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

## ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ РАЗРАБОТКА СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

Студент

\_\_\_\_\_ Р. Р. Биктимиров

Научный руководитель

\_\_\_\_\_Д. В. Попов

Москва 2025

#### ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

## РАЗРАБОТКА СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

| Р. Р. Биктимиров  |
|-------------------|
| Д. В. Попов       |
|                   |
| Д. М. Громушкин   |
|                   |
| А. А. Кириллов    |
|                   |
| М. Д. Скорохватов |
|                   |

# СОДЕРЖАНИЕ

| B  | веде | ние    |  | 3  |
|----|------|--------|--|----|
| 1  | Дeı  | гектир | ование реакторных антинейтрино                       | 7  |
|    | 1.1  | Регис  | трация 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  | Спект  | грометрические характеристики сцинтилляторов         | 17 |
|    |      | 1.2.1  | Детектирование фотонов сцинтилляции                  | 17 |
|    |      | 1.2.2  | Разрешение детектора                                 | 18 |
|    |      | 1.2.3  | Неоднородность светособирания                        | 19 |
| 2  | Раз  | работ  | ка спектрометра                                      | 21 |
|    | 2.1  | Линеі  | йность электроники                                   | 22 |
|    | 2.2  | Измер  | рение спектрометрических характеристик ФЭУ           | 23 |
|    |      | 2.2.1  | Зависимость отклика ФЭУ от яркости источника         | 25 |
|    |      | 2.2.2  | Зависимость отклика ФЭУ от подаваемого напряжения    | 26 |
|    |      | 2.2.3  | Сравнение ФЭУ по их спектрометрическим характе-      |    |
|    |      |        | ристикам   | 27 |
|    | 2.3  | Измер  | рение спектрометрических характеристик органических  |    |
|    |      | пласт  | иковых сцинтилляторов                                | 28 |
|    |      | 2.3.1  | Измерение неоднородности светособирания              | 32 |
|    |      | 2.3.2  | Калибровка энергетической шкалы спектрометра и опре- | -  |
|    |      |        | деление его энергетического разрешения               | 34 |
|    |      | 2.3.3  | Сравнение органических пластиковых сцинтилляторов    |    |
|    |      |        | по их спектрометрическим характеристикам             | 36 |
| За | аклю | очение | :<br>:   | 38 |
| C  | писо | к испо | эльзованных источников                               | 39 |

# 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 – 100ТэВ; 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 ИССЛЕ-ДОВАНИЯ 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  $\beta$ -распада было экспериментально подтверждено существование (анти)нейтрино [1-4].

- 2) Осцилляции нейтрино.
  - В 2003 г. детектором KamLAND [5] впервые на реакторном эксперименте обнаружены осцилляции нейтрино и измерен параметр смешивания  $\Delta m_{12}^2$ ; в 2012 г. три эксперимента — Double Chooz [6], RENO [7] и Daya Bay [8] — объявили о том, что угол смешивания  $\theta_{13}$  отличен от нуля (наиболее точно  $\theta_{13}$  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 антинейтриннная 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 задачу: 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 <sup>235</sup>U, а также сырьё <sup>238</sup>U, способное при захвате нейтрона образовывать изотопы плутония (<sup>239</sup>Pu и <sup>241</sup>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 ( $70 \times 5 \times 5$ ) см, выполненный из полистирола со спектросмещающими добавками: п-терфенил сцинтилляционный и 1,4-Ди-(5-фенил-2-оксазолил)бензол (ПОПОП), сигнал с которого снимается вакуумными ФЭУ с эффективным диаметром фотокатода 4.65 см.

