

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

ИЗМЕРЕНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ СВЕТОСОБИРАНИЯ
ПЛАСТИКОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА ДЛЯ МОДУЛЬНОГО
ДЕТЕКТОРА РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

Студент _____ Р. Р. Биктимиров

Научный руководитель _____ Д. В. Попов

Москва 2023

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Регистрация нейтрино	5
1.1 Теоретическая часть	5
1.2 Экспериментальная часть	8
2 Определение неоднородности пластикового сцинтиллятора	11
2.1 Ход работы	11
2.2 Представление результатов	13
2.3 Анализ полученных данных	14
3 Заключение	19
Список использованных источников	20
Список литературы	20

ВВЕДЕНИЕ

В современной фундаментальной физике основополагающей теоретической моделью, которая связывает между собой взаимодействие элементарных частиц и описывает их, является Стандартная модель. Но она не является теорией всего и имеет ряд нерешенных проблем: например, она не объясняет наличие масс нейтрино и их иерархию. Для решения этих вопросов следует расширить её путем проведения новых экспериментов, которые позволят увидеть то, что не смогла описать Стандартная модель, и построением новой теории, согласующейся с экспериментальными данными. Следовательно, одной из основных задач фундаментальной науки является выход за рамки Стандартной модели — построение новой физики.

Источники нейтрино делятся на три группы: космические, от естественных источников на Земле, от искусственных источников. Искусственными источниками служат ускорители частиц и ядерные реакторы. На последних рождаются реакторные антинейтрино из-за процессов β -распада продуктов деления ядерного топлива в реакторе. Исследование данного типа частиц позволит: 1) проводить независимый мониторинг состояния топлива реактора, не прибегая к внешним воздействиям на него, для обеспечения безопасности людских жизней и природы[1]; 2) исследовать реакторную антинейтринную аномалию (РАА) [2] для построения новой физики. В свою очередь, это возможно благодаря тому, что поток реакторных антинейтрино характеризуется высокой интенсивностью, а процессы, происходящие в реакторе, хорошо изучены, что обеспечит высокую точность полученных результатов.

Основным методом регистрации реакторных антинейтрино служит сцинтилляционный метод, в котором рабочим телом служит вещество, способное при взаимодействии с заряженными частицами и гамма-квантами излучать фотоны, которые непосредственно регистрируются. Фактический интерес представляет определение энергии нейтрино, поэтому важно учи-

тывать множество неблагоприятных факторов, влияющих на точность измерений. Одним из таких факторов является неоднородность среды сцинтиллятора.

Цель данной работы заключается в подборе оптимальной конфигурации модульного детектора реакторных антинейтрино путем определения неоднородности по средством анализа экспериментально полученных данных.

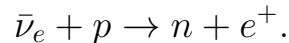
Задачи:

- 1) Определить прозрачность и относительное разрешение сцинтиллятора;
- 2) Сравнить благодаря этим параметрам два образца, выбрать лучший из них для дальнейших исследований и работы.

1. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРИНО

1.1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Непосредственно сами нейтрино зарегистрировать невозможно, так как они очень слабо взаимодействуют с веществом: проникающая способность порядка $2 \cdot 10^{-18}$ м, что примерно в 1000 раз меньше размера протона. Но определение параметров нейтрино возможно, если зарегистрировать другие частицы, с которыми взаимодействует нейтрино в определенных процессах, и по полученным данным, исходя из законов сохранения, найти интересующие нас параметры. Например, такой реакцией является обратный бета-распад (ОБР) - процесс взаимодействия антинейтрино и протона с последующим рождением нейтрона и позитрона:



Регистрация таких частиц уже не представляет особой сложности, так как они лучше взаимодействуют с веществом.

Рассмотрим взаимодействие заряженных частиц с веществом на примере электрона. Заряженные частицы, проходя через вещество, теряют часть своей кинетической энергии на возбуждение атомов и их ионизацию. Процессы возбуждения типа: $e^- + \text{атом} \rightarrow \text{возбужденный атом} + e^-$ приводят к излучению низкоэнергетических фотонов: $\text{возбужденный атом} \rightarrow \text{атом} + \gamma$.

Рассмотрим вопрос регистрации внешнего гамма-излучения: гамма-кванты регистрируются через их взаимодействие со средой детектора. Обычно выделяют 3 типа взаимодействий: 1) фотоэффект; 2) комптон-эффект; 3) рождение пар.

