

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»

**ОТЧЕТ**  
**О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**  
**РАЗРАБОТКА СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА**  
**ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ**  
**БЕТА-ЧАСТИЦ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ**  
**УРАНА И ПЛУТОНИЯ**

Студент

\_\_\_\_\_ П. И. Сушкова

Научный руководитель,  
м.н.с.

\_\_\_\_\_ Д. В. Попов

Научный консультант,  
к.ф.-м.н., м.н.с.

\_\_\_\_\_ Г. Д. Долганов

Москва 2025

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>1 Прототип Бета-спектрометра</b>	<b>8</b>
1.1 Описание экспериментальной установки . . . . .	8
1.2 Измерение спектрометрических характеристик ФЭУ . . . . .	10
1.3 Экспериментальные данные, полученные с помощью калиб- ровочных источников . . . . .	13
1.4 Экспериментальные данные с калибровочным источником $^{90}\text{Sr}$	15
1.5 Спектры с тонкого пролетного сцинтиллятора . . . . .	17
1.6 Итоговые энергетические спектры . . . . .	18
<b>Заключение</b>	<b>20</b>
<b>Список использованных источников</b>	<b>21</b>

# ВВЕДЕНИЕ

Под руководством Энрико Ферми 2 декабря 1942 года был запущен первый в мире ядерный реактор «Чикагская поленица-1» [1], который впоследствии стал основой Манхэттенского проекта и экспериментально подтвердил возможность осуществления управляемой самоподдерживающейся цепной ядерной реакции. В ответ на это в рамках Советского атомного проекта в 1946 году начал работу первый советский реактор Ф-1 [2], исследования на котором стали основой проектов промышленных реакторов. Благодаря результатам советских и американских ученых в современном мире существует уже более 400 реакторов.

В основе действия ядерного реактора лежит управляемая цепная реакция деления изотопов под действием нейтронов. Так, при взаимодействии нейтрона с ядром  $^{235}\text{U}$  образуется два нейтронно-избыточных осколка, которые претерпевают серию бета-распадов с образованием электрона и электронного антинейтрино до возвращения в долину стабильности (рис. 1). Основной процент мощности ядерных реакторов и образования антинейтрино дают изотопы  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  [3]. В среднем на одно деления ядра урана или плутония образуется порядка 6 антинейтрино в диапазоне энергий от 0 до 10 МэВ.

Таким образом, цепная реакция деления в ядерном реакторе служит мощным источником антинейтрино – частицы, существование которой было предложено В. Паули в 1930 г. для объяснения сохранения энергии и импульса в реакции бета-распада. Экспериментальные результаты, подтверждающие существование электронных антинейтрино, были опубликованы в 1956 г. Ф. Райнесом и К. Коуэном [4–7]. В эксперименте детекторы, расположенные вблизи ядерного реактора комплекса «Саванна-Ривер», регистрировали частицы, образованные в реакции обратного бета-распада:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1)$$

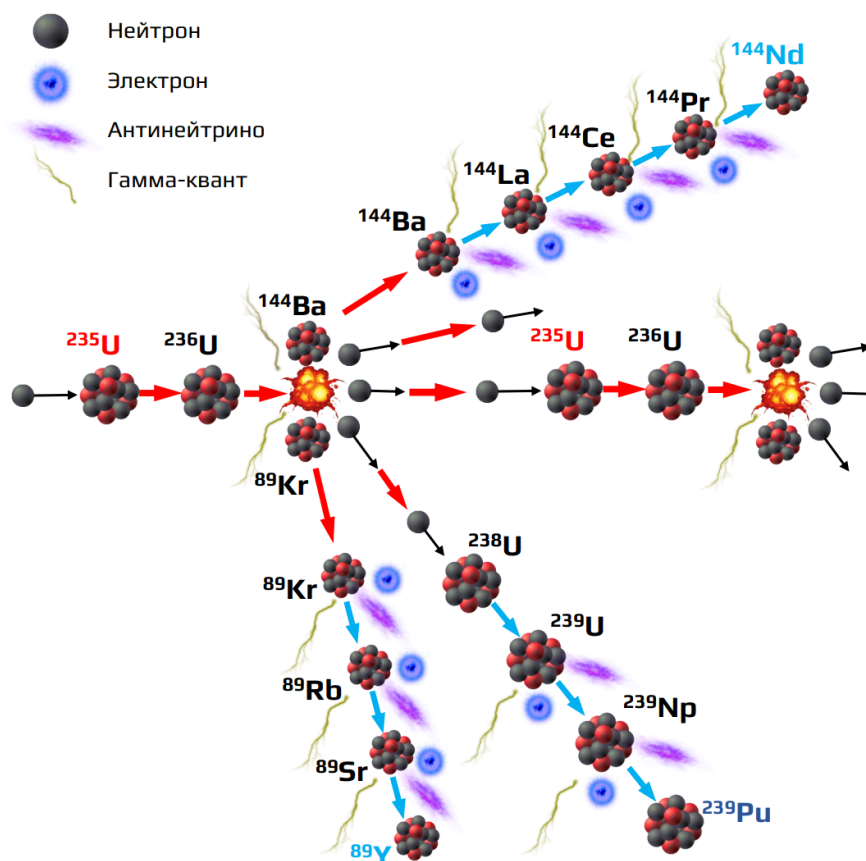


Рисунок 1 — Процессы  $\beta$ -распада осколков деления  $U^{235}$  с образованием антинейтрино, электронов и гамма-квантов.

Открытие электронного антинейтрино в реакторном эксперименте положило начало новому научному направлению в физике атомного ядра и элементарных частиц — физике и спектроскопии реакторных антинейтрино. Работы в этой области уже внесли существенный вклад как в фундаментальные исследования (изучение нейтринных осцилляций [8–11], объяснение природы массы нейтрино [12; 13], поиск стерильных нейтрино [14; 15]), так и в прикладную науку (метод удаленного мониторинга реактора [16–20]). Дальнейший прогресс в реакторных экспериментах напрямую зависит от точности знания энергетических спектров антинейтрино, так как неполнота данных может внести систематические неопределенности в анализе результатов.

Теоретическим способом получения спектров реакторных антинейтрино является метод расчета из первых принципов – *ab initio*. Его суть заключается в суммировании спектров от всех бета-активных осколков деления ядерного топлива с учётом индивидуальной активности каждого изотопа. Среди современных моделей, основанных на этом подходе, можно вы-

делить Mueller [21], Estienne-Fallot [22], Letourneau [23] и BESTIOLE [24]. Однако данный метод имеет существенные недостатки. Расчёты осложняются тем, что суммарный спектр формируется за счёт тысяч ядерных переходов. Для части из них экспериментальные данные о схемах распадов либо отсутствуют, либо недостоверны из-за эффекта пандемонизма [25]. Дополнительную неопределённость вносит заметный разброс в значениях кумулятивных выходов продуктов деления, приводимых в различных базах данных.