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

- Определить спектрометрические характеристики и сравнить по ним между собой пластиковые сцинтилляторы;
- Определить спектрометрические характеристики и сравнить по ним между собой вакуумные ФЭУ;
- 3) Подобрать оптимальную конфигурацию модулей блока детектора реакторных антинейтрино.

| ФЭУ | Пластиковый сцинтиллятор               | ФЭУ |
|-----|--|-----|
|     | x///////////////////////////////////// |     |

#### Поглотитель нейтронов

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  $\beta$ -распадов в среднем образуется 6 электронных антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  с энергиями, лежащими в диапазоне от 0 до 8 МэВ. Основной вклад (~ 97% [35]) в рождение  $\bar{\nu}_e$  в ядерном реакторе вносят 4 делящихся изотопа: <sup>235</sup>U, <sup>238</sup>U, <sup>239</sup>Pu и <sup>241</sup>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:

$$\bar{\nu}_e + p \to n + e^+. \tag{1.1}$$

ОБР обладает двумя достоинствами: удобством регистрации (см. рис. 1.1) и относительно (других реакций) большим сечением взаимодействия с веществом<sup>1</sup> (см. таб. 1.2).



Рисунок 1.1 — Функциональная схема реакции ОБР.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>По 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  $\gamma$ -квантов с энергией каждого  $E_{\gamma} = 0.511$  МэВ; 2) регистрируется сигнал от замедленного до теплового нейтрона<sup>2</sup>, 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  $E_{\bar{\nu}_e}$ :

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

где  $E_{e^+} = E_{\text{vis}} - m_{e^-}$ ,  $E_{\text{vis}}$  — непосредственно регистрируемая энергия на эксперименте;  $E_p = m_p$  (в системе покоя протона);  $E_n \approx m_n$  (пренебрегаем энергией отдачи нейтрона<sup>3</sup>). Следовательно, опираясь на 1.2, энергия антинейтрино связана с  $E_{\text{vis}}$  следующим соотношением:

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

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

$$E_{\bar{\nu}_e} \approx E_{e^+} + 1.293 \text{ M} \Rightarrow \text{B}.$$

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Регистрируется продукт(-ы) реакции захвата нейтрона на поглотителе, а не сам нейтрон (см. подраздел 1.1.3).

 $<sup>^3 \</sup>mathrm{Maлость}$ энергии отдачи нейтрона следует из кинематического рассмотрения реакции OEP.



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 <sup>235</sup>U, <sup>238</sup>U, <sup>239</sup>Pu и <sup>241</sup>Pu соответственно.

Таблица 1.1 — Основные характеристики для изотопов <sup>235</sup>U, <sup>238</sup>U, <sup>239</sup>Pu и <sup>241</sup>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"  | $\sigma_{\rm дел}$ | Доля деления | Энергия на одно деление |
|--------------------|--|--------------------|--------------|-------------------------|
|                    | в ядерном топливе  | (барн)             | (%)          | (МэВ/деление)           |
| <sup>235</sup> U   | Обогащение природного $U$  | 531                | 58           | $201.9 \pm 0.4$         |
| $^{238}\mathrm{U}$ | Природное содержание   |                    | 8            | $204.9\pm0.5$           |
| <sup>239</sup> Pu  | $^{238}$ U $(n, \gamma)^{239}$ U $(\beta^{-})^{239}$ Np $(\beta^{-})^{239}$ Pu | 750                | 29           | $210.6\pm0.4$           |
| $^{241}$ Pu        | $^{239}$ Pu $(n,\gamma)^{240}$ Pu $(n,\gamma)^{241}$ Pu                        | 1010               | 5            | $213.1\pm0.5$           |

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 <sup>235</sup>U, <sup>239</sup>Pu, <sup>238</sup>U и <sup>241</sup>Pu соответственно.

| Реакция   | Тип            | Сечение реакции                          | Порог |
|---|----------------|--|-------|
|   | взаимодействия | $(10^{-44} \text{ см}^2/\text{деление})$ | (МэВ) |
| $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$             | CC             | ~63                                      | 1.8   |
| $\bar{\nu}_e + d \rightarrow n + n + e^+$         | CC             | ~1.1                                     | 4.0   |
| $\bar{\nu}_e + d \to n + p + \bar{\nu}_e$         | NC             | ~3.1                                     | 2.2   |
| $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$ | $\rm CC/NC$    | $\sim 0.4 \times Z$                      | 0     |
| $\bar{\nu}_e + A \to \bar{\nu}_e + A$             | 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 выполняют 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). Бо́льшая 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  $N_{\phi o \tau o h o b}$  (т. н. «световыход») зависит от потерь энергии<sup>4</sup> dE/dx заряженной частицы в органическом сцинтилляторе и описывается полуэмпирическим законом Биркca:

$$N_{\text{фотонов}}(E) = \int_{0}^{R} \frac{A \times dE/dx}{1 + kB \times dE/dx} dx, \qquad (1.3)$$

