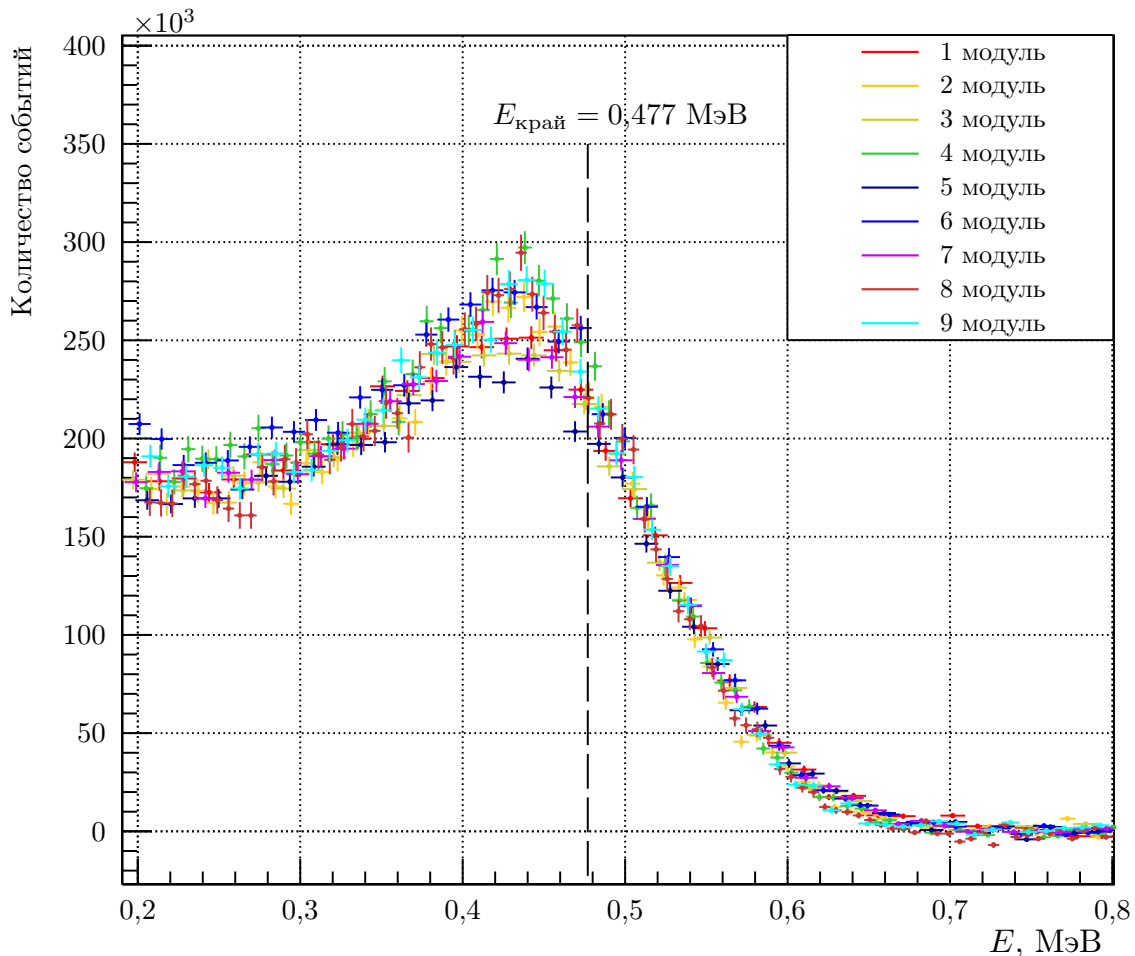


Рисунок 2.14 — Аппаратурные кривые отклика модулей на γ -источник ^{137}Cs в точке 35 см в единицах энергии. Каждая аппаратурная кривая получена при размещении источника непосредственно на исследуемом модуле.

2.4.2. РЕЖИМ ВЫРАВНЕННЫХ ОТКЛИКОВ

Изначально рассмотрим конфигурацию, при которой напряжение питания ФЭУ выставлено по таб. 2.2, а сигнал с модуля выводится индивидуально на измерительный канал АЦП.

На рис. 2.15 для каждого модуля представлено значение комптоновского края, соответствующее положению калибровочного источника ^{137}Cs в точке 35 см. Максимальный разброс относительно 5-го модуля составляет $\xi^{\max} = 11,6\%$, среднее отклонение составляет $\langle \xi \rangle = 3,8\%$. Значения относительного разрешения для $E_{\text{рег}} = 1$ МэВ представлены в таб. 2.4 — наблюдается систематическая просадка (ухудшение) разрешения в сравнении с работой при режиме максимального коэффициента усиления (см. таб. 2.3). На рис. 2.16 показана зависимость положения комптоновского края от вариации положения калибровочного источника вдоль длины модулей. Средняя неоднородность принимает значение $\langle \eta \rangle = 9,0\%$. На рис. 2.17 продемонстрировано влияние пространственной неоднородности светособирания на отклик детектора — она составляет $H = 22\%$.