Вторым подходом получения спектров реакторных антинейтрино является метод конверсии, основанный на генетической связи между спектрами электронов и антинейтрино. Данный метод был применен в экспериментах на реакторе Института Лауэ-Ланжевена (ILL) [26–29]. В ходе исследований тонкие фольги изотопов урана и плутония облучались потоком тепловых нейтронов реактора, а возникающие в результате деления бета-частицы выводились из активной зоны и детектировались с помощью магнитного спектрометра BILL [30], что позволяло измерить их энергетический спектр, который впоследствии пересчитывался в спектр антинейтрино. Поскольку деление  $^{238}\text{U}$  вызывается быстрыми нейтронами, соответствующий спектр бета-частиц не мог быть измерен в условиях эксперимента ILL и был рассчитан теоретически [31]. В итоге спектр бета-частиц продуктов деления  $^{238}\text{U}$  под действием быстрых нейтронов был измерен в эксперименте, проведенном в Техническом университете Мюнхена (TUM) на нейтронном источнике FRM, с последующим пересчетом в спектр антинейтрино [32]. По итогу работ группы ILL и теоретического расчета спектров бета-частиц  $^{238}\text{U}$  была создана модель Huber–Mueller, широко применяемая для анализа реакторных нейтринных экспериментов.

Несмотря на прямое измерение спектров бета-частиц от продуктов деления урана и плутония с их последующим перерасчетом в спектры антинейтрино, а так же на существование теоретических моделей, в физике реакторных антинейтрино существует две аномалии:

- Реакторная антинейтринная аномалия – это наблюдаемый дефицит потока антинейтрино от реакторов на расстояниях 15-100 м по сравнению с теоретическими предсказаниями [33].
- «Bump effect», состоящий в обнаружении избыточного числа событий

(примерно на 10% больше ожидаемого) от реакторных антинейтрино в области энергий 5–7 МэВ [34; 35].

Уточнение спектров реакторных антинейтрино и создание более точных моделей требуют продолжения экспериментальных исследований в данной области.

Для измерения кумулятивных спектров бета-частиц продуктов деления урана и плутония в НИЦ КИ на выходе 11 нейтронного пучка исследовательского реактора ИР-8 [2] расположена экспериментальная установка БЕТА. В эксперименте одновременно измеряются спектры бета-частиц от мишеней урана и плутония, а так же спектр фона в одном и том же потоке нейтронов. Такой способ измерения позволяет определять отношения спектров бета-частиц делящихся изотопов, для их дальнейшего сравнения с другими экспериментами.

Основой экспериментальной установки БЕТА (рисунок 2) является дюралюминиевый диск диаметром 60 см, который вращается со скоростью 10 об./сек. Вдоль диска расположены мишени из урана и плутония с размерами 20x30 мм и толщиной 39 мг/см<sup>2</sup> в количестве по 16 штук для каждого изотопа. Предварительно мишени помещаются в тонкие оболочки из двойной алюминиевой фольги и металлизированной органической пленки общей толщиной 13 мг/см<sup>2</sup>. Каждая мишень занимает треть окружности диска, а на оставшейся трети расположены тонкие оболочки без делящегося материала для измерения спектра фона. С одной стороны от центра диска мишени облучаются потоком нейтронов, а с противоположной стороны размещен бета-спектрометр, экранированный от пучка нейтронов защитой из различных материалов.

Спектры бета-частиц продуктов деления урана и плутония регистрируются с помощью сцинтилляционного бета-спектрометра. Бета-частицы, образующиеся при делении ядер, сначала проходят через тонкий пролетный  $\Delta E$ -детектор на основе пластикового сцинтиллятора диаметром 30 мм и толщиной 160 мкм, который просматривается двумя ФЭУ-97 с противоположных сторон. После пролетного детектора частицы теряют свою энергию в основном сцинтилляционном детекторе, сделанного из кристалла стильбена с диаметром 50 мм и толщиной 50 мм, к которому вплотную прилегает ФЭУ-110. Сцинтилляционные детекторы оптически разделены

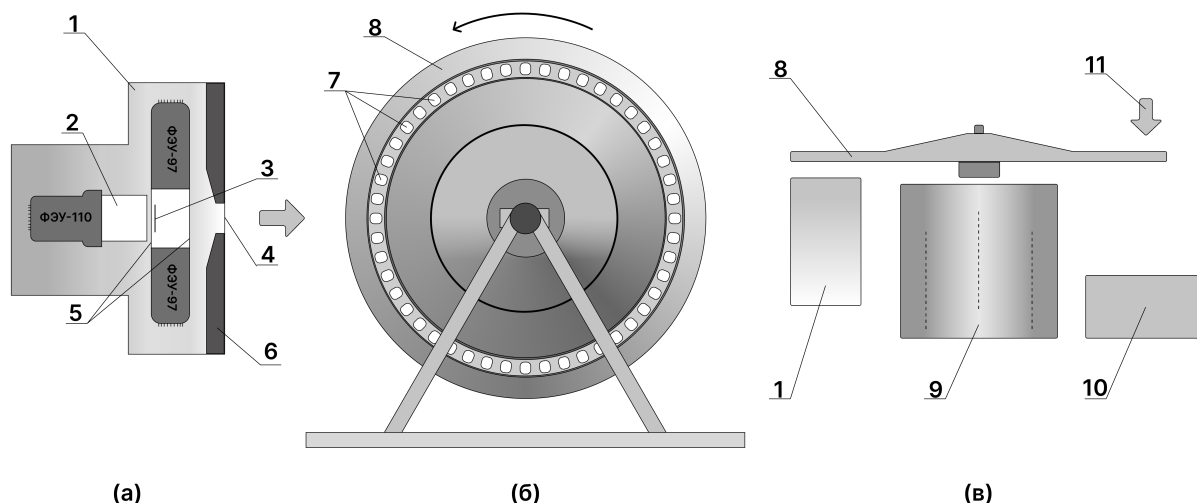


Рисунок 2 — Эскиз экспериментальной установки: **а** — схема бета-спектрометра, **б** — вид спереди, **в** — вид сверху. 1 — бета-спектрометр; 2 — основной пластиковый сцинтиллятор; 3 — тонкий пролетный пластиковый сцинтиллятор; 4 — тонкая майларовая мембрана; 5 — светоотражающие майларовые пленки; 6 — коллиматор; 7 — мишени; 8 — вращающийся дюралюминиевый диск; 9 — комбинированная пассивная защита; 10 — поглотитель нейтронного потока; 11 — нейтронный поток.

между собой светоотражающими покрытиями, а так же размещены в алюминиевом корпусе. Также на пути у бета-частиц перед прохождением через сцинтилляторы установлена тонкая майларовая мембрана, закрепленная в коллиматоре. Общий вид бета спектрометра представлен на рисунке.

При регистрации бета-частиц установкой используется метод совпадений: сигнал записывается только в случае одновременного срабатывания всех фотоэлектронных умножителей, при этом зарегистрированная потерянная энергия частицами суммируется. Одновременно с регистрацией сигналов с ФЭУ также записывается угловое положение диска. Это необходимо для последующего сопоставления выделенной частицами энергией с мишенью, испустившей данную частицу.

Конструкция позволяет одновременно измерять энергетические спектры бета-частиц продуктов деления урана и плутония. Подавление регистрируемого фона происходит за счет размещения бета-спектрометра среди комбинированной защиты, а также способа осуществления регистрации сигналов с помощью метода совпадений с двух сцинтилляционных детекторов.

В настоящее время при поддержке Российского научного фонда пла-

нируется полная модернизация установки БЕТА. Поэтому **целью** данной работы является разработка сцинтилляционного спектрометра для измерения энергетических спектров бета-частиц продуктов деления изотопов урана и плутония.

Для достижения цели работы на данный семестр были поставлены следующие **задачи**:

- I. Создать прототип действующего бета-спектрометра установки БЕТА.
- II. Определить рабочие диапазоны фотоэлектронных умножителей по амплитуде сигнала и подаваемому напряжению.
- III. Получить аппаратурные кривые отклика сцинтилляционного детектора на калибровочные источники гамма-квантов.
- IV. Провести калибровку шкалы детектирующей системы с помощью измерений с источниками гамма-квантов и расчета энергетических потерь в тонком пластиковом сцинтилляторе.
- V. Получить аппаратурную кривую отклика прототипа бета-спектрометра на калибровочный источник электронов  $^{90}\text{Sr}$ .



