

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»

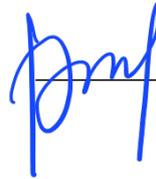
УДК 539.1.07

**ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

**КАЛИБРОВКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ МОДУЛЯ
ДЕТЕКТОРА РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО**

Студент _____ Р. Р. Биктимиров

Научный руководитель _____ Д. В. Попов



Москва 2024

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Регистрация нейтрино	5
1.1 Теоретическая часть	5
1.2 Экспериментальная часть	8
2 Калибровка энергетической шкалы	11
2.1 Ход работы	11
2.2 Функция отклика детектора	13
2.3 Представление результатов и анализ полученных данных . .	13
2.3.1 Калибровка энергетической шкалы	17
2.3.2 Относительное энергетическое разрешение	18
Заключение	20
Список использованных источников	21

ВВЕДЕНИЕ

В современной фундаментальной физике основополагающей теоретической моделью, которая связывает между собой взаимодействия элементарных частиц и описывает их, является Стандартная модель. Но она не является завершённой и имеет ряд нерешённых проблем. Для их решения следует расширить её путем проведения новых экспериментов, которые позволят ответить на вопросы, оставшиеся без ответа в Стандартной модели, и путем построения новой теории, согласующейся с экспериментальными данными. Следовательно, одной из основных задач фундаментальной науки является выход за рамки Стандартной модели.

Одним из направлений для новой физики может послужить нейтринная физика — например, Стандартная модель не может объяснить наличие масс нейтрино, их иерархию и их природу. Источники нейтрино делятся на три группы: космические, от естественных источников на Земле, от искусственных источников. Искусственными источниками в основном служат ускорители частиц и ядерные реакторы. В свою очередь, ядерные реакторы являются самым интенсивным искусственным источником электронных антинейтрино: они рождаются в результате процессов β -распада продуктов деления ядерного топлива в реакторе. Их исследование позволит: 1) исследовать реакторную антинейтринную аномалию (РАА)[1], которая заключается в отклонении измеренной интенсивности потока антинейтрино от предсказаний (для чего была предложена концепция осцилляций нейтрино в стерильные нейтрино, которая в настоящее время активно опровергается результатами последних экспериментов[2]), для построения новой физики; 2) проводить независимый мониторинг состояния топлива реактора, не прибегая к внешним воздействиям на него, для обеспечения безопасности людских жизней и природы[3; 4]. В свою очередь, это возможно благодаря тому, что поток реакторных антинейтрино характеризуется высокой интенсивностью, а основные процессы, происходящие в реакторе, изучены.

Одним из методов регистрации реакторных антинейтрино служит сцинтилляционный метод: сцинтилляционное вещество, взаимодействуя с заряженными частицами и гамма-квантами, излучает фотоны, которые уже непосредственно регистрируются. При экспериментальном определении характеристик нейтрино важно учитывать множество факторов, влияющих на точность измерений. Одним из таких факторов при определении энергии является энергетическое разрешение.

Цель данной работы заключается в подборе оптимальной конфигурации модульного детектора реакторных антинейтрино путем определения его спектрометрических характеристик посредством анализа экспериментально полученных данных.

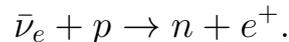
Задачи:

- 1) Калибровка энергетической шкалы детектора;
- 2) Определение энергетического разрешения детектора;
- 3) Определение функции отклика детектора.

1. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРИНО

1.1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Непосредственно сами нейтрино зарегистрировать очень трудно, так как они очень слабо взаимодействуют с веществом: сечение реакции взаимодействия нейтрино в зависимости от энергии находится в интервале от 10^{-43} до 10^{-34} см². 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: заряженная частица, проходя через вещество, теряет 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: $\text{возбужденный атом} \rightarrow \text{атом} + \gamma$. Далее происходит процесс регистрации 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 электроне фотоэффект не существует, так как закон сохранения импульса и энергии не выполняются

одновременно. Сечение фотоэффекта пропорционально атомному номеру Z поглотителя в 5-ой степени:[5]

$$\sigma_{\text{ph}} \sim Z^5. \quad (1.1.1)$$

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[6]:

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left[\left(\frac{(1 + \varepsilon)}{\varepsilon^2} \cdot \frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) \right) - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right], \quad (1.1.2)$$

где $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ — классический радиус электрона, где e — заряд электрона, m_e — масса электрона, c — скорость света; $\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ — 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 гамма-кванта после рассеяния E'_γ к изначальной энергии гамма-кванта E_γ определяется формулой:

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta_\gamma)}, \quad (1.1.3)$$

где θ_γ — угол рассеяния фотона в лабораторной системе.