При фотоэффекте фотон в веществе полностью поглощается, то есть он передает всю свою кинетическую энергию электрону, который вследствие этого покидает атом; на свободном электроны фотоэффект не су-

ществует, так как закон сохранения импульса и энергии не выполняются одновременно. Сечение фотоэффекта пропорционально атомному номеру Z поглотителя в 5-ой степени:[3]

$$\sigma_{\text{ph}} \sim Z^5. \quad (1.1)$$

При комптон-эффекте гамма-квант рассеивается на некоторый угол и дальше взаимодействует с веществом. В отличие от фотоэффекта это взаимодействие происходит и на свободных электронах. А так как обычно энергия связи электрона в атоме много меньше энергии гамма-кванта, то такой электрон в приближении может считаться свободным. Сечение комптоновского рассеяния для свободного электрона зависит от энергии фотона, и выражается формулой Клейна-Нишины[4]:

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left[\left(\frac{(1 + \varepsilon)}{\varepsilon^2} \cdot \frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) \right) - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right], \quad (1.2)$$

где $r_e^2 = \frac{e^2}{m_e c^2}$, где e - заряд электрона, m_e - масса электрона, c - скорость света в квадрате; $\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ - приведенная энергия фотона, E_γ - кинетическая энергия фотона.

При комптоновском рассеянии на атомах сечение ровно в Z раз превосходит сечение на свободном электроном:

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

Отношение энергии после рассеяния E'_γ к изначальной определяется формулой:

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta_\gamma)}, \quad (1.3)$$

где θ_γ - угол рассеяния фотона в лабораторной системе.

Кинетическая энергия электрона определяется соотношением:

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma \sin^2 \frac{\theta}{2}}} \quad (1.4)$$

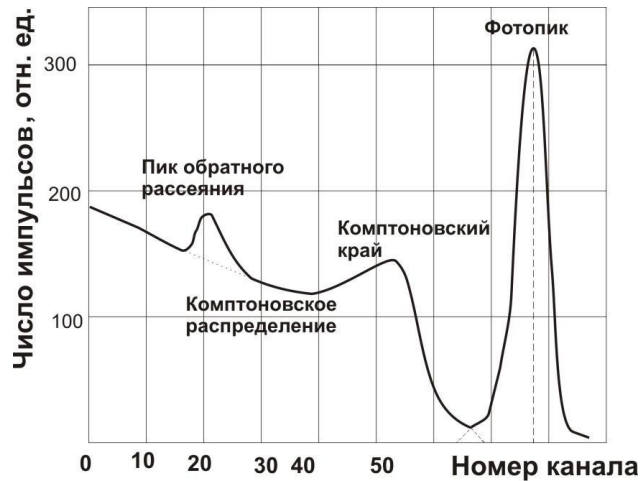


Рисунок 1.1 — Пример спектра комптоновского рассеяния

Третий тип взаимодействия характеризуется рождением пары электрона с позитроном. Рождение пары в кулоновском поле ядра возможно при энергии фотона, превышающей некоторое значение:

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m} c^2, \quad (1.5)$$

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

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

Но для рождения пары в кулоновском ядре электрона уже понадобится энергия в 2 раза выше:

$$E_\gamma \geq 4m_e c^2.$$

В основном рождение электрон-позитронных пар происходит в поле ядер атомов, сечение этого процесса пропорционально Z во 2-й степени:

$$\sigma_p \sim Z^2. \quad (1.6)$$

1.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Часто экспериментальные результаты имеют нормальное распределение и описываются функцией Гаусса:

$$N(z; z_0; \sigma_z) = \frac{1}{\sigma_z \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2}}, \quad (1.7)$$

где σ_z^2 - дисперсия измеряемой величины z ; z_0 - истинное значение величины z .

В общем случае 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 (ПШПВ). Для нормального распределения она будет равняться[5]:

$$\Delta z(\text{ПШПВ}) = 2.355\sigma_z. \quad (1.8)$$

Но так же за величину разрешения принимают и просто среднеквадратичное отклонение σ_z без коэффициента. Получается, что чем меньше значение разрешения, тем оно лучше, т.к. среднеквадратичное отклонение для измеряемой величины будет становиться все меньше, т.е. значение величины становится все более точным, а в пределе при $\sigma_z \rightarrow 0$ распределение примет вид дельта-функции, т.е. значение величины будет известно с бесконечной точностью. Для органических сцинтилляторов энергетическое разрешение мало в сравнении с неорганическими, но они характеризуются хорошим временным разрешением, что позволяет регистрировать больше отдельных частиц.