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  $N_{\phi \text{отонов}} \sim E$ , а в области больших энергетических потерь  $N_{\phi \text{отонов}} \sim E$ , а в области больших энергетических потерь  $N_{\phi \text{отонов}}$  не зависит от E и пропорционально R. Часто для удобства вводят сопряженную величину — «удельный световыход», который определяется как отношение количества фотонов в сцинтиллятора (единица измерения [фотон/МэВ]).

 $<sup>^4 {\</sup>rm Стоит}$ отметить, что  $N_{\rm фотонов}$  также зависит от типа заряженной частицы: электрон, протон,  $\alpha$ -частица и т. д. (т. к.  ${\rm d}E/{\rm d}x$  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  $\pi$ -молекулярные орбитали, в возбужденных молекулах.  $S_i$  — синглетные уровни молекулы,  $T_i$  — триплетные уровни молекулы (каждый уровень имеет соответствующий набор колебательных состояний),  $I_{\pi}$  — 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<sub>1</sub> 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<sub>0</sub> в основное синглетное состояние происходит двумя путями: 1) взаимодействием с другой молекулой, находящейся в состоянии  $T_0$  ( $T_0 + T_0 \rightarrow S_1 + S_0 + \phi$ ононы); 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  $\gamma$ -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  $\gamma$ -кванта  $E_{\gamma}$  в степени 7/2:

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

2) При комптон-эффекте гамма-квант рассеивается на внешнем электроне 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 электроне выражается формулой Клейна-Нишины:

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

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,  $E_\gamma$  — энергия гамма-кванта.

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

$$\sigma_{\rm c}^{\rm a} \sim Z \cdot \sigma_{\rm c}.$$

Отношение энергии гамма-кванта после рассеяния  $E'_{\gamma}$  к изначальной энер-

гии гамма-кванта  $E_{\gamma}$  определяется формулой:

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

где  $\theta_{\gamma}$  — угол рассеяния гамма-кванта в лабораторной системе. Кинетическая энергия электрона определяется соотношением:

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

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

$$E_e^{\max} \equiv E_{\kappa pa \breve{n}} = \frac{E_{\gamma}}{1 + m_e/2E_{\gamma}} \tag{1.8}$$

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

$$E_{\gamma} \ge 2m_e + 2\frac{m_e^2}{m},\tag{1.9}$$

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

$$E_{\gamma} \ge 2m_e.$$

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

$$E_{\gamma} \ge 4m_e.$$

В основном рождение электрон-позитронных пар происходит в поле ядер атомов, сечение этого процесса плавно растет с увеличением  $E_{\gamma}$  и пропорционально квадрату Z:

$$\sigma_{\rm p} \sim Z^2 \cdot \ln E_{\gamma}. \tag{1.10}$$

Из рис. 1.4 следует, что в области средних энергий (~1–5 МэВ) превалирующим 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  $\gamma$ -квантов с веществом.



Рисунок 1.5 — Пример экспериментально полученной аппаратурной кривой отклика пластикового сцинтиллятора на источник γ-излучения <sup>137</sup>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,  $\gamma$ -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 OEP 1.1 нейтрон (обладающий энергией примерно 15 кэВ) далее замедляется до теплового (0,025 эВ). Наиболее распространенные реакции<sup>5</sup>, используемые для регистрации тепловых нейтронов OEP, 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  $\gamma$ -квантами. В реакциях с Cd и Gd образуется большое количество  $\gamma$ -квантов, поэтому для данных реакций в скобках указана суммарная уносимая энергия  $\gamma$ -квантами.