# 1. ПРОТОТИП БЕТА-СПЕКТРОМЕТРА

Процесс разработки сцинтилляционного спектрометра включает в себя этап моделирования предполагаемых вариантов детектирующей конструкции. Для обеспечения достоверности результатов моделирования необходима предварительная проверка и калибровка созданной модели на основе экспериментальных данных. В случае данной работы нужно получить аппаратную кривую отклика сцинтилляционного детектора на калибровочные источники гамма-квантов и электронов. Экспериментальные результаты будут являться основой для корректировки модели: их воспроизведение подтвердит точность работы моделирования и позволит продолжить дальнейшую работу по подбору будущей конфигурации детектора.

На данный момент существует сцинтилляционный бета-спектрометр, который является основной детектирующей системой установки БЕТА НИЦ КИ, однако калибровка моделирования с помощью него является невозможной. На данный момент установка находится в рабочем состоянии и расположена рядом с выходом нейтронного пучка реактора ИР-8, поэтому невозможно провести эксперимент с калибровочными источниками, чьи спектры полностью изучены.

В результате для проведения необходимых экспериментов с калибровочными источниками и настройки модели был создан прототип сцинтилляционного бета-спектрометра установки БЕТА, о котором речь пойдет дальше.

## 1.1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Предварительно для проведения эксперимента создана опорная конструкция, которая обеспечивает соосное расположение детектирующих устройств,

а так же надлежащее крепление тонкого сцинтилляционного детектора и расположение калибрующих источников. Конструкция была создана разборочной, чтобы в дальнейшем можно было провести эксперименты с разными расположениями компонентов детектирующих устройств, а так же является черным ящиком для обеспечения светоизоляции ФЭУ. Все составные детали опорной конструкции предварительно были разработаны в КОМПАС-3D и распечатаны с помощью 3D-принтера.

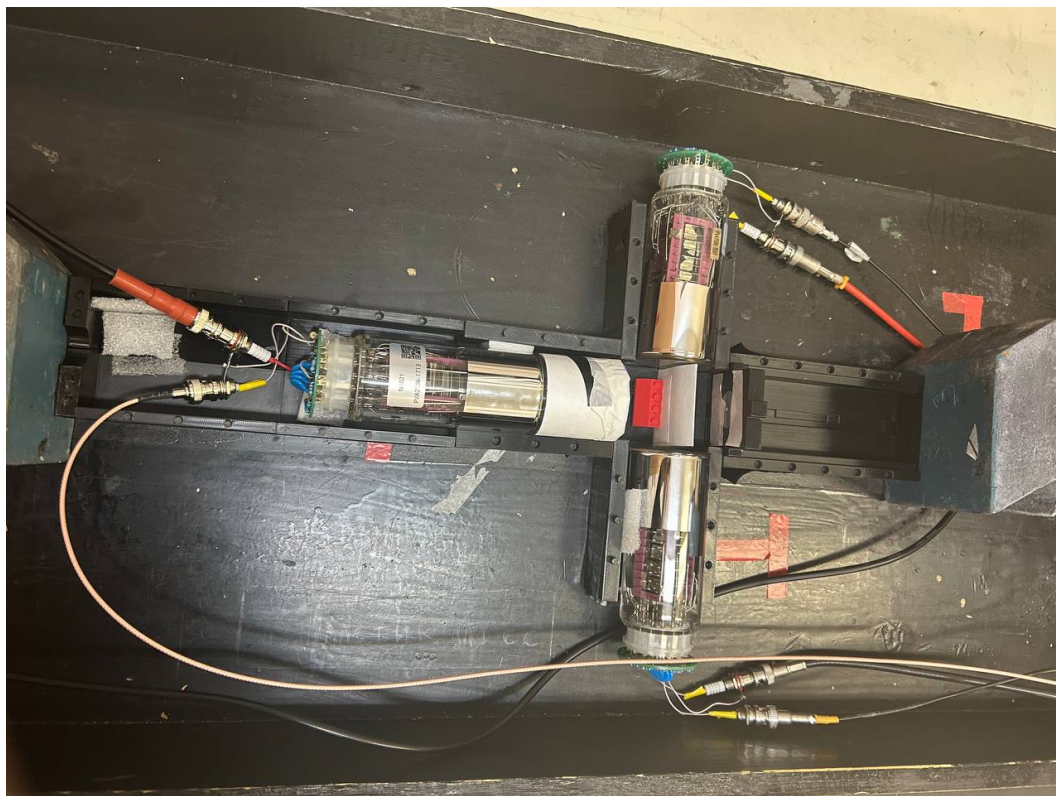


Рисунок 1.1 — Собранная экспериментальная установка для получения аппаратных кривых отклика спектрометра на калибровочные источники.

Собранная экспериментальная установка представлена на рисунке 1.1. В основе её детектирующей системы было использовано следующее оборудование:

- Тонкий пластиковый сцинтиллятор, состоящий из полистирола, п-терфенила и ПОПОП, размерами 5 x 5 см и толщиной 250 мкм, плотностью 1.03 гр/см<sup>3</sup>.
- Основной пластиковый сцинтиллятор, состоящий из полистирола, п-терфенила и ПОПОП, в виде цилиндра длиной 5 см и диаметром 5 см, плотностью 1.03 гр/см<sup>3</sup>.
- Три фотоэлектронных умножителя N4021-52mm, с эффективным диа-

метром фотокатода 46 мм. Два ФЭУ (1713 и 1588) расположены по бокам от тонкого пластикового сцинтиллятора, а третий (1717) вплотную прилегает к основному сцинтиллятору.

- Сцинтилляторы обернуты в светоотражающий материал (тайвек) плотностью  $0.96 \text{ г/см}^3$  и толщиной 0.01 см.

## 1.2. ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФЭУ

Перед началом основного эксперимента необходимо провести калибровку фотоэлектронных умножителей, а именно: определить область линейности сигналов и рабочий диапазон напряжений. Для выполнения данной задачи была собрана установка, включающая в себя:

- 1) проверяемый фотоэлектронный умножитель (всего их три), подключенный к источнику высокого напряжения.
- 2) оптический диффузор, предназначенный для рассеивания светового пучка.
- 3) LED-драйвер, создающий пучок света регулируемой интенсивности.
- 4) АЦП, принимающий сигналы с ФЭУ.

Схема собранной установки, с подписями основных компонент, представлена на рисунке 1.2.

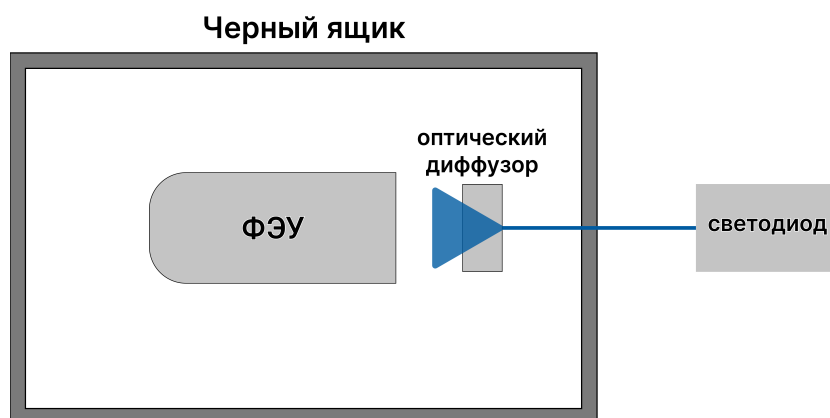


Рисунок 1.2 — Схема собранной установки, предназначенной для определения рабочих параметров ФЭУ.