Для детекторов реакторных антинейтрино требуется большой объем вещества детектора, поэтому следующей важной характеристикой детектора является его неоднородность, т.е. зависимость интенсивности излучения сцинтиллятора от точки, через которую прошла частица. Основной вклад в неоднородность вносит прозрачность вещества - расстояние, которое необ-

ходимо пройти свету в среде детектора, чтобы интенсивность его излучения уменьшилась в e раз:

$$I(x; \Lambda) = I_0 \cdot e^{-\frac{x}{\Lambda}}, \quad (1.9)$$

где I_0 - изначальная интенсивность; Λ - прозрачность, $[\Lambda] = \text{см}$. Так же вклад вносит и неравномерное распределение флуоресцирующих веществ в объеме детектора, обусловленное технологией изготовления сцинтиллятора. А т.к. центры флуоресценции непрозрачны для их собственного излученного света, то в сцинтилляторы еще добавляют компоненты, поглощающие первично излученный свет и переизлучающие его с большими длинами волн (спектросмещающие добавки); спектросмещающие добавки обладают своим спектром высвечивания, который затрудняет определение энергетического разрешения детектора, потому приходится иметь дело не с монохроматическим гамма-излучением.

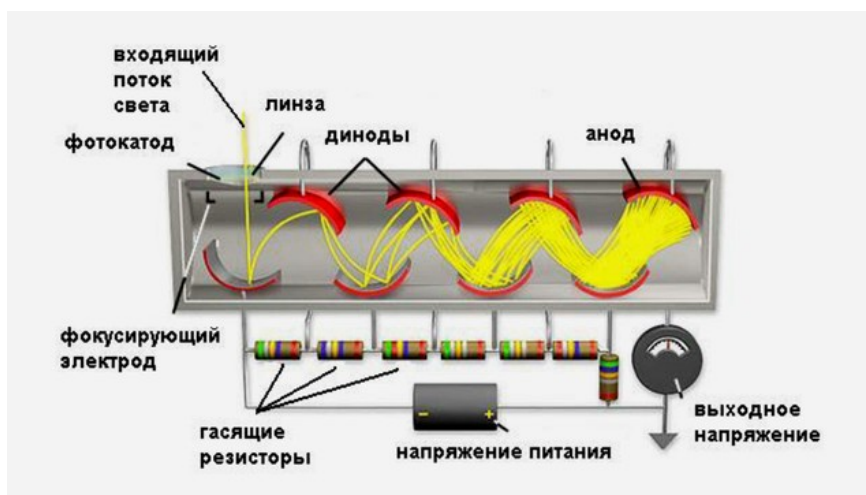


Рисунок 1.2 — Схема работы ФЭУ

Свет, который выходит из сцинтиллятора, регистрируется фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Важным параметром ФЭУ является квантовая эффективность фотокатода - отношение числа фотонов, поглощение которых фотокатодом вызвало образование фотоэлектронов, к общему числу поглощённых фотонов. Значение квантовой эффективности не превосходит 30%. Т.к. квантовая эффективность зависит от энергии фотонов, то она зависит от их длин волн, поэтому обычно спектр высвечивания спектросмещающей добавки согласуют с квантовой эффективностью, иначе это приводит к большим погрешностям, что опять же негативно сказывается

на определении энергетического разрешения детектора.

На практике для определения качества детектора используют относительное отклонение δ , равное отношению σ к среднему значению μ для гауссианы зарядового спектра, которое пропорционально разрешению, т.к. заряд пропорционален энергии частиц:

$$\delta = \frac{\sigma}{\mu}. \quad (1.10)$$

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ПЛАСТИКОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА

2.1. ХОД РАБОТЫ

Схема установки для определения неоднородности пластикового сцинтиллятора представлена на рис.2.1.