Кинетическая энергия электрона определяется соотношением:

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma \sin^2 \frac{\theta}{2}}} \quad (1.1.4)$$

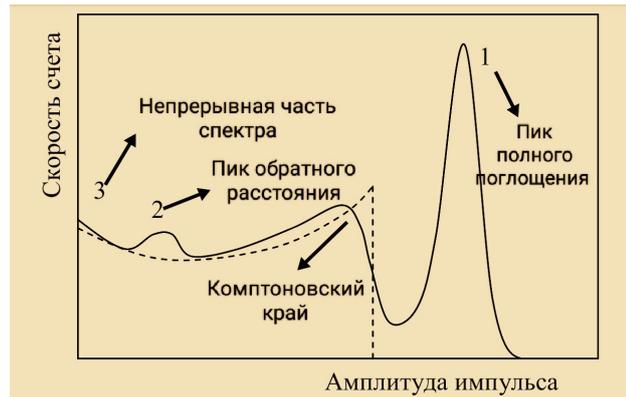


Рисунок 1.1.1 — Пример спектра ^{137}Cs на сцинтилляторе NaI

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

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + 2\frac{m_e^2}{m} c^2, \quad (1.1.5)$$

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:

$$\sigma_p \sim Z^2. \quad (1.1.6)$$

1.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

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

$$N(z; z_0, \sigma_z) = \frac{1}{\sigma_z \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2}}, \quad (1.2.1)$$

где σ_z^2 - дисперсия измеряемой величины z ; z_0 - математическое ожидание 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[7]:

$$\Delta z(\text{ПШПВ}) = 2.355\sigma_z. \quad (1.2.2)$$

Но так же за величину разрешения принимают и просто среднеквадратичное отклонение σ_z без коэффициента. Из вида уравнения 1.2.1 следует, что при уменьшении значения σ_z , разброс измеряемой величины будет тоже уменьшаться, а при $\sigma_z \rightarrow 0$ распределение примет вид дельта-функции, т.е. значение величины будет известно с бесконечной точностью. Из этого следует, что чем разрешение меньше по своей величине, тем оно лучше.

На практике для определения качества детектора используют другую характеристику — относительное разрешение δ (в данном случае — энергетическое), равное отношению абсолютного энергетического разрешения σ_E к видимому значению энергии E_{vis} :

$$\delta = \frac{\sigma_E}{E_{\text{vis}}}. \quad (1.2.3)$$

Для органических сцинтилляторов энергетическое разрешение хуже в срав-

нении 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 частица попала и вылетела из объема детектора. Основной вклад в неоднородность вносит прозрачность вещества - расстояние, которое необходимо пройти свету, рожденному в сцинтилляторе, в его среде, чтобы интенсивность этого света уменьшилась в e раз:

$$I(x; \Lambda) = I_0 \cdot e^{-\frac{x}{\Lambda}}, \quad (1.2.4)$$

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.

Свет, который выходит из сцинтиллятора, можно регистрировать с помощью разных устройств, но основным является фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) (см. рис 1.2.1).