В каждой серии измерений была получена аппаратная кривая отклика ФЭУ, у которой путем подгонки кривой функции Гаусса определялось положение среднего и среднеквадратичное отклонение 1.3.

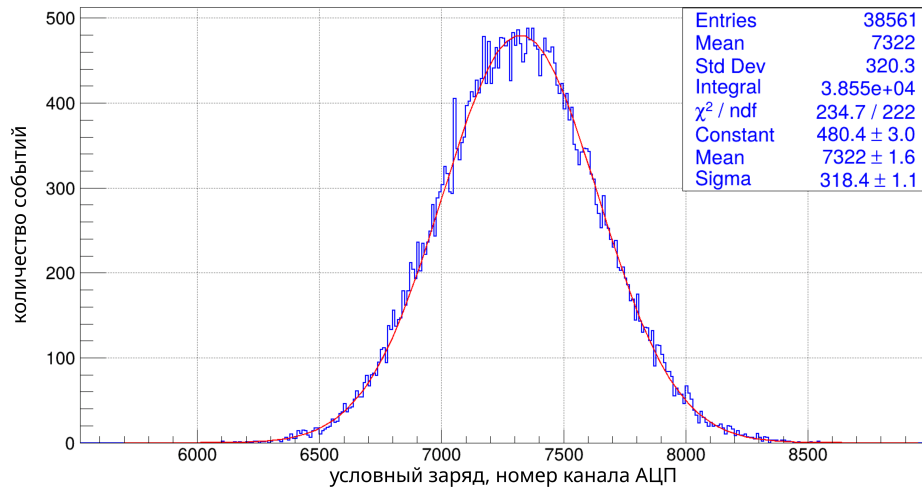


Рисунок 1.3 — Пример аппаратной кривой отклика ФЭУ на пучок света.

В первую очередь была определена область линейности амплитуд сигналов. Для этого измерялась зависимость отклика ФЭУ от яркости источника при подаваемом напряжении 1250 В. Яркость менялась в диапазоне от 50% до 85% с шагом 5%. По полученным данным построена зависимость дисперсии кривой отклика от ее положения среднего. Из рисунка 1.4 следует, что начиная с области 12000 номера канала закон отклоняется от линейного, то есть ФЭУ переходит в режим насыщения. Данному номеру канала соответствуют амплитуды сигнала порядка 600 мВ, а значит в дальнейших экспериментах необходимо добиться, чтобы амплитуды сигналов, возникающие при регистрации частиц от источников, были по амплитуде меньше полученного значения.

Во второй серии экспериментов с каждым ФЭУ была измерена зависимость отклика ФЭУ на пучок света от подаваемого на него напряжения в диапазоне от 975 В до 1300 с шагом 25 В при яркости источника 75% (для ФЭУ, снимающего сигналы с основного сцинтиллятора) и 80% (для двух других ФЭУ).

По полученным данным была определена зависимость положения среднего кривой отклика от напряжения, которая аппроксимировалась эмпирической зависимостью:

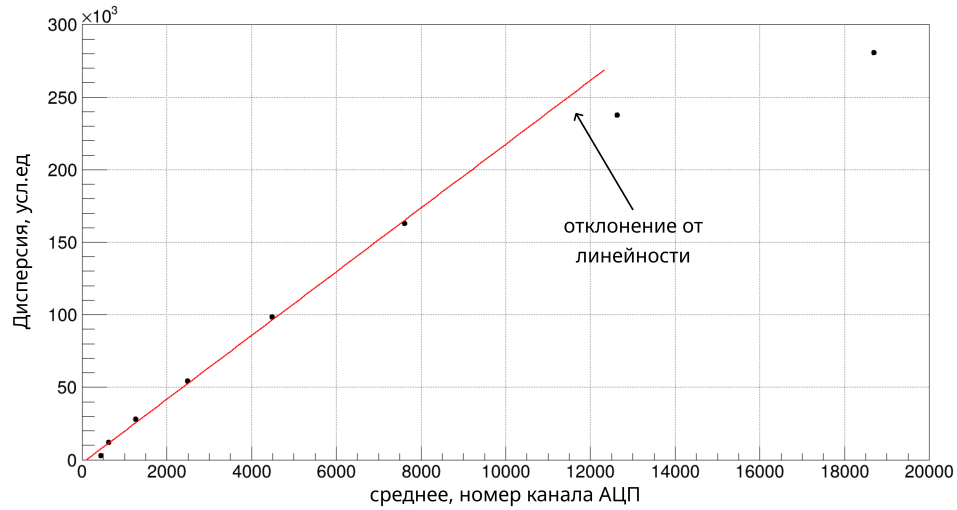


Рисунок 1.4 — Зависимость дисперсии кривой отклика от ее положения среднего. Красная линия — результат аппроксимации полученной зависимости линейной функцией.

$$\mu = \frac{a^n}{(n+1)^{kn}} \cdot U^{kn} \quad (1.1)$$

где  $k$  — эмпирическая постоянная, зависящая от материала фотокатода ФЭУ (принимает значение в диапазоне 0.6–0.9);  $n$  — количество диодов (в данной работе  $n = 10$ );  $a$  — свободный параметр. Из рисунка 1.5 видно, что зависимость полностью соотносится с эмпирическим законом (1.1).

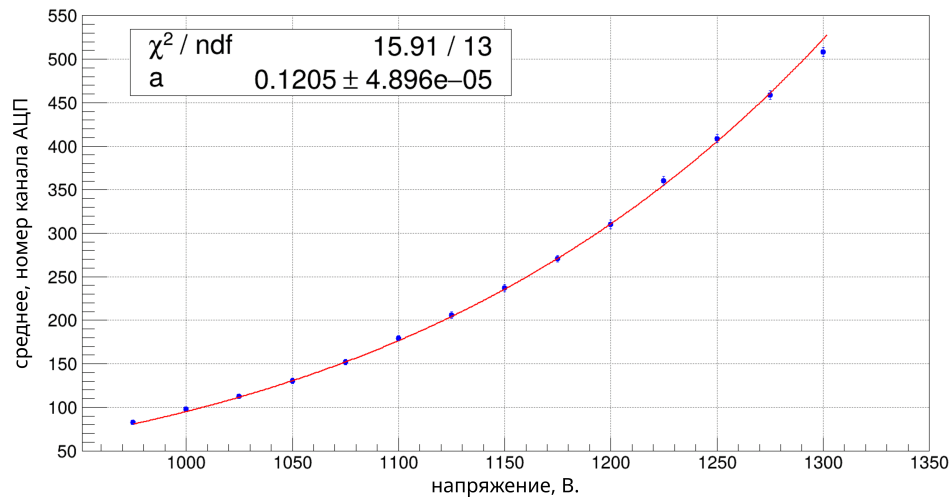


Рисунок 1.5 — Зависимость положения среднего кривой отклика ФЭУ от подаваемого на него напряжения. Красная кривая - результат аппроксимации данных по закону (1.1)