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

 $^5{\rm B}$ 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 (фотокатод), 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 фотокатодом 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

17

подается 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. Второй — 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 динод. 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:

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

где f — коэффициент, учитывающий долю фотонов, попавших на фотокатод;  $\gamma$  — 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:

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

где  $\sigma_z$  — 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, пространственные координаты и т. д.). Часто за величину разрешения принимают полную ширину распределения на его полувысоте<sup>6</sup> — ПШПВ (за величину разрешения также могут принимать среднеквадратичное отклонение измеряемой величины). Для нормального распределения ПШПВ определяется как:

$$\Delta z(\Pi \amalg \Pi B) = 2.355 \sigma_z. \tag{1.13}$$

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

$$\delta = \frac{\Delta z}{z} \cdot 100\%. \tag{1.14}$$

Из вида выражений 1.13 и 1.14 следует, что при уменьшении значения  $\Delta z$ 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:

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

где  $I_0$  — начальная интенсивность; x — пройденное светом расстояние до  $\Phi \Im \Im; \Lambda$  — 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

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>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:

На разных этапах проведения работы для питания ФЭУ использовались различные источники высокого напряжения, способные выдавать широкий диапазон значений напряжений;

• Электронно-измерительная аппаратура:

Сигналы с ФЭУ подавались на модуль "разветвления" 428F QUAD LINEAR FAN-IN/FAN-OUT производства фирмы LeCroy, 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<sup>1</sup>, 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.

 $<sup>^1\</sup>mathrm{Ha}$  разных этапах проведения работы использовались разные осциллографы.



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.

Источники высокого напряжения, используемые в данной работе, имеют встроенные средства контроля, позволяющие проводить мониторинг выдаваемого ими напряжения (вольтметры). По их показаниям было установлено, что источники напряжения имеют 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 амплитуд<sup>2</sup> данная зависимость носит линейный характер.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>На рисунке представлена только лишь область амплитуд, продиктованная рабочим диапазоном амплитуд ФЭУ (см. подраздел 2.2.1). 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 осциллографов аналогична проверке АЦП. Для всех из них наблюдалось полное соответствие показаний генератора и наблюдаемых сигналов.

# 2.2. ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФЭУ

Схема установки для измерения ФЭУ представлена на рис. 2.3. ФЭУ, питаемый источником высокого напряжения, устанавливался в кювете (на рисунке не отмечено) для соблюдения соосности с расположенным на расстоянии 3.5 см от него оптическим диффузором, предназначенным для рассеивания узкого пучка света, испускаемого светодиодом CAEN SP5601 (далее — *источник*), находящимся на расстоянии 1.5 см от диффузора. Сигналы с ФЭУ поступали на FAN-IN/FAN-OUT, с которого они дальше выводились на АЦП и на осциллограф, с помощью которого определялись амплитуды сигналов. Пример аппаратурной кривой отклика ФЭУ представлен на рис. 2.4. Путем аппроксимации кривой функцией Гаусса определялось положение среднего  $\mu$  и среднеквадратичное отклонение  $\sigma_Q$  (в единицах условного заряда Q).

Оптический диффузор ФЭУ  $\lambda = 400$  нм Светодиод

Рисунок 2.3 — Функциональный вид установки для измерения ФЭУ (не в масштабе).



Рисунок 2.4 — Аппаратурная кривая отклика ФЭУ на свет длиной волны 400 нм.

### 2.2.1. ЗАВИСИМОСТЬ ОТКЛИКА ФЭУ ОТ ЯРКОСТИ ИСТОЧНИКА

Была измерена зависимость отклика ФЭУ от яркости источника на подаваемом напряжении 1250 В: яркость источника менялась от 40% до 100% с шагом 5%. По полученным данным построена зависимость дисперсии  $D_Q = \sigma_Q^2$  кривой отклика от ее положения среднего. Из рис. 2.5 следует, что начиная с области 5000 номера канала (примерно соответствует амплитуде сигнала равной 600 мВ) закон отклоняется от линейного — ФЭУ начинает работать в т. н. режиме "насыщения". Данное обстоятельство накладывает определенное ограничение на диапазон рабочих амплитуд сигналов, что учитывалось при всех дальнейших измерениях<sup>3</sup>.



Рисунок 2.5 — Зависимость дисперсии кривой отклика от ее положения среднего (каждая точка соответствует определенной яркости). Красная линия — результат аппроксимации полученной зависимости функцией  $D_Q = k \cdot \mu$  в области от 0 до 8000 номера канала.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Учитывалось именно ограничение *на амплитуды*, а не условные заряды, которые могут принимать любые значения в зависимости от настроек отображения гистограмм в программном обеспечении АЦП.