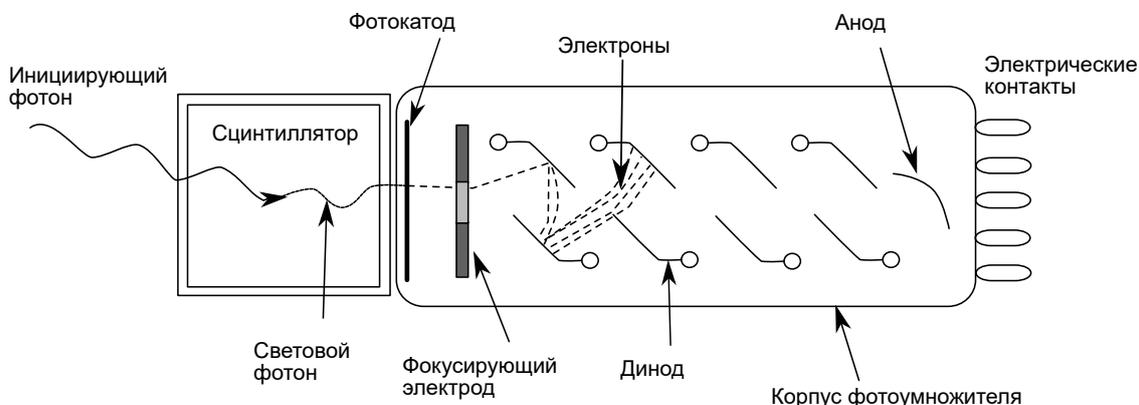


Рисунок 1.2.1 — Схема работы ФЭУ

Важным параметром ФЭУ является квантовая эффективность фотокатода - отношение числа фотонов, поглощение которых фотокатодом вызвало образование фотоэлектронов, к общему числу поглощённых фотонов. Значение квантовой эффективности как правило 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 ухудшению энергетического разрешения детектора.

2. КАЛИБРОВКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ

2.1. ХОД РАБОТЫ

Схема установки для энергетической калибровки пластикового сцинтиллятора представлена на рис. 2.1.1.

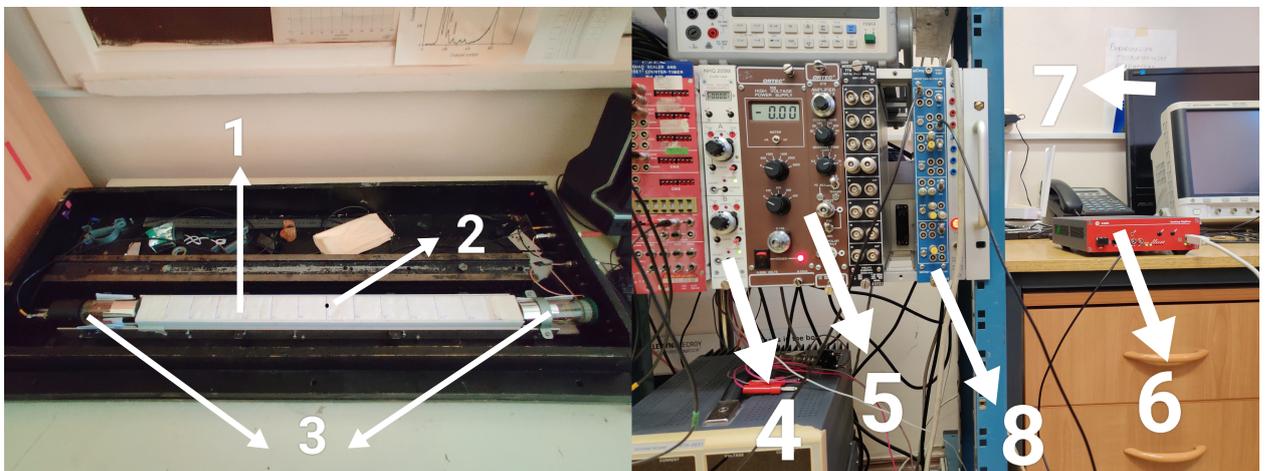


Рисунок 2.1.1 — Функциональный вид установки

Свет, рожденный за счет процессов взаимодействия излучения радиоактивного источника 2 с сцинтиллятором, находящимся в отражателе, 1, попадает на два ФЭУ 3, которые находятся по обоим торцам сцинтиллятора (ФЭУ и сцинтиллятор находятся в кювете для соблюдения соосности). Один фотоэлектронный умножитель подключается к источнику высокого напряжения «iseg NHQ 205M» 4, а второй к источнику высокого напряжения «ORTEC HIGH VOLTAGE POWER SUPPLY 556» 5. Сигнал передается на многофункциональный модуль быстрой логики «LeCroy LINEAR FAN-IN/FAN-OUT MODEL 428F» 8, который позволяет производить различные логические операции с поступающим сигналом, в данном случае — складывать сигналы с двух ФЭУ. После модуль передает суммарный сигнал на аналого-цифровой преобразователь (АЦП) «CAEN» 6,

преобразующий аналоговый импульс в оцифрованный, а затем записывающий его в ячейки памяти. Далее уже оцифрованные данные передаются на персональный компьютер (ПК) 7, где происходит последующая обработка.