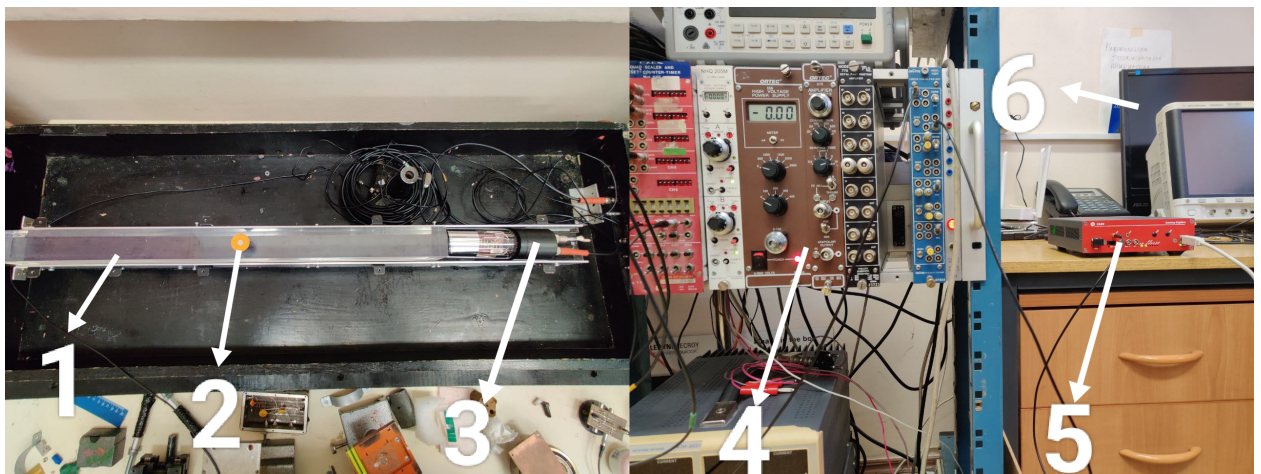


Рисунок 2.1 — Функциональный вид установки

Свет, рожденный в сцинтилляторе 1 в следствие облучения радиоактивным источником 2, попадает на ФЭУ 3, который находится на расстоянии 1,5 мм от торца сцинтиллятора (ФЭУ и сцинтиллятор находятся в кювете для соблюдения соосности). Фотоэлектронный умножитель подключается к источнику (генератору) высокого напряжения «ORTEC HIGH VOLTAGE POWER SUPPLY 556» 4, сигнал передается на аналого-цифровой преобразователь (АЦП) «CAEN» 5, преобразующий аналоговый импульс в оцифрованный, а затем записывающий его в ячейки памяти, далее записанные данные передаются на персональный компьютер (ПК) 6,

где происходит последующая обработка.

Пластиковый сцинтиллятор был выполнен из полистирола с спектро-сдвигающими добавками: 1,4-Ди-(5-фенил-2-оксазол)бензол (ПОПОП) и п-терфенил сцинтилляционный; сцинтиллятор представляет собой прямоугольный параллелепипед с квадратным поперечным сечением размерами (70 × 5 × 5) см. Использовались 2 образца пластика: образец №1 и образец №2. В качестве ФЭУ использовались модели «GoHi N4021-2». Источниками радиоактивного излучения служили ^{22}Na , ^{60}Co и ^{137}Cs .

2.2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для пластиковых сцинтилляторов были измерены зарядовые спектры в зависимости от расстояния источников до торца бруска, к которому подведен ФЭУ: от 5 до 65 см с шагом в 10 см.