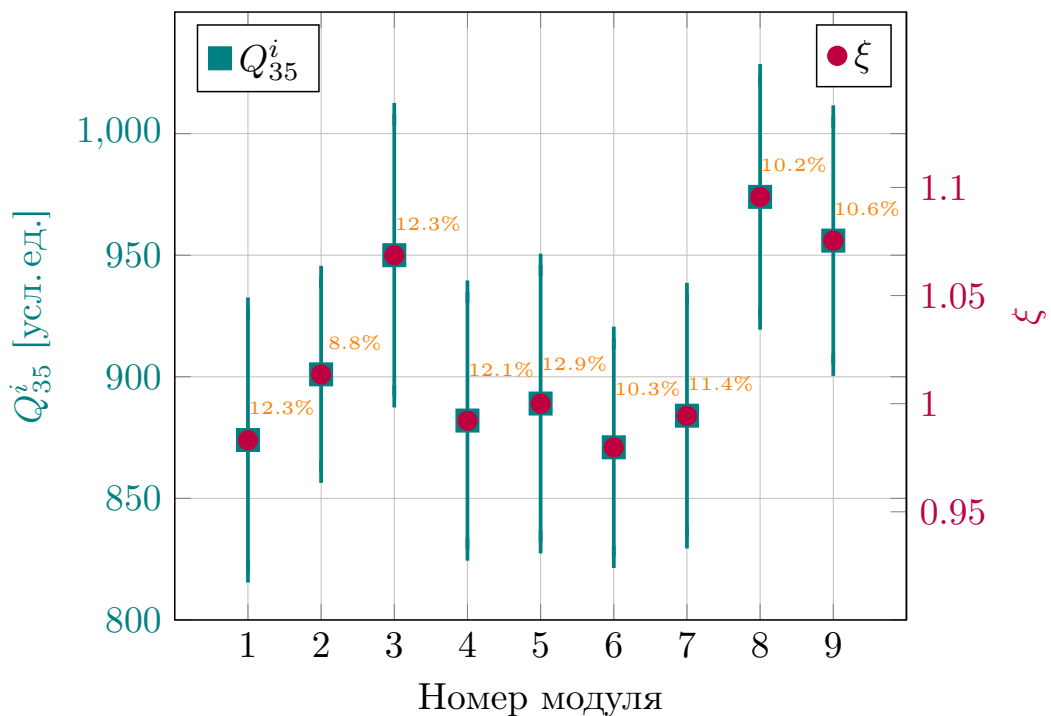


Рисунок 2.15 — Распределение положения комптоновского края для модулей в режиме выравненных откликов. Каждая точка соответствует размещению источника непосредственно на исследуемом модуле. На рисунке зеленым отмечено положение края Q_{35}^i , а также соответствующее ему разрешение σ_{35}^i (рядом с каждой точкой указано значение относительного разрешения). Красные точки характеризуются параметром $\xi = Q_{35}^i / Q_{35}^5$ — отклонением комптоновского края относительно 5-го модуля в 35 см («геометрического центра детектора»).