### 2.2.2. ЗАВИСИМОСТЬ ОТКЛИКА ФЭУ ОТ ПОДАВАЕМОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Измерена зависимость отклика ФЭУ от подаваемого на него напряжения U: напряжение изменялось от 900 до 1250 В с шагом 25 В при яркости источника, составляющей 78%. По полученным данным определено две зависимости:

1) Зависимость положения среднего кривой отклика от напряжения, которая аппроксимировалась эмпирической зависимостью [39]:

$$\mu = \frac{a^n}{\left(n+1\right)^{kn}} \cdot U^{kn},\tag{2.1}$$

где k — эмпирическая постоянная, зависящая от материала фотокатода ФЭУ (принимает значение в диапазоне 0.7–0.9); n — количество динодов (для всех измеряемых в данной работе ФЭУ оно равняется 10); a — свободный параметр, принимающий положительные значения. Из рис. 2.6 видно, что зависимость полностью соотносится с эмпирическим законом 2.1 (красная кривая на рисунке).



Рисунок 2.6 — Зависимость положения среднего кривой отклика ФЭУ от подаваемого на него напряжения.

2) Зависимость относительного разрешения (в ед. ПШПВ)  $\delta_{\Pi \Pi \Pi B} = \frac{2.355 \cdot \sigma}{\mu}$  от подаваемого напряжения (см. рис. 2.7).



Рисунок 2.7 — Зависимость относительного разрешения кривой отклика ФЭУ от подаваемого напряжения. Пунктирная и сплошная линии — подсчитанное среднее значение относительного разрешения и погрешность этого среднего в рабочем диапазоне амплитуд соответственно.

По виду этой зависимости найдена область, в которой относительное разрешение остается постоянным (красные линии на рисунке) — определен рабочий диапазон напряжений.

### 2.2.3. СРАВНЕНИЕ ФЭУ ПО ИХ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ

По методике, описанной в подразделах 2.2.1 и 2.2.2, проведено измерение 17 ФЭУ<sup>4,5</sup>, планируемых для использования в разрабатываемом детекторе. По полученным данным определен единый рабочий диапазон напряжений, равный 950–1150 В. В области этого диапазона для каждого ФЭУ подсчитано среднее значение относительного разрешения  $\langle \delta_i \rangle$ , а разброс значений относительно среднего определен как среднеквадратичное

 $<sup>^4{\</sup>rm B}$ данной серии измерений все ФЭУ подключались к одному делителю и питались одним источником напряжения.

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>На момент измерений научная группа обладала лишь таким количеством ФЭУ.

отклонение (см. рис. 2.8):

$$\langle \delta_i \rangle = \sum_U \frac{\delta_i^{(U)}}{9},\tag{2.2}$$

где i = 1, ..., 17 — номер ФЭУ, а суммирование по U ведется от 950 до 1150 В с шагом 25 В.



Рисунок 2.8 — Разброс средних значений относительных разрешений всех ФЭУ в едином рабочем диапазоне напряжений.

Разброс по величине относительного разрешения несущественный. ФЭУ, в пределах погрешностей попавшие в выделенную красными линиями область на рисунке, можно считать идентичными. Это позволяет проводить подстройку откликов ФЭУ относительно друг друга по величине амплитуды без потери в разрешении.

# 2.3. ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОРГАНИЧЕСКИХ ПЛАСТИКОВЫХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ

Схема установки для измерения отклика органического пластикового сцинтиллятора аналогична схеме, представленной на рис. 1, но с неболь-

шим отличием — отсутствием нейтронного поглотителя и наличием источника  $\gamma$ -излучения, который мог перемещаться вдоль всей длины измеряемого образца. В качестве источника  $\gamma$ -излучения выбраны <sup>22</sup>Na, <sup>65</sup>Zn и <sup>137</sup>Cs. ФЭУ и сцинтиллятор находились в кювете для соблюдения соосности. ФЭУ были подключены к двум разным источникам стабильного высокого напряжения и к двум разным делителям<sup>6</sup>. Сигнал с двух ФЭУ передавался на FAN-IN/FAN-OUT, на котором они либо оставались без изменений (для измерения неоднородности), либо складывались (для более точного определения спектрометрических характеристик). После сигнал поступал на АЦП.