Пластиковый сцинтиллятор был выполнен из полистирола с спектросмещающими добавками: п-терфенил сцинтилляционный и 1,4-Ди-(5-фенил-2-оксазол)бензол (ПОПОП); сцинтиллятор представляет собой прямоугольный параллелепипед с квадратным поперечным сечением размерами (70 × 5 × 5) см. Использовались модели ФЭУ «GoHi N4021-2». Левый ФЭУ подключался к делителю №1, а правый — к делителю №2 (в дальнейшем будут называться «ФЭУ Л» и «ФЭУ П» соответственно). Делители №1 и №2 имеют различные рабочие параметры, поэтому для получения симметричной относительно центра детектора картины была произведена нормировка этих двух сигналов путем выставления различных значений рабочих напряжений ФЭУ. Источниками радиоактивного излучения служили ^{22}Na , ^{60}Co , ^{65}Zn и ^{137}Cs .

2.2. ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА

В данной работе функция отклика детектора позволяет определить по рассчитываемому методом Монте—Карло спектру энерговыделения вид зарядового спектра, наблюдаемого на реальном эксперименте:

$$S(Q) = \int_0^{E_{\max}} S_{\text{th}}(E) \cdot N \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_E(E)} \cdot e^{-\frac{(E - kQ - b)^2}{2\sigma_E^2(E)}} dE, \quad (2.2.1)$$

где $S_{\text{th}}(E)$ — „теоретическая“ функция, получаемая путем подгонки аналитической функцией спектра энерговыделения, полученного методом Монте—Карло; E — энергия; $\sigma_E(E)$ — энергетическое разрешение, зависящее от энергии: $\sigma_E(E) = E \cdot \sqrt{\alpha + \frac{\beta}{E} + \frac{\gamma}{E^2}}$, где α — параметр, характеризующий максимально допустимое относительное разрешение при высоких энергиях; β — статистический параметр, зависящий от числа фотоэлектронов; γ — параметр шумов электроники; k — коэффициент пропорциональности между наблюдаемой энергией E_{vis} и условным зарядом Q в линейном приближении: $E_{\text{vis}} = k \cdot Q + b$, где коэффициент b отвечает за смещение нуля по оси энергии; N — нормировка. Функция Гаусса является фактором, который отвечает за разброс измеряемой величины от истинной, обусловленный статистическим характером регистрации данных.

2.3. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

Прежде чем начинать проводить измерения разрешения и калибровки шкалы, нужно проверить, как ведет себя электроника установки в зависимости от сигнала, поступающего на нее. В первую очередь был проверен АЦП, т.к. с него поступают данные для дальнейшей обработки. С этой целью была снята зависимость номера канала АЦП от амплитуды поступающего на него сигнала. Зависимость, представленная на рис. 2.3.1, оказалась линейной. Далее на уже проверенном АЦП, который работает в линейном

режиме, был проверен ФЭУ на рабочем напряжении: снята зависимость номера канала АЦП от интенсивности (относительно максимальной) светового диода. Зависимость, представленная на рис. 2.3.2, оказалась линейной. Т.к. электроника работает линейно, то можно переходить к основным измерениям.