Так же была получена зависимость относительного разрешения (в

единицах ПШПВ) от подаваемого напряжения для каждого ФЭУ 1.6

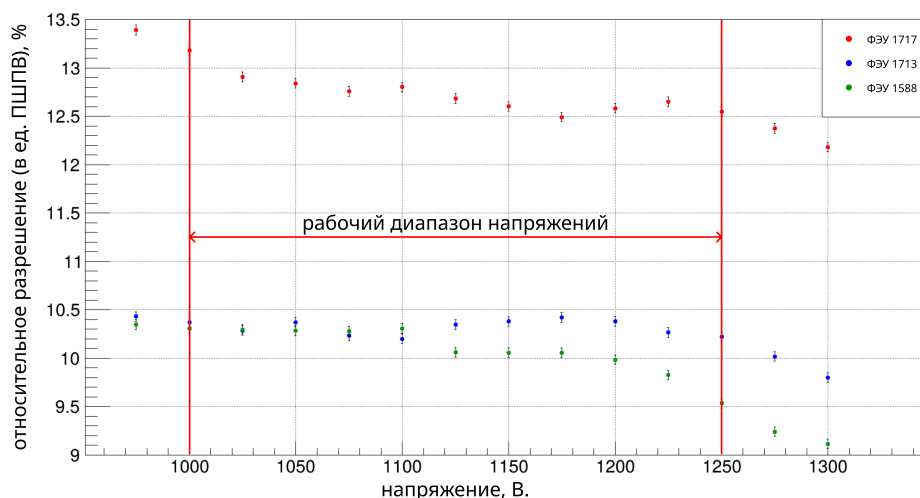


Рисунок 1.6 — Зависимость относительного разрешения кривой отклика ФЭУ от подаваемого напряжения. Где ФЭУ-1717 расположен рядом с основным сцинтиллятором, а ФЭУ-1713 и ФЭУ-1588 рядом с тонким пролетным сцинтиллятором.

В результате найдена область, в которой относительное разрешение остается постоянным, и определен рабочий диапазон напряжений. В результате эксперимент проводился при напряжении 1200 В, так как в этом случае диапазон амплитуд сигналов от калибровочных источников не превышает значения 600 мВ.

### 1.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ, ПОЛУЧЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ КАЛИБРОВОЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Фотоэлектронные умножители регистрируют сигналы в виде спектра в зарядовых единицах (каналах амплитудного анализатора). Для преобразования этой шкалы в энергетическую необходима калибровка с использованием источников с известными энергетическими спектрами. С этой целью были проведены измерения с источниками  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$  и  $^{60}\text{Co}$ . Поскольку в детекторе используется органический сцинтиллятор, в регистрируемых спектрах четко выражены лишь комптоновские края от гамма-линий этих источников. Для построения энергетической шкалы положение

каждого комптоновского края в зарядовых единицах определялось путем аппроксимации соответствующей области спектра функцией Гаусса. Затем, по параметрам полученного распределения, положение края рассчитывается по формуле:

$$Q = \mu + \frac{\sigma}{2} \quad (1.2)$$

где  $\mu$  – математическое ожидание распределения заряда сигналов (в каналах АЦП),  $\sigma$  – стандартное отклонение распределения заряда сигналов (в каналах АЦП) .

После определения положения комптоновского края в зарядовых единицах ему было сопоставлено соответствующее энергетическое значение. Поскольку рабочее напряжение на всех ФЭУ было заранее подобрано таким образом, чтобы амплитуда сигнала не превышала 600 мВ (что исключает переход фотоумножителей в режим "насыщения"), зависимость между регистрируемым зарядом и энергией частиц оставалась линейной. Результат сопоставления энергии и зарядовых единиц вместе с коэффициентами калибровочной прямой представлены на рисунке 1.7, а полученные энергетические спектры от калибровочных источников показаны на рисунке 1.8.

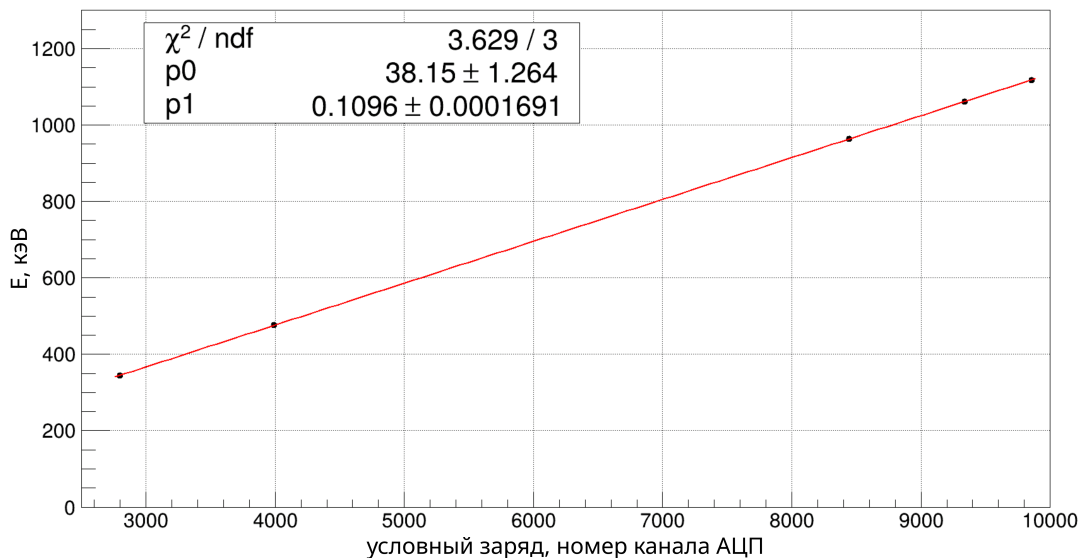


Рисунок 1.7 — Зависимость энергетической шкалы от условного заряда(номер канала АЦП).

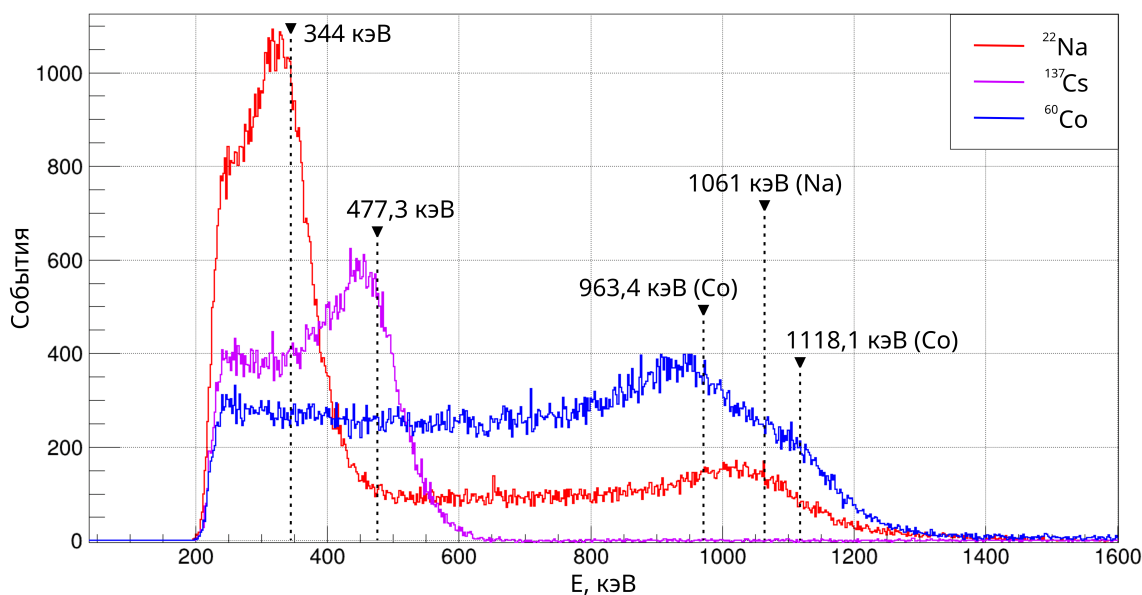


Рисунок 1.8 — Аппаратурные кривые отклика пластикового сцинтиллятора на калибровочные источники в энергетических единицах.