Для определения спектрометрических характеристик по полученным аппаратурным кривым отклика сцинтилляторов (см. рис. 2.9) необходимо построить функцию S(Q), описывающую экспериментальные данные. Для данного случая она представляет собой интегральную свертку рассчитываемого методом Монте-Карло спектра энерговыделения  $S_{\rm th}$  (см. рис. 2.10)<sup>7</sup> с функцией отклика детектора — функцией Гаусса с переменным значением дисперсии:

$$S(Q) = \int_{0}^{E_{\text{max}}} S_{\text{th}}(E) \cdot N \times \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_E(E)} \cdot e^{-\frac{(E-kQ-b)^2}{2\sigma_E^2(E)}} dE, \qquad (2.3)$$

где E — энергия;  $\sigma_E(E)$  — энергетическое разрешение, зависящее от энергии:  $\sigma_E(E) = E \cdot \sqrt{\alpha^2 + \frac{\beta^2}{E} + \frac{\gamma^2}{E^2}}$ , где  $\alpha$  — параметр, обусловленный неоднородностью спектрометра (неоднородностью светособирания);  $\beta$  определяется, в основном, числом дошедших на первый динод фотоэлектронов (т. е. числом образованных фотонов сцинтилляций и их потерями на этом пути);  $\gamma$  — параметр шумов электроники; k — коэффициент пропорциональности между наблюдаемой энергией  $E_{\rm vis}$  и условным зарядом Q в линейном приближении:  $E_{\rm vis} = k \cdot Q + b$ , где коэффициент b отвечает за смещение нуля

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>Делители имели различные рабочие параметры, поэтому для получения симметричной относительно центра детектора картины была произведена "нормировка" этих двух сигналов путем выставления различных значений рабочих напряжений ФЭУ.

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>Рис. 2.9 и рис. 2.10 не согласованы по ширине.

по оси энергии; N — нормировка. Пример результата аппроксимации аппаратурной кривой построенной функцией S(Q) представлен на рис. 2.11.



Рисунок 2.9 — Пример аппаратурных кривых отклика пластикового сцинтиллятора на используемые в работе источники  $\gamma$ -излучения. У каждого комптоновского края подписана соответствующая ему энергия.



Рисунок 2.10 — Спектры по энерговыделению для использованных в работе источников *γ*-излучения.



Рисунок 2.11 — Аппроксимация функцие<br/>йS(Q)аппаратурной кривой пластикового сцинтилля<br/>тора для  $^{137}{\rm Cs}$ в области от 600 до 1000 номера канала АЦП.

### 2.3.1. ИЗМЕРЕНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ СВЕТОСОБИРАНИЯ

Для минимизации неоднородности светосбора в сцинтилляторах применяются различные световые отражатели, которые препятствуют свету покинуть объем сцинтиллятора. С этой целью проведено сравнение нескольких конфигураций пластиковых сцинтилляторов, обернутых в разные световые отражатели: тайвек (диффузный отражатель); майлар (зеркальный отражатель); тайвек с майларовым чехлом на одном из торцов и без светового отражателя. Были сняты аппаратурные кривые отклика на <sup>137</sup>Cs вдоль длины r сцинтиллятора с шагом 5 см. По полученным данным с помощью S(Q) определено положение пика комптоновского края (в единицах условного заряда Q) для каждой измеряемой точки. Наилучшим относительным светособиранием  $\kappa$  и наименьшей неоднородностью  $\eta$  (наибольшей длиной ослабления) обладает тайвек (см. таб. 2.1 и рис. 2.12), поэтому для него была построена неоднородность светособирания для суммарного сигнала, снимаемого с обоих торцов (см. рис. 2.13). В пределах погрешностей неоднородность для пластикового сцинтиллятора, обернутого в тайвек и просматриваемого с двух противоположных торцов ФЭУ, оказалась мала, поэтому данная конфигурация выбрана в качестве основы для спектрометра разрабатываемого детектора.