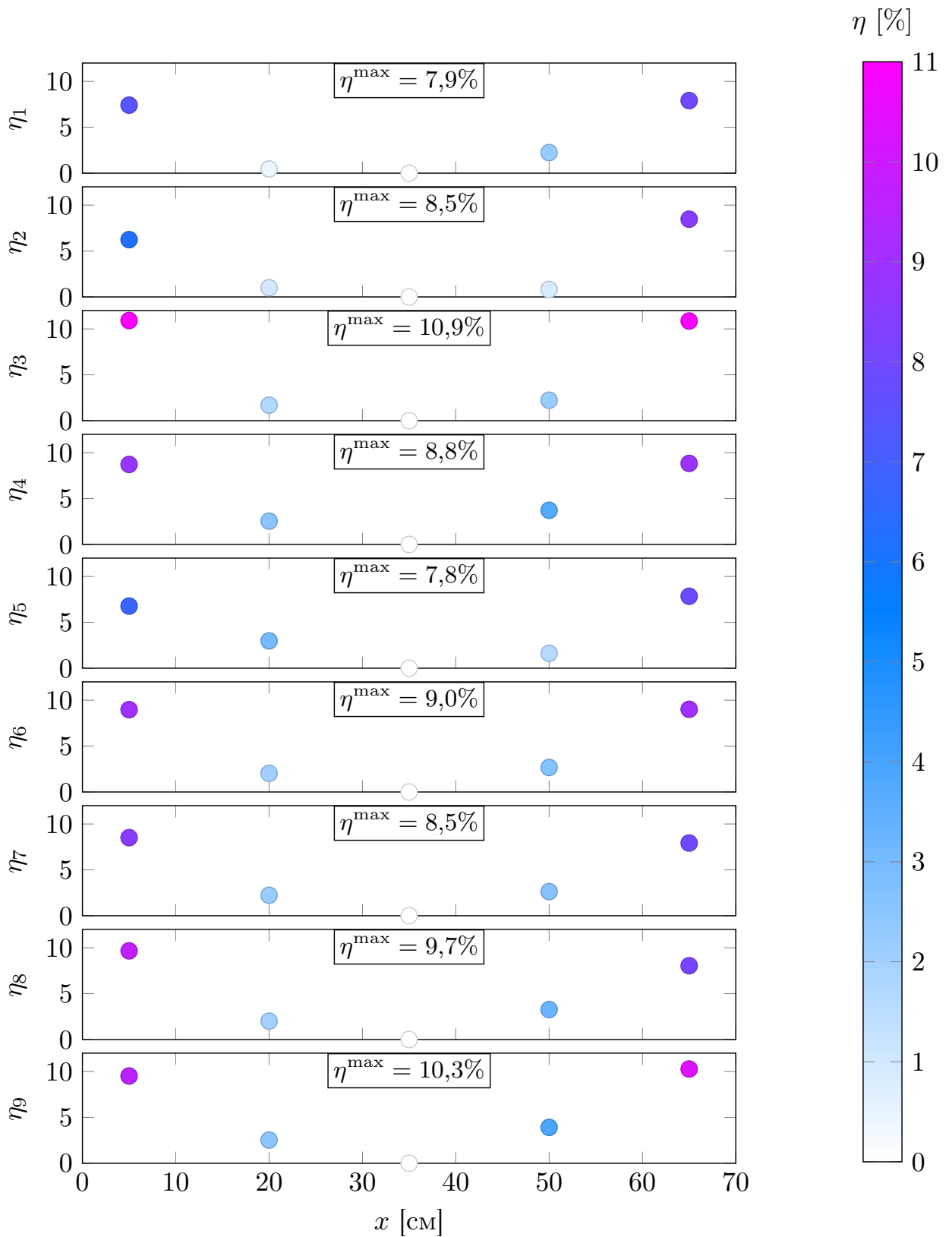


Рисунок 2.16 — Неоднородность светособирания η_i модулей, где i принимает значение номера модуля. $\eta = (Q_x^i/Q_{35}^i - 1) \cdot 100\%$, где Q_x^i и Q_{35}^i — значение комптоновского края при расположении калибровочного источника на модуле i в точке x и 35 см соответственно (x принимает значение 5, 20, 35, 50 и 65 см). Для каждого модуля отмечено η^{\max} — максимальное значение неоднородности на краях модуля.