## 1.4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ С КАЛИБРОВОЧНЫМ ИСТОЧНИКОМ $^{90}\text{Sr}$

Калибровочным источником электронов является  $^{90}\text{Sr}$ , схема бета-распада которого и энергии испускаемых бета-частиц представлены на рисунке 1.9.

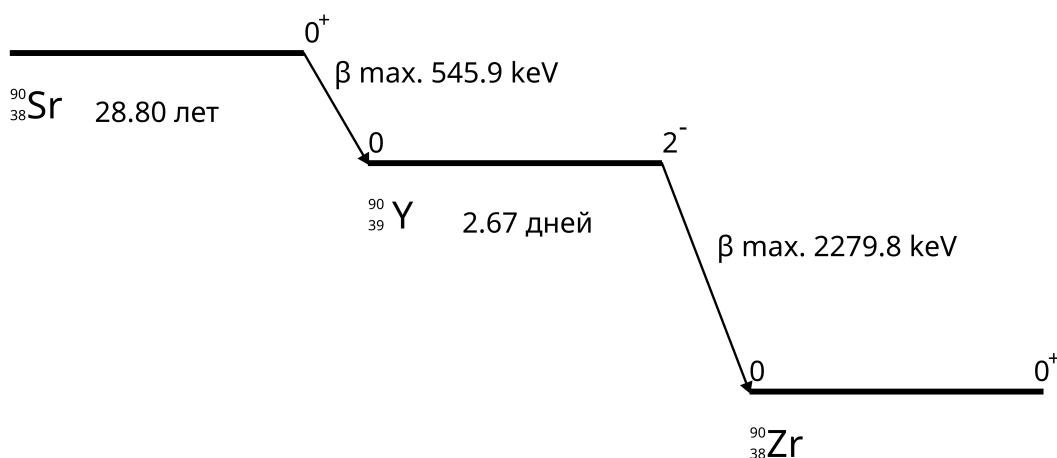


Рисунок 1.9 — Схема бета-распада радионуклида  $^{90}\text{Sr}$ .

Эксперимент с калибровочным источником  $^{90}\text{Sr}$  включал четыре се-



рии измерений, в каждой из которых источник располагался на разном расстоянии от основного сцинтиллятора. Когда источник находится на некотором расстоянии от сцинтиллятора, часть энергии бета-частиц теряется в материалах, расположенных на их пути, и в детектор зарегистрирует лишь часть их первоначальной энергии. Следовательно, для построения спектров по энергосодержанию необходимо будет рассчитать поправку на потери энергии электронами по пути.

Первое измерение с источником  $^{90}\text{Sr}$  было проведено в случае, когда источник лежал непосредственно на основном пластиковом сцинтилляторе (рисунок 1.10).

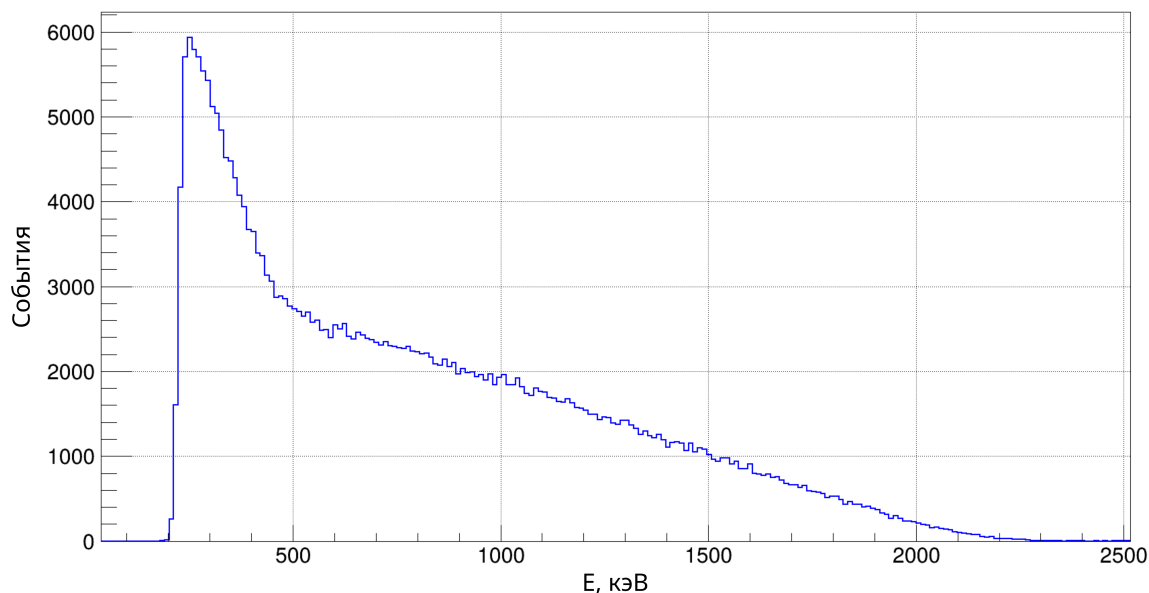


Рисунок 1.10 — Аппаратурная кривая отклика пластикового сцинтиллятора на калибровочный источник  $^{90}\text{Sr}$  в энергетических единицах.

В следующих измерениях источник размещался в специальной опорной конструкции на разных расстояниях от основного сцинтиллятора: 7.4 см (минимально-возможное расстояние, на которое позволяет разместить источник конструкция), 12.4 см (промежуточное расстояние) и 19.9 см (расстояние, приблизительно соответствующее отдалению мишеней  $^{235}\text{U}$  и  $^{241}\text{Pu}$  в эксперименте БЕТА). Для каждого из этих случаев были рассчитаны потери энергии электронами в материалах, расположенных на их пути до детектора: в защитной титановой оболочке источника, в воздухе, в тонком пластиковом сцинтилляторе и в светоотражателе из тайвека. В итоге были получены спектры по энергосодержанию, представленные на рисунке 1.11.