Таблица 2.1 — Значения светособирания для различных типов отражателей (нормированных на тайвек)  $\kappa$  в точке 35 см:  $\kappa = Q_N/Q_T$ , где  $Q_N$  — условный заряд для N-го отражателя;  $Q_T$  — условный заряд для тайвека.

| Отражатель | тайвек | тайвек "+" майлар | майлар | б/о  |
|------------|--------|-------------------|--------|------|
| $\kappa$   | 1,00   | 0,89              | 0,73   | 0,41 |



Рисунок 2.12 — Неоднородность светособирания  $\eta$  для всех используемых в работе отражателей.  $\eta = Q_i/Q_{35} - 1$ , где  $Q_i$  — условный заряд в *i*-й точке;  $Q_{35}$  — условный заряд в r = 35 см. Чем более полого лежит кривая, тем менее выражена неоднородность светособирания.



Рисунок 2.13 — Неоднородность светособирания для пластикового сцинтиллятора, обернутого в тайвек и просматриваемого с двух противоположных торцов ФЭУ. «ФЭУ П»/«ФЭУ Л» — неоднородность, полученная путем снятия сигнала только с правого/левого торца.

## 2.3.2. КАЛИБРОВКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ СПЕКТРОМЕТРА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Основываясь на результатах, описанных в подразделе выше, была проведена калибровка энергетической шкалы спектрометра (см. рис. 2.14). Зависимость оказалась линейной в исследуемой области от  $E_e = 0.340$  МэВ до  $E_e = 1.062$  МэВ. Параметры прямой равны:

$$k = (1.57 \pm 0.04) \cdot 10^{-4} \frac{\text{M} \cdot \text{B}}{\text{канал}};$$
  
$$b = (-6 \pm 2) \cdot 10^{-2} \text{ M} \cdot \text{B}.$$



Рисунок 2.14 — Энергетическая шкала спектрометра.

Далее построена зависимость относительного энергетического разрешения  $\delta(E)$  от энергии комптоновского края  $E_e$ , которая была аппроксимирована функцией  $\delta(E) = \sqrt{\alpha^2 + \frac{\beta^2}{E} + \frac{\gamma^2}{E^2}}$  (см. рис. 2.15).



Рисунок 2.15 — Относительное энергетическое разрешение (в единицах ПШПВ).

Результаты аппроксимации (в силу малости неоднородности  $\alpha$  было положено равным 0):

$$\beta = (7 \pm 1) \sqrt{M \Im B}, \ \gamma = (7.2 \pm 0.7) M \Im B.$$

Относительное энергетическое разрешение в точке  $E_{vis} = 1$  МэВ:

$$\delta(1 \text{ MэB}) = (10.3 \pm 0.9)\%$$
 (в единицах ПШПВ).

Данное значение согласуется со значениями, полученными в работах [40; 41].

## 2.3.3. СРАВНЕНИЕ ОРГАНИЧЕСКИХ ПЛАСТИКОВЫХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ ПО ИХ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ

Основываясь на методах, описанных выше, проведено сравнение 9 образцов пластиковых сцинтилляторов, планируемых для использования в разрабатываемом детекторе: по положению их пика комптоновского края и соответствующему ему энергетическому разрешению для источника <sup>137</sup>Cs в точке 35 см. Для упрощения эксперимента сигнал снимался только с одного торца сцинтиллятора, обернутого тайвеком (противоположный торец был прикрыт чехлом, выполненного также из тайвека).

Распределение пика комптоновского края Q для 9 сцинтилляторов представлено на рис. 2.16. Разброс значений положения пика в рабочем диапазоне ФЭУ несущественный — учитывая зависимость, представленную на рис. 2.6, можно проводить подстройку откликов спектрометров относительно друг друга по величине амплитуды.



Рисунок 2.16 — Распределение условного заряда Q для 9 модулей в точке 35 см. На рисунке дополнительно продемонстрировано среднее значение заряда  $\langle Q \rangle$  (пунктирная линия) и область его среднеквадратичного отклонения (сплошные линии).