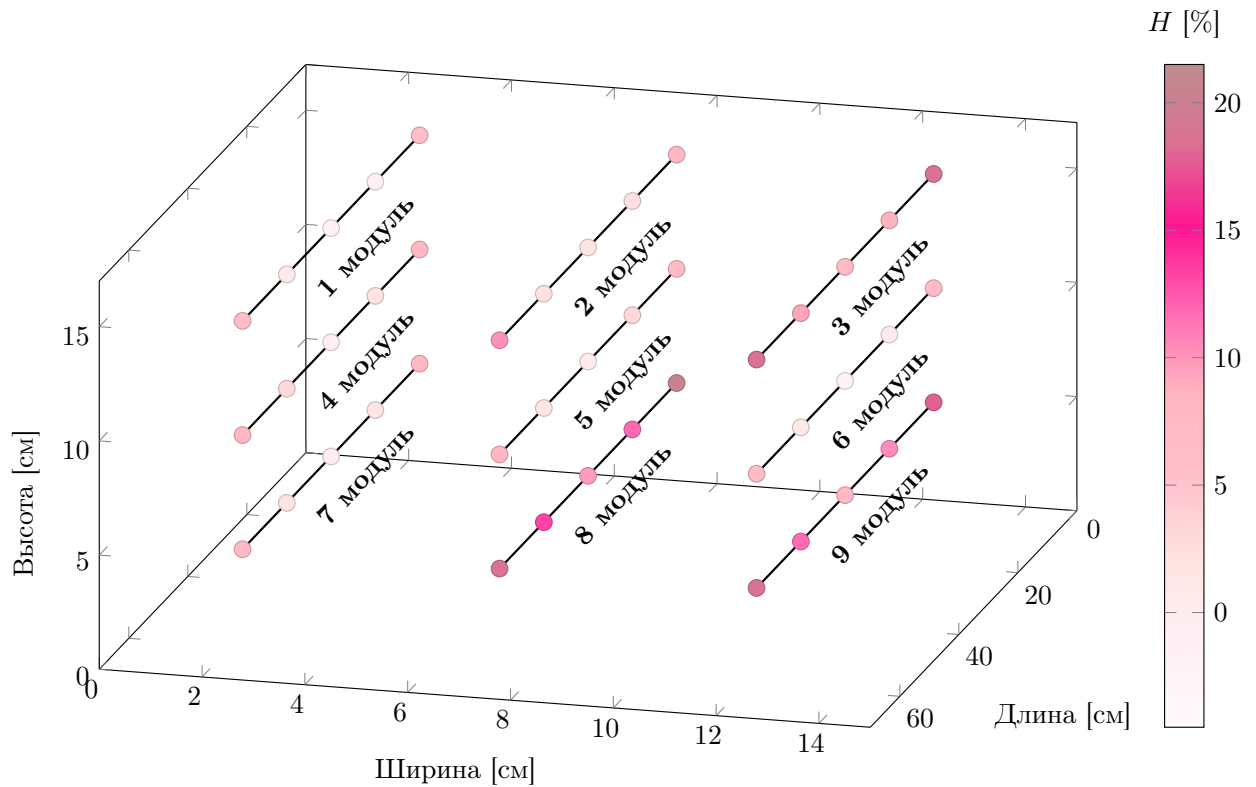


Рисунок 2.17 — Пространственная неоднородность светособирания H детектора. $H = (Q_x^i / Q_{35}^5 - 1) \cdot 100\%$, где Q_x^i — значение комптоновского края при расположении калибровочного источника на i -том модуле в точке x , Q_{35}^5 — значение комптоновского края при расположении калибровочного источника на 5-ом модуле в точке 35 см («геометрическом центре» детектора).

Таблица 2.4 — Относительное разрешение модулей для энергии 1 МэВ при режиме выравненных откликов. $\Delta\delta$ — абсолютная погрешность значения относительного разрешения δ . Среднее разрешение составляет $\langle\delta\rangle = 7,7\%$.

№ модуля	1	2	3	4	5	6	7	8	9
δ (1 МэВ), %	8,4	6,1	8,5	8,3	8,9	7,1	7,8	7,0	7,3
$\Delta\delta$, %	0,7	0,5	0,7	0,7	0,8	0,6	0,7	0,6	0,6

Теперь рассмотрим конфигурацию, при которой напряжение питания ФЭУ выставлено по таб. 2.2, а сигналы со всех модулей одновременно суммируются на FIFO. На рис. 2.18 показано отличие отклика отдельно с центрального модуля и со всей сборки при одновременном суммировании сигналов. Отличие в характере откликов объясняется различным поведением энерговыделения в этих случаях (см. рис. 2.19 и 2.20 — получены из Монте-Карло моделирования). Также из вида суммарного энерговыделения в сборке вытекает трудность, связанная с затруднительностью

спектрометрии в данной конфигурации — для определения сопутствующих характеристик детектора необходимо повсеместное использование вычислительно сложных расчетов с применением Монте-Карло моделирования, т. к. энергия комптоновского края определяется неоднозначно.

Для оценки эффективности регистрации ε γ -квантов от ^{137}Cs центральным модулем и всей сборкой (см. рис. 2.18) проведен расчет светосилы $\mathfrak{L}_{477\text{кэВ}}$ спектрометров:

$$\mathfrak{L} = \varepsilon \cdot \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{N_{\text{рег}}}{N_{\text{исп}}}, \quad (2.1)$$

где Ω — телесный угол, в пределах которого относительно источника расположен детектор излучений (точный расчет часто возможен только с применением Монте-Карло моделирования); $N_{\text{рег}}$ — число зарегистрированных частиц; $N_{\text{исп}}$ — число испущенных частиц источником. Последнее выражение в 2.1 представимо в более удобном виде:

$$\frac{N_{\text{рег}}}{N_{\text{исп}}} = \frac{N_{\text{рег}}/T}{A}, \quad (2.2)$$

где T — время набора данных; A — активность источника на момент набора данных. $N_{\text{рег}}$ в 2.1 и 2.2 можно определить следующим образом:

$$N_{\text{рег}} = \int_{Q_{\text{min}}}^{Q_{\text{max}}} S(Q) dQ, \quad (2.3)$$

где $S(Q)$ — аппаратная кривая отклика, выраженная в единицах условного заряда; Q_{min} и Q_{max} — нижний и верхний пределы интегрирования соответственно.