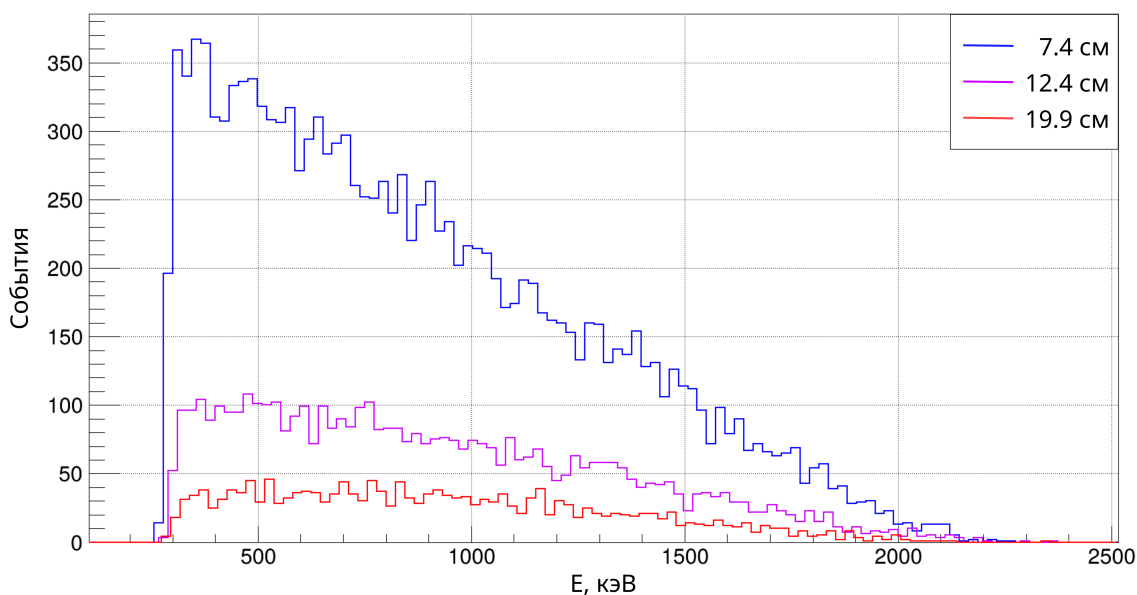


Рисунок 1.11 — Аппаратурные кривые отклика пластикового сцинтиллятора на калибровочный источник  $^{90}\text{Sr}$  в энергетических единицах.

## 1.5. СПЕКТРЫ С ТОНКОГО ПРОЛЕТНОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА

При прохождении заряженных частиц через тонкий слой вещества распределение их энергетических потерь описывается функцией Ландау. Средние потери энергии частиц при этом рассчитываются с помощью формулы Бете–Блоха. Для получения абсолютного значения потерь в материале величина удельных потерь умножается на плотность вещества и толщину слоя. Распределение Ландау характеризует статистический разброс энергетических потерь вокруг этого среднего значения. Таким образом, при калибровке измерительной системы, регистрирующей сигналы с тонкого пролётного сцинтиллятора, можно использовать среднее значение измеренного заряда  $Q$ , сопоставив ему энергию, рассчитанную по формуле Бете–Блоха для пластикового сцинтиллятора с толщиной 250 мкм. Итоговое значение энергопотерь равняется 49.5 кэВ, а спектр по энергосодержанию для использованного источника  $^{90}\text{Sr}$  в тонком сцинтилляторе представлен на рисунке 1.12

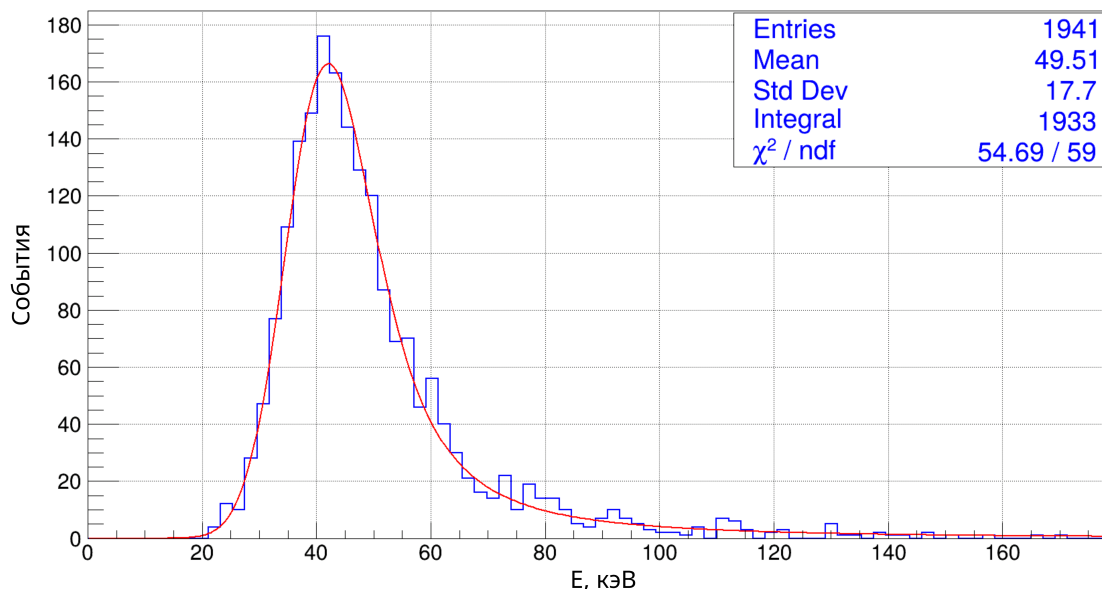


Рисунок 1.12 — Аппаратурная кривая отклика тонкого пластикового сцинтиллятора на калибровочный источник  $^{90}\text{Sr}$  в энергетических единицах. Красная кривая – результат аппроксимации данных сверткой функций Ландау и Гаусса.

## 1.6. ИТОГОВЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ

В ходе эксперимента сигналы с трёх ФЭУ регистрировались АЦП, сохраняющим данные для каждого события. Поэтому после описанной выше обработки данных и калибровок, можно вернуться к первичным полученным экспериментальным данным и просуммировать сигналы со всех трех ФЭУ, с учетом калибровок энергетической шкалы. Полученные энергетические спектры для источника  $^{90}\text{Sr}$ , расположенного на различных расстояниях от детектирующей системы, представлены на рисунке 1.13.

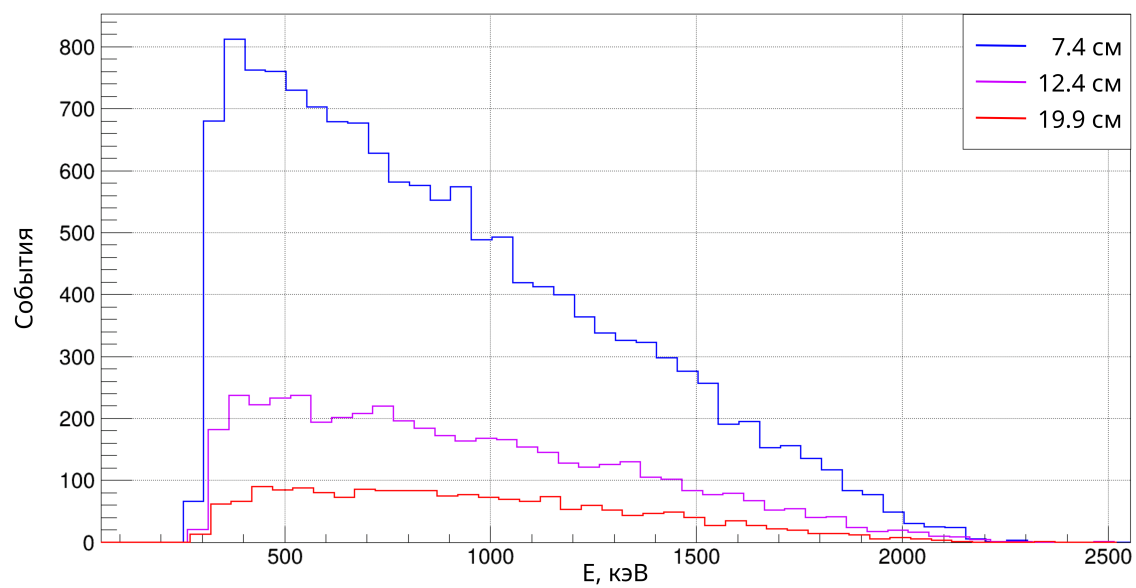


Рисунок 1.13 — Аппаратурные кривые отклика пластиковых сцинтилляторов на калибровочный источник  $^{90}\text{Sr}$  в энергетических единицах.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За прошедший семестр в работе получены следующие результаты:

- 1) Создан прототип бета-спектрометра установки БЕТА НИЦ КИ, для которого предварительно была разработана опорная конструкция, обеспечивающая соосность всех компонент детектирующей системы.
- 2) Проведена калибровка фотоэлектронных умножителей: определён рабочий диапазон линейности по амплитуде сигнала и подобрано оптимальное рабочее напряжение (1200 В) для основного ФЭУ.
- 3) Получены аппаратурные кривые отклика сцинтилляционного детектора на калибровочные источники гамма-квантов.
- 4) Осуществлена калибровка шкалы детектирующей системы с помощью проведенных измерений и расчета энергетических потерь в тонком пластиковом сцинтилляторе.
- 5) Получены итоговые спектры по энергопотерям для источника  $^{90}\text{Sr}$ , расположенного на трех различных расстояниях от детектирующей системы.