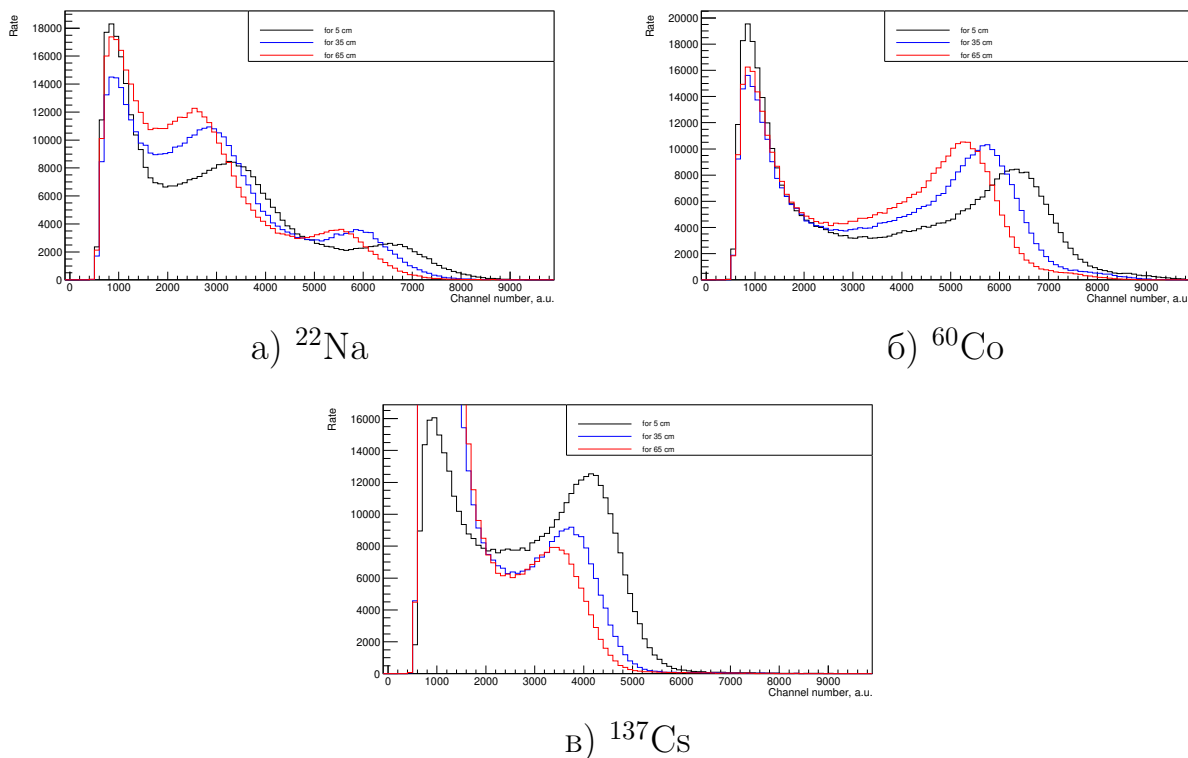


Рисунок 2.2 — Зарядовые спектры для образца №1

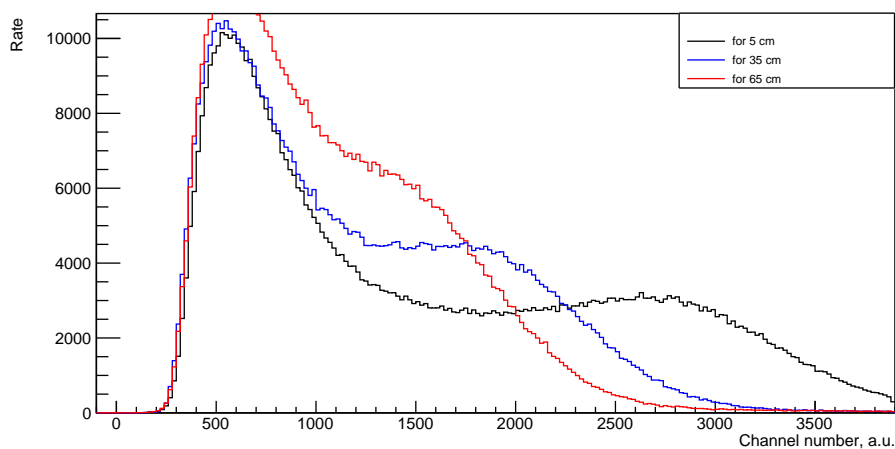


Рисунок 2.3 — Зарядовый спектр ^{137}Cs для образца №2

2.3. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

Проанализируем результаты, изображенные на каждом из рисунков. Везде самый левый пик обусловлен фоном и шумом, поэтому рассматривать его далее для нашей задачи не имеет смысла.

На рис.2.2а представлен спектр ^{22}Na . Он имеет 2 пика, отличающихся в 2 раза по оси зарядового канала. Натрий-22 является β^+ -распадчиком:



В результате реакции натрий с испусканием гамма-кванта с энергией 1,275 МэВ переходит в неон, позитрон и электронное нейтрино; от данного гамма-кванта видим правый пик. Позитрон аннигилирует в алюминиевой защите источника с образованием 2-х гамма-квантов с энергией 0,511 МэВ, разлетающихся под углом в 180° , поэтому детектор регистрирует только один гамма-квант, который видим на левом пике.