Основываясь на 2.1, 2.2 и 2.3, $\mathfrak{L}_{477\text{кэВ}}$ рассчитывается как

$$\mathfrak{L}_{477\text{кэВ}} = \frac{1}{T \cdot A_{^{137}\text{Cs}}} \int_{250}^{1600} S(Q) dQ. \quad (2.4)$$

Рассчитанные по 2.4 значения светосилы для γ -квантов от источника ^{137}Cs ,

расположенного на центральном модуле в точке 35 см, представлены в 2.5:

$$\mathcal{L}_{477 \text{ кэВ}} = 10\% \quad \text{— для центрального модуля;} \quad (2.5)$$

$$\mathcal{L}_{477 \text{ кэВ}} = 30\% \quad \text{— для всей сборки.}$$

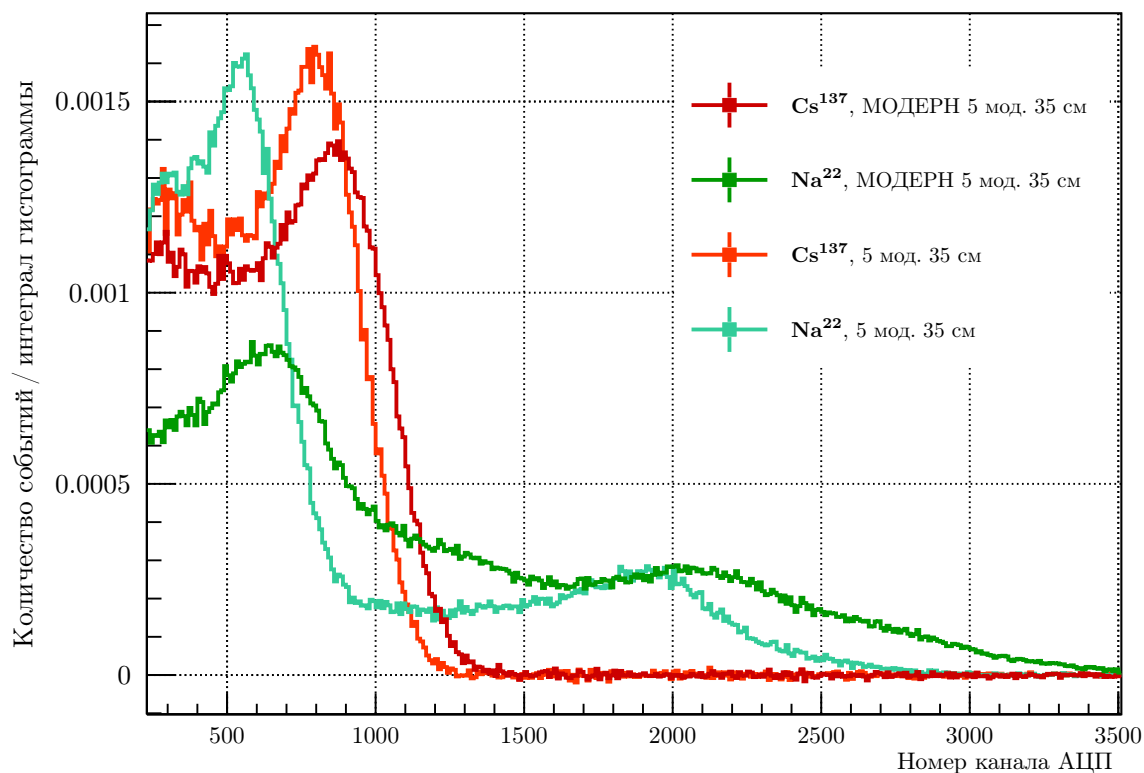


Рисунок 2.18 — Нормированные на собственный интеграл аппаратные кривые отклика на калибровочные источники, расположенные на центральном модуле в точке 35 см. На рисунке данные с центрального модуля обозначены как «5 мод.», а со всей сборки — как «МОДЕРН» (по планируемому названию детектора: МОбильный ДЕтектор Реакторный антиНейтрито).