Ключевым результатом работы являются полученные энергетические спектры для источника  $^{90}\text{Sr}$ . Эти спектры послужат калибровочными данными для программы по моделированию в следующем семестре.

# СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Fermi. E.* Experimental Production of a Divergent Chain Reaction // American Journal of Physics. — 1952. — Vol. 20. — P. 536–558.
2. Развитие реакторной экспериментальной базы НИЦ "Курчатовский институт": от пуска  $\Phi$ -1 до 60-летия реактора ИР-8 / М. В. Ковальчук, В. И. Ильгисонис, Я. И. Штромбах [и др.] // Вопросы атомной науки и техники. — 2017. — № 3. — С. 4–16. — (Физика ядерных реакторов).
3. *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.
4. *Reines F., Cowan C. L.* Detection of the free neutrino // Physical Review. — 1953. — Vol. 92. — P. 830–831.
5. *Reines F., Cowan C. L.* A Proposed Experiment to Detect the Free Neutrino // Phys. Rev. — 1953. — Vol. 90, no. 3. — P. 492–493.
6. *Reines F., Cowan C. L.* The neutrino // Nature. — 1956. — Vol. 178. — P. 446–449.
7. Detection of the Free Neutrino: a Confirmation / C. L. Cowan [et al.] // Science. — 1956. — Vol. 124, no. 3212. — P. 103–104.
8. First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance / K. Eguchi [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Т. 90, № 2. — С. 021802.
9. Indication of Reactor  $\nu_e$  Disappearance in the Double Chooz Experiment / Y. Abe [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Т. 108, № 13. — С. 131801.
10. Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment / J. K. Ahn [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Т. 108, № 19. — С. 191802.

11. Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay / F. P. An [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Т. 108, № 17. — С. 171803.
12. Neutrino physics with JUNO / F. An [et al.] // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 2016. — Vol. 43, no. 3. — P. 030401.
13. Determination of the neutrino mass hierarchy at an intermediate baseline / L. Zhan [et al.] // Phys. Rev. D. — 2008. — Vol. 78, no. 11. — P. 111103.
14. STEREO neutrino spectrum of  $^{235}\text{U}$  fission rejects sterile neutrino hypothesis / H. Almazán [et al.] // Nature. — 2023. — Vol. 613, no. 7943. — P. 257–261.
15. Final Search for Short-Baseline Neutrino Oscillations with the PROSPECT-I Detector at HFIR / M. Andriamirado [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2025. — Vol. 134, no. 15. — P. 151802.
16. *Mikaelian L. A.* Neutrino laboratory in the atomic plant // Proceedings of the International Conference "Neutrino 77". Vol. 2. — 1978. — P. 383–385.
17. *Borovoi A. A., Mikaelyan L. A.* Possibilities of the practical use of neutrinos // Soviet Atomic Energy. — 1978. — Vol. 44. — P. 589–592.
18. Neutrino method remote measurement of reactor power and power output / Y. V. Klimov [et al.] // Atomic Energy. — 1994. — Vol. 76. — P. 123–127.
19. First ground-level laboratory test of the two-phase xenon emission detector RED-100 / D. Y. Akimov [et al.] // JINST. — 2020. — Vol. 15, no. 02. — P02020.
20. iDREAM: Industrial Detector of REactor Antineutrinos for Monitoring at Kalinin nuclear power plant / A. Abramov [et al.]. — 2021.
21. Improved predictions of reactor antineutrino spectra / T. A. Mueller [et al.] // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 83, issue 5. — P. 054615.
22. Updated Summation Model: An Improved Agreement with the Daya Bay Antineutrino Fluxes / M. Estienne [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. — Vol. 123, issue 2. — P. 022502.

23. Origin of the Reactor Antineutrino Anomalies in Light of a New Summation Model with Parametrized  $\beta^-$  Transitions / A. Letourneau [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2023. — Vol. 130, issue 2. — P. 021801.
24. A comprehensive revision of the summation method for the prediction of reactor antineutrino fluxes and spectra / L. Perissé [et al.]. — 2023.
25. The essential decay of pandemonium: A demonstration of errors in complex beta-decay schemes / J. Hardy [et al.] // Physics Letters B. — 1977. — Vol. 71, no. 2. — P. 307–310.
26. Absolute measurement of the beta spectrum from  $^{235}\text{U}$  fission as a basis for reactor antineutrino experiments / K. Schreckenbach [et al.] // Phys. Lett. B. — 1981. — Vol. 99. — P. 251–256.
27. *Feilitzsch F. von, Hahn A. A., Schreckenbach K.* Experimental beta-spectra from  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{235}\text{U}$  thermal neutron fission products and their correlated antineutrino spectra // Phys. Lett. B. — 1982. — Vol. 118. — P. 162–166.
28. Determination of the antineutrino spectrum from  $^{235}\text{U}$  thermal neutron fission products up to 9.5 MeV / K. Schreckenbach [et al.] // Phys. Lett. B. — 1985. — Vol. 160. — P. 325–330.
29. Anti-neutrino Spectra From  $^{241}\text{Pu}$  and  $^{239}\text{Pu}$  Thermal Neutron Fission Products / A. A. Hahn [et al.] // Phys. Lett. B. — 1989. — Vol. 218. — P. 365–368.
30. The double focusing iron-core electron-spectrometer “BILL” for high resolution (n, e) measurements at the high flux reactor in Grenoble / W. Mampe [et al.] // Nuclear Instruments and Methods. — 1978. — Vol. 154, no. 1. — P. 127–149.
31. Reactor Anti-neutrino Spectra and Their Application to Anti-neutrino Induced Reactions. 2 / P. Vogel [et al.] // Phys. Rev. C. — 1981. — Vol. 24. — P. 1543–1553.
32. Experimental Determination of the Antineutrino Spectrum of the Fission Products of  $^{238}\text{U}$  / N. Haag [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Vol. 112, no. 12. — P. 122501.



- 33. The Reactor Antineutrino Anomaly / G. Mention [et al.] // Phys. Rev. D. — 2011. — Vol. 83. — P. 073006.
- 34. Possible origins and implications of the shoulder in reactor neutrino spectra / A. C. Hayes [et al.] // Phys. Rev. D. — 2015. — Vol. 92, no. 3. — P. 033015.
- 35. *Huber P.* NEOS Data and the Origin of the 5 MeV Bump in the Reactor Antineutrino Spectrum // Phys. Rev. Lett. — 2017. — Vol. 118, no. 4. — P. 042502.