Распределение энергетического разрешения  $\sigma_E$  (в единицах ПШПВ) для 9 сцинтилляторов представлено на рис. 2.17. Размещая ФЭУ, обладающими относительно худшими/лучшими разрешениями (см. рис. 2.8), на пластиковые сцинтилляторы, обладающими, наоборот, относительно лучшими/худшими разрешениями, можно осуществлять "компенсацию" разброса их разрешений. Данная операция позволит минимизировать разброс спектрометрических характеристик будущих спектрометров, на базе которых основан разрабатываемый модульный детектор реакторных антинейтрино.



Рисунок 2.17 — Распределение энергетического разрешения  $\sigma_E$  для 9 модулей в точке 35 см. На рисунке дополнительно продемонстрировано среднее значение разрешения  $\langle \sigma_E \rangle$  (пунктирная линия) и область его среднеквадратичного отклонения (сплошные линии).

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе разработан сцинтилляционный спектрометр на основе органического пластикового сцинтиллятора для детектирования реакторных антинейтрино. Также проведено сравнение органических пластиковых сцинтилляторов и вакуумных ФЭУ — основных компонент будущего детектора, базируемого на модульной конструкции, где каждый модуль представляет собой независимый спектрометр. В ходе работы получены следующие результаты:

- Определен рабочий режим ФЭУ по величине амплитуд и напряжения: до 600 мВ и 950–1150 В соответственно.
- Разработана методика определения спектрометрических характеристик для используемых органических сцинтилляторов.
- Определена конструкция спектрометра: органический пластиковый сцинтиллятор, обернутый в слой светоотражающего материала (тайвек), просматриваемый с двух противоположных торцов идентичными ФЭУ.
- Определены основные спектрометрические характеристики спектрометра: поведение энергетической шкалы в исследуемой области линейно; относительное энергетическое разрешение согласуется с известными значениями.
- Определен разброс спектрометрических характеристик пластиковых сцинтилляторов и ФЭУ. Предложена методика минимизации данного разброса для сборки спектрометров на их основе.

# СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- Reines F., Cowan C. L. Detection of the Free Neutrino // Phys. Rev. 1953. — Vol. 92, issue 3. — P. 830–831.
- 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.
- Reines F., Cowan C. L. A Proposed Experiment to Detect the Free Neutrino // Phys. Rev. — 1953. — Vol. 90, issue 3. — P. 492–493.
- 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  $\overline{\nu}_e$  Disappearance in the Double Chooz Experiment / Y. Abe [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 108, issue 13. P. 131801.
- 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.
- Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay / F. P. An [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 108, issue 17. — P. 171803.
- Neutrino physics with JUNO / F. An [et al.] // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 2016. — Vol. 43, no. 3. — P. 030401.

- Determination of the neutrino mass hierarchy at an intermediate baseline / L. Zhan [et al.] // Phys. Rev. D. — 2008. — Vol. 78, issue 11. — P. 111103.
- Forero D. V., Hawkins R., Huber P. The benefits of a near detector for JUNO. — 2017. — arXiv: 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.
- 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.
- Improved predictions of reactor antineutrino spectra / T. A. Mueller [et al.] // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 83, issue 5. — P. 054615.
- Danilov M. New results from the DANSS experiment. 2022. arXiv: 2211.01208 [hep-ex].
- 16. STEREO neutrino spectrum of <sup>235</sup>U fission rejects sterile neutrino hypothesis / H. Almazán [et al.] // Nature. 2023. Vol. 613, no. 7943. P. 257–261. arXiv: 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 <sup>238</sup>U и <sup>239</sup>Pu для решения задач физики реакторных антинейтрино // Ядерная физика. — 2021. — Т. 84. — С. 3—11.
- Kopeikin V., Skorokhvatov M., Titov O. Reevaluating reactor antineutrino spectra with new measurements of the ratio between <sup>235</sup>U and <sup>239</sup>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.

- 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.
- 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.
- 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 [physics.ins-det].
- Colloquium: Neutrino detectors as tools for nuclear security / A. Bernstein [et al.] // Rev. Mod. Phys. 2020. Vol. 92, issue 1. P. 011003.
- 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.
- 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. Haghighat [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.
- 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.
- Hamamatsu Photonics. PHOTOMULTIPLIER TUBES: Basics and Applications. — 4rd. — Hamamatsu Photonics K.K., 2017. — P. 48– 49.
- 40. 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.
- 41. 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.