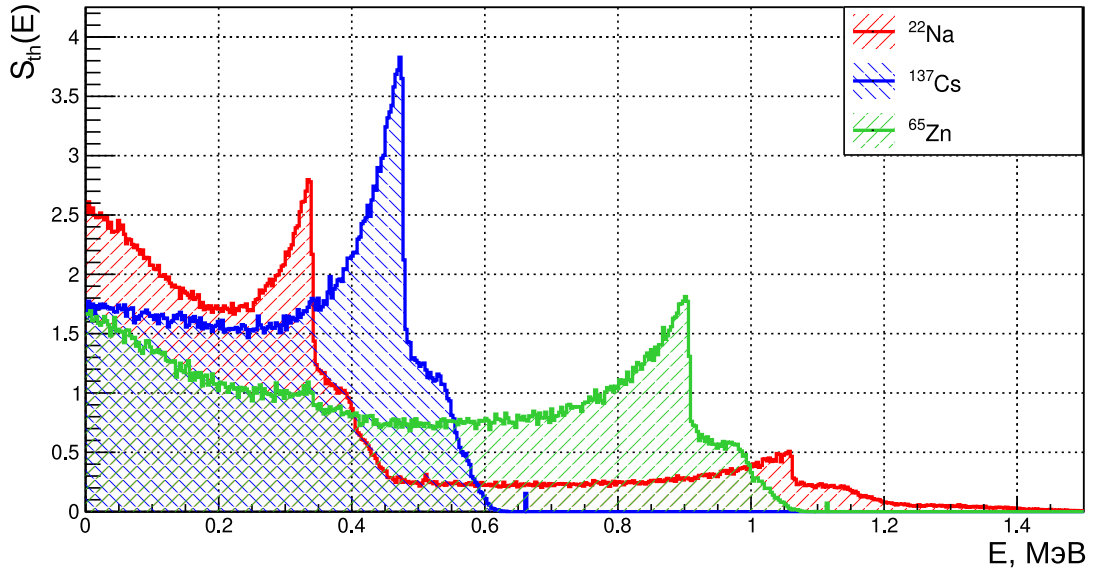


Рисунок 2.19 — Спектры по энергвыделению в одном модуле для калибровочных источников ^{22}Na , ^{65}Zn и ^{137}Cs .

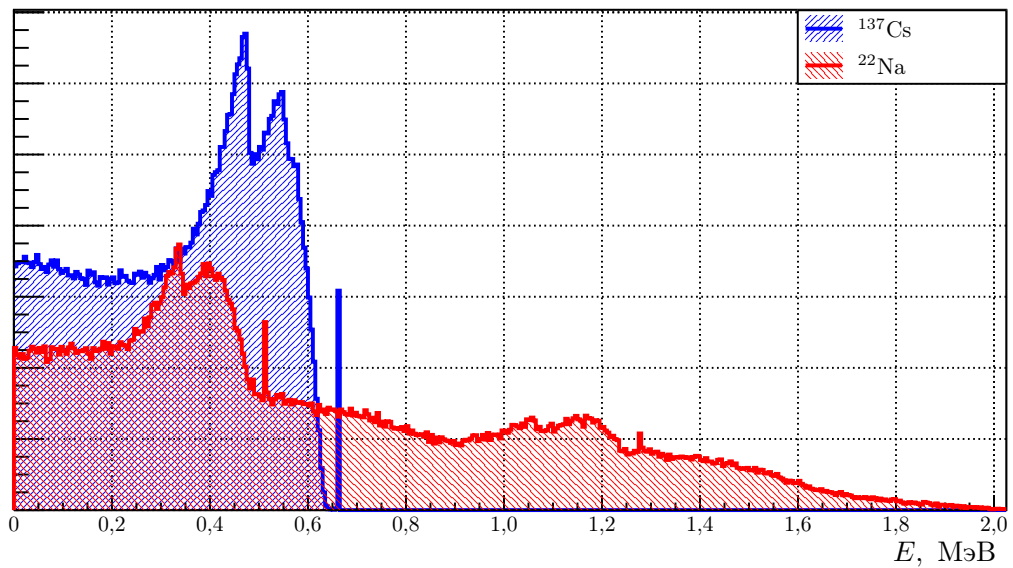


Рисунок 2.20 — Суммарные спектры по энергвыделению во всей сборке для калибровочных источников ^{22}Na и ^{137}Cs . Вклад двухкратного комптоновского рассеяния в спектр становится ощутимым по сравнению со спектром в одном модуле.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследован с позиции γ -спектрометрии один из основных режимов работы — режим выравненных откликов ФЭУ — сборки из 3×3 сцинтилляционных спектрометров на основе органического пластикового сцинтиллятора для детектирования реакторных антинейтрино. В ходе работы получены следующие результаты:

- Подобраны напряжения питания ФЭУ спектрометрических модулей по согласию откликов спектрометров на источник γ -излучения.
- Средний разброс откликов модулей относительного центрального модуля по положению комптоновского края для источника ^{137}Cs составляет $\langle \xi \rangle = 3,8\%$, максимальное отклонение $\xi^{\max} = 11,6\%$.
- Среднее значение неоднородности светособирания модулей принимает величину $\langle \eta \rangle = 9,0\%$.
- Влияние пространственной неоднородности светособирания на отклик детектора составляет $H = 22\%$.
- Относительное разрешение модулей для энергии 1 МэВ в среднем составляет $7,7\%$.
- Определено значение светосилы при регистрации γ -квантов от источника ^{137}Cs , расположенного на центральном модуле в точке 35 см, для центрального модуля и всей сборки: $\mathfrak{L}_{477 \text{ кэВ}} = 10\%$ и $\mathfrak{L}_{477 \text{ кэВ}} = 30\%$ соответственно.

Показано, что при данной конфигурации при одновременном суммировании сигналов со всех модулей спектрометрия γ -излучения затруднительна из-за вида суммарного энерговыделения в сборке.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Reines F., Cowan C. L.* Detection of the Free Neutrino // *Phys. Rev.* — 1953. — Vol. 92, issue 3. — P. 830–831.
2. Detection of the Free Neutrino: a Confirmation / C. L. Cowan [et al.] // *Science.* — 1956. — Vol. 124, no. 3212. — P. 103–104. — eprint: <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.124.3212.103>.
3. *Reines F., Cowan C. L.* The neutrino // *Nature.* — 1956. — Vol. 178. — P. 446–449.
4. *Reines F., Cowan C. L.* A Proposed Experiment to Detect the Free Neutrino // *Phys. Rev.* — 1953. — Vol. 90, issue 3. — P. 492–493.
5. First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance / K. Eguchi [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 90, issue 2. — P. 021802.
6. Indication of Reactor $\bar{\nu}_e$ Disappearance in the Double Chooz Experiment / Y. Abe [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108, issue 13. — P. 131801.
7. Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment / J. K. Ahn [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108, issue 19. — P. 191802.
8. Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay / F. P. An [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108, issue 17. — P. 171803.
9. Neutrino physics with JUNO / F. An [et al.] // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics.* — 2016. — Vol. 43, no. 3. — P. 030401.

10. Determination of the neutrino mass hierarchy at an intermediate baseline / L. Zhan [et al.] // *Phys. Rev. D.* — 2008. — Vol. 78, issue 11. — P. 111103.
11. *Forero D. V., Hawkins R., Huber P.* The benefits of a near detector for JUNO. — 2017. — arXiv: [1710.07378](https://arxiv.org/abs/1710.07378) [[hep-ph](#)].
12. *Zhang C., Qian X., Fallot M.* Reactor antineutrino flux and anomaly // *Progress in Particle and Nuclear Physics.* — 2024. — Vol. 136. — P. 104106. — ISSN 0146-6410.
13. *Huber P.* Erratum: Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors [*Phys. Rev. C* 84, 024617 (2011)] // *Phys. Rev. C.* — 2012. — Vol. 85, issue 2. — P. 029901.
14. Improved predictions of reactor antineutrino spectra / T. A. Mueller [et al.] // *Phys. Rev. C.* — 2011. — Vol. 83, issue 5. — P. 054615.
15. *Danilov M.* New results from the DANSS experiment. — 2022. — arXiv: [2211.01208](https://arxiv.org/abs/2211.01208) [[hep-ex](#)].
16. STEREO neutrino spectrum of ^{235}U fission rejects sterile neutrino hypothesis / H. Almazán [et al.] // *Nature.* — 2023. — Vol. 613, no. 7943. — P. 257–261. — arXiv: [2210.07664](https://arxiv.org/abs/2210.07664) [[hep-ex](#)].
17. Final Search for Short-Baseline Neutrino Oscillations with the PROSPECT-I Detector at HFIR / M. Andriamirado [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2025. — Vol. 134, issue 15. — P. 151802.
18. *Копейкин В., Панин Ю., Сабельников А.* Измерение отношения кумулятивных спектров бета-частиц от продуктов деления ^{238}U и ^{239}Pu для решения задач физики реакторных антинейтрино // *Ядерная физика.* — 2021. — Т. 84. — С. 3–11.
19. *Kopeikin V., Skorokhvatov M., Titov O.* Reevaluating reactor antineutrino spectra with new measurements of the ratio between ^{235}U and ^{239}Pu β spectra // *Phys. Rev. D.* — 2021. — Vol. 104, issue 7. — P. L071301.
20. Improved measurement of the reactor antineutrino flux and spectrum at Daya Bay / F. P. An [et al.] // *Chinese Physics C.* — 2017. — Vol. 41, no. 1. — P. 013002.