На рис.2.2б представлен спектр ^{60}Co . Он имеет 1 пик. Кобальт-60 является β^- -распадчиком:



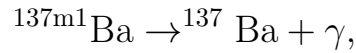
В результате реакции кобальт испускает электрон, который тоже не проходит из-за алюминиевой защиты, с электронным антинейтрино и переходит в возбужденное состояние никеля, снимаемое излучением гамма-квантами с энергиями 1,173 МэВ и 1,333 МэВ, но в результате их свертки виден 1 пик.

На рис.2.2в, рис.2.3 и рис.2.4 представлен спектр ^{137}Cs . Цезий-137 является β^- -распадчиком:



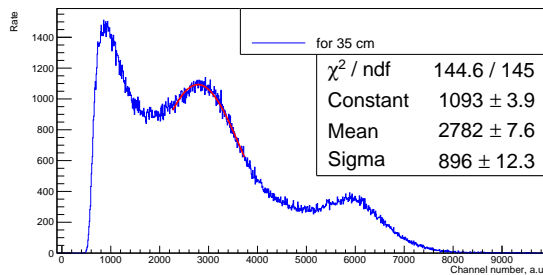
В результате реакции цезий переходит в изомер бария $^{137\text{m1}}\text{Ba}$ с испусканием электрона и электронного антинейтрино. Изомер бария превращается в стабильный изотоп бария путем излучения гамма-кванта с энергией 0,662

МЭВ:

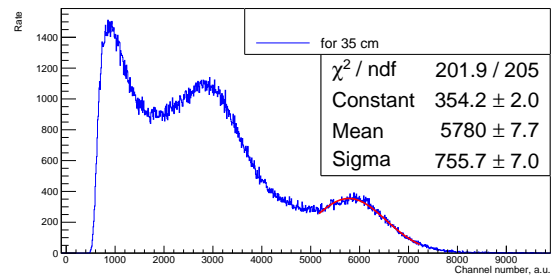


На спектрах органических сцинтилляторах виде только один пик, что согласуется с теорией. На спектре неорганического сцинтиллятора помимо комптоновского пика присутствует также и пик полного поглощения, находящийся немного правее, что тоже согласуется с теорией.

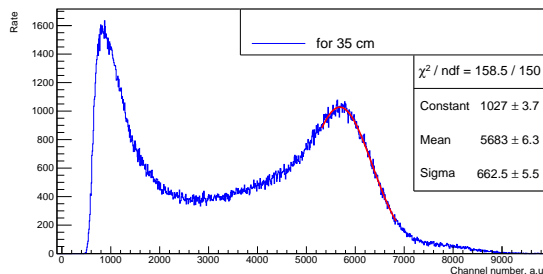
Т.к. расхождений с теорией не было обнаружено, то теперь перейдем к нахождению величины относительного разрешения и прозрачности пластикового сцинтиллятора. Для этого сначала найдем значение среднего и среднеквадратичного отклонения для пиков с помощью операции «фитирования»:



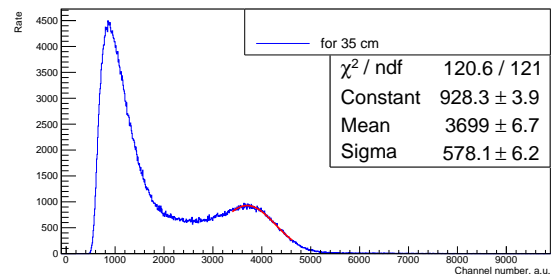
а) ^{22}Na левый пик



б) ^{22}Na правый пик



в) ^{60}Co



г) ^{137}Cs

Рисунок 2.4 — Фитирование спектров для образца №1

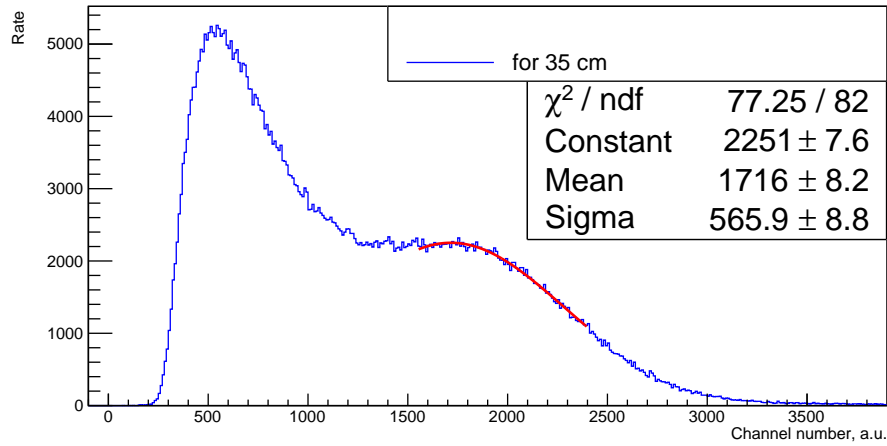


Рисунок 2.5 — Фитирование спектра ^{137}Cs для образца №2

Таблица 2.1 — Среднее и среднеквадратичное отклонение для образца №1

r, cm	5	15	25	35	45	55	65
^{22}Na левый пик							
mean	3 262	3 031	2 885	2 799	2 680	2 581	2 464
sigma	923	913	911	940	919	933	1 048
^{22}Na правый пик							
mean	6 466	6 252	5 976	5 787	5 663	5 508	5 424
sigma	897	691	716	772	708	738	758
^{60}Co							
mean	6 274	6 024	5 816	5 649	5 492	5 359	5 226
sigma	789	762	771	768	746	786	755
^{137}Cs							
mean	4 060	3 848	3 710	3 662	3 504	3 344	3 343
sigma	733	676	730	756	770	683	722

Таблица 2.2 — Среднее и среднеквадратичное отклонение для образца №2

r, cm	5	15	25	35	45	55	65
mean	2 627,58	2 307,84	1 959,36	1 738,10	1 553,40	1 433,05	1 281,85
sigma	628	623	563	540	580	563	534,89

По полученным данным была построена зависимость неоднородности $h(x)$ пластикового сцинтиллятора от расстояния источника до ФЭУ для 2-х образцов:

$$h(x) = \frac{\mu(x)}{\mu(35\text{cm})} - 1. \quad (2.1)$$

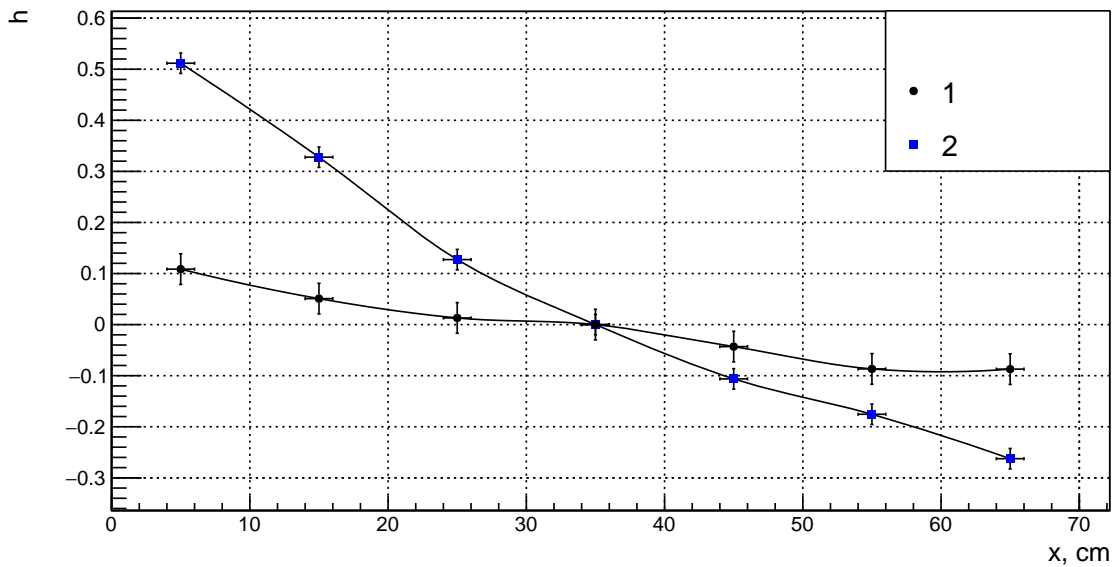


Рисунок 2.6 — График неоднородности светособирания ^{137}Cs для образцов №1 и №2

Так же была построена зависимость $L = \ln \frac{\mu(x)}{\mu(35\text{cm})}$ от x:

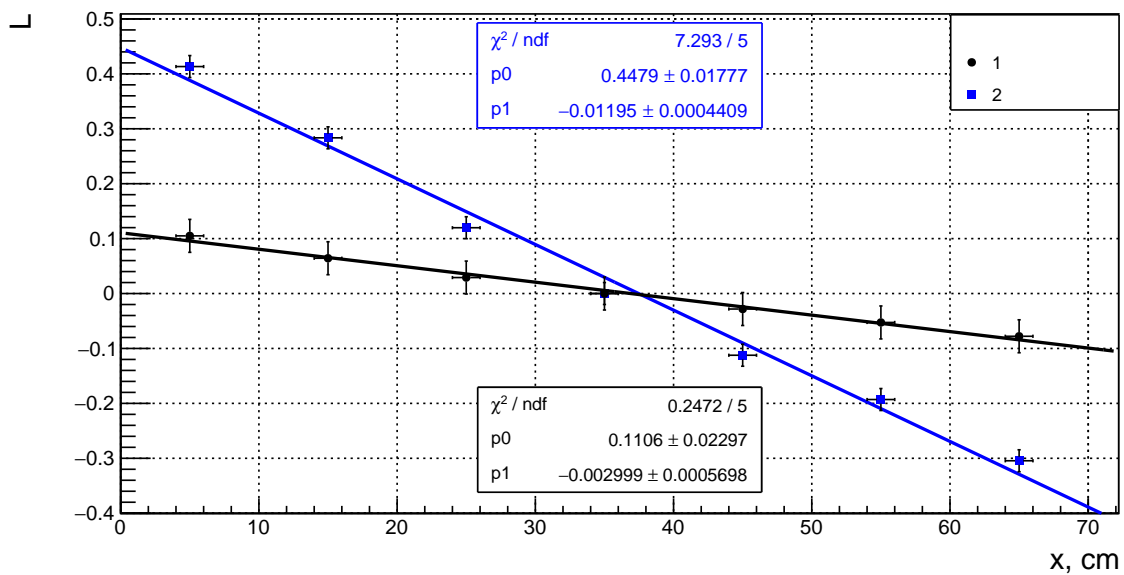


Рисунок 2.7 — График прозрачности ^{137}Cs для образцов №1 и №2

Прозрачность для обоих образцов была определена по следующей формуле:

$$L = \ln \frac{\mu(x)}{\mu(35\text{cm})} = -\frac{1}{\Lambda} \cdot x. \quad (2.2)$$

Значение прозрачности для образцов №1 и №2 оказались равны:

$$\Lambda_1 = (330 \pm 60)\text{cm};$$

$$\Lambda_2 = (84 \pm 3)\text{cm}.$$

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была подобрана оптимальная конфигурация модульного детектора реакторных антинейтрино путем определения неоднородности по средством анализа экспериментально полученных данных.

В результате хода работы была определена прозрачность сцинтиллятора. По полученным данным было определено, что образец сцинтиллятора №1 превосходит образец №2 по обоим критериям, поэтому для дальнейшей работы был выбран именно он.

Дальнейшая работа будет заключаться в минимизации потери света из сцинтиллятора путем использования отражателей различного типа, в воостановлении шкалы детектора, по которой зарядовый спектр можно будет пересчитывать в энергетический. Также планируется использовать систему, состоящую из множества брусков сцинтиллятора с добавлением нейтронной части, обеспечивающей захват нейтронов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Neutrino Control of Reactors for the Application of the IAEA Safeguards to Floating Nuclear Power Units / E. Velikhov [и др.]. — 2022.
2. *Zhang C., Qian X., Fallot M.* Reactor antineutrino flux and anomaly. — 2023. — arXiv: [2310.13070](https://arxiv.org/abs/2310.13070) [hep-ph].
3. *MARMIER P., SHELDON E.* // Physics of Nuclei and Particles. — Academic Press, 1970.
4. *Klein O., Nishina Y.* Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac // Zeitschrift für Physik. — 1929. — Т. 52. — С. 853.
5. *Grupen C., Boehrer A., Smolik L.* Particle detectors. Т. 5. — 1996.