21. Possible origins and implications of the shoulder in reactor neutrino spectra / A. C. Hayes [et al.] // Phys. Rev. D. — 2015. — Vol. 92, issue 3. — P. 033015.
22. *Huber P.* NEOS Data and the Origin of the 5 MeV Bump in the Reactor Antineutrino Spectrum // Phys. Rev. Lett. — 2017. — Vol. 118, issue 4. — P. 042502.
23. Measurement of reactor antineutrino flux and spectrum at RENO / S. G. Yoon [et al.] // Phys. Rev. D. — 2021. — Vol. 104, issue 11. — P. L111301.
24. *Mikaelyan L. A.* Neutrino laboratory in the atomic plant // in Proceedings of the International Conference "Neutrino 77". — 1978. — Vol. 2. — P. 383–385.
25. *Mikaelyan L. A., Borovoi A. A.* Possibilities of the practical use of neutrinos // Soviet Atomic Energy. — 1978. — Vol. 44. — P. 589–592.
26. Neutrino Control of Reactors for the Application of the IAEA Safeguards to Floating Nuclear Power Units / E. Velikhov [et al.] // Physics of Atomic Nuclei. — 2022. — Vol. 85, issue 8. — P. 1380–1382.
27. *Christensen E., Huber P., Jaffke P.* Antineutrino reactor safeguards - a case study. — 2014. — arXiv: [1312.1959](https://arxiv.org/abs/1312.1959) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1312.1959)].
28. Colloquium: Neutrino detectors as tools for nuclear security / A. Bernstein [et al.] // Rev. Mod. Phys. — 2020. — Vol. 92, issue 1. — P. 011003.
29. iDREAM: industrial Detector of REactor Antineutrinos for Monitoring at Kalinin nuclear power plant / A. Abramov [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2022. — Vol. 17, no. 09. — P09001.
30. *Cucoanes A. S.* The Nucifer Experiment // Nucl. Data Sheets. — 2014. — Vol. 120. — P. 157–160.
31. *Боровой А., Микаэлян Л.* Возможности практического использования нейтрино // Атомная энергия. — 1978. — Т. 44, вып. 6. — С. 508–511.
32. Припринт ИЭА-4284/2 (ЦНИИАтоминформ, Москва, 1986) / С. Богатов [и др.].

33. Reactor antineutrino monitoring with a plastic scintillator array as a new safeguards method / S. Oguri [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2014. — Vol. 757. — P. 33–39. — ISSN 0168-9002.
34. Observation of Reactor Antineutrinos with a Rapidly Deployable Surface-Level Detector / A. Haghghat [et al.] // Phys. Rev. Appl. — 2020. — Vol. 13, issue 3. — P. 034028.
35. *Копейкин В., Скорохватов М.* Особенности протекания реакции обратного бета-распада на протоне в потоке антинейтрино ядерного реактора // Ядерная физика. — 2017. — Т. 80. — С. 142–150.
36. *Kopeikin V., Popov D., Skorokhvatov M.* Dynamics of Energy Release in a Nuclear-Reactor Core // Physics of Atomic Nuclei. — 2024. — Vol. 87, issue 4. — P. 389–398.
37. *Qian X., Peng J.-C.* Physics with reactor neutrinos // Reports on Progress in Physics. — 2019. — Vol. 82, no. 3. — P. 036201.
38. Precise measurement of Birks kB parameter in plastic scintillators / M. Hirschberg [et al.] // IEEE Trans. Nucl. Sci. — 1992. — Vol. 39. — P. 511–514.
39. *Hamamatsu Photonics.* PHOTOMULTIPLIER TUBES: Basics and Applications. — 4rd. — Hamamatsu Photonics K.K., 2017. — P. 48–49.
40. Спектрометрические характеристики пластикового сцинтиллятора российского производства / Е. Литвинович [и др.] // Ядерная физика и инжиниринг. — 2025. — Т. 16, вып. 6. — С. 838–842.
41. *Dietze G., Klein H.* Gamma-calibration of NE 213 scintillation counters // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. — 1982. — Vol. 193, no. 3. — P. 549–556. — ISSN 0167-5087.
42. Energy Resolution of the Fabricated Plastic Scintillator / Y. Kim [et al.]. — 2018. — eprint: https://www.kns.org/files/pre_paper/40/18A-440%EA%B9%80%EC%9A%A9%ED%98%84.pdf.