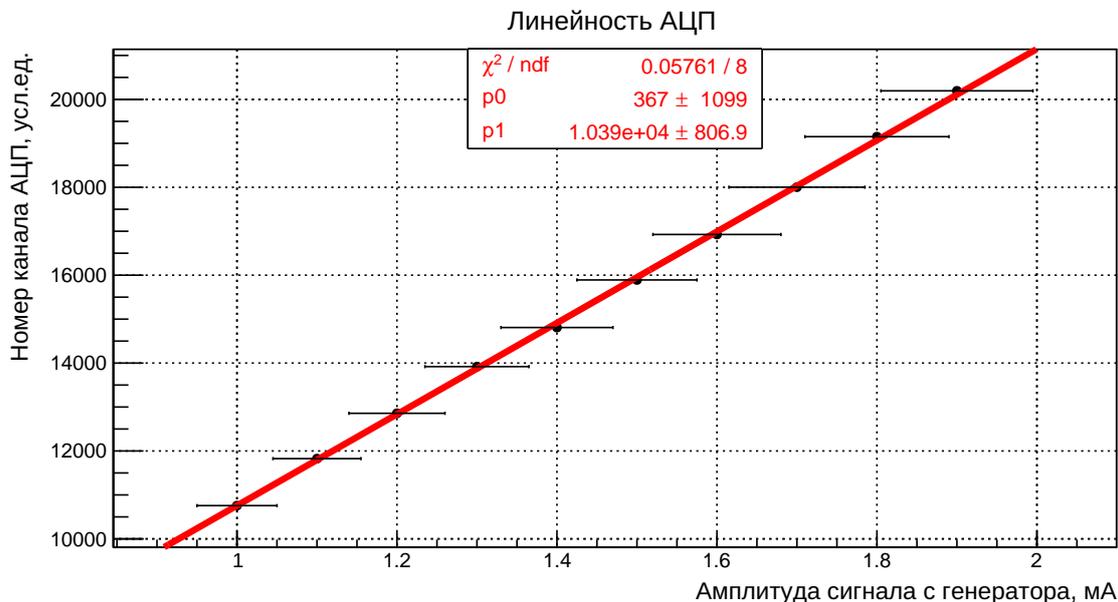


Рисунок 2.3.1 — Зависимость номера канала АЦП от амплитуды поступающего на него сигнала

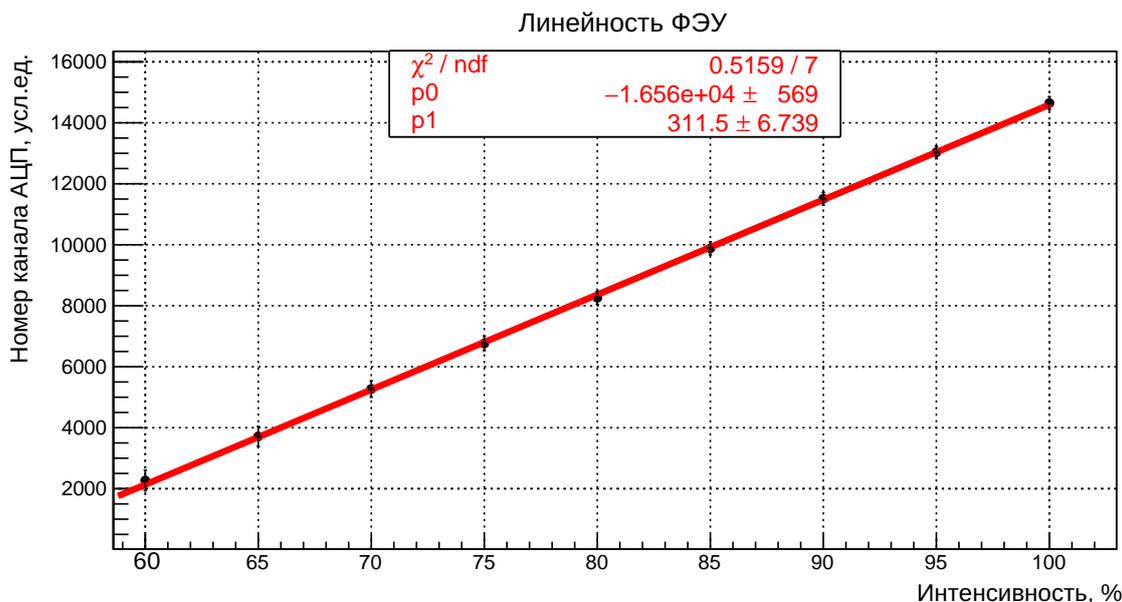


Рисунок 2.3.2 — Зависимость номера канала АЦП от относительной интенсивности светового диода

Для пластикового сцинтиллятора были измерены зарядовые спектры

с ФЭУ Л, ФЭУ П и с их суммарного сигнала. Спектры снимались в зависимости от расстояния источников до торцов бруска от 5 до 65 см с шагом в 15 см (расстояние отсчитывалось от правого края). Далее была проведена аппроксимация полученных спектров построенной модельной зависимостью функции отклика детектора 2.2.1 (коэффициент b был положен нулю для простоты вычислений, но будет определен из энергетической калибровки шкалы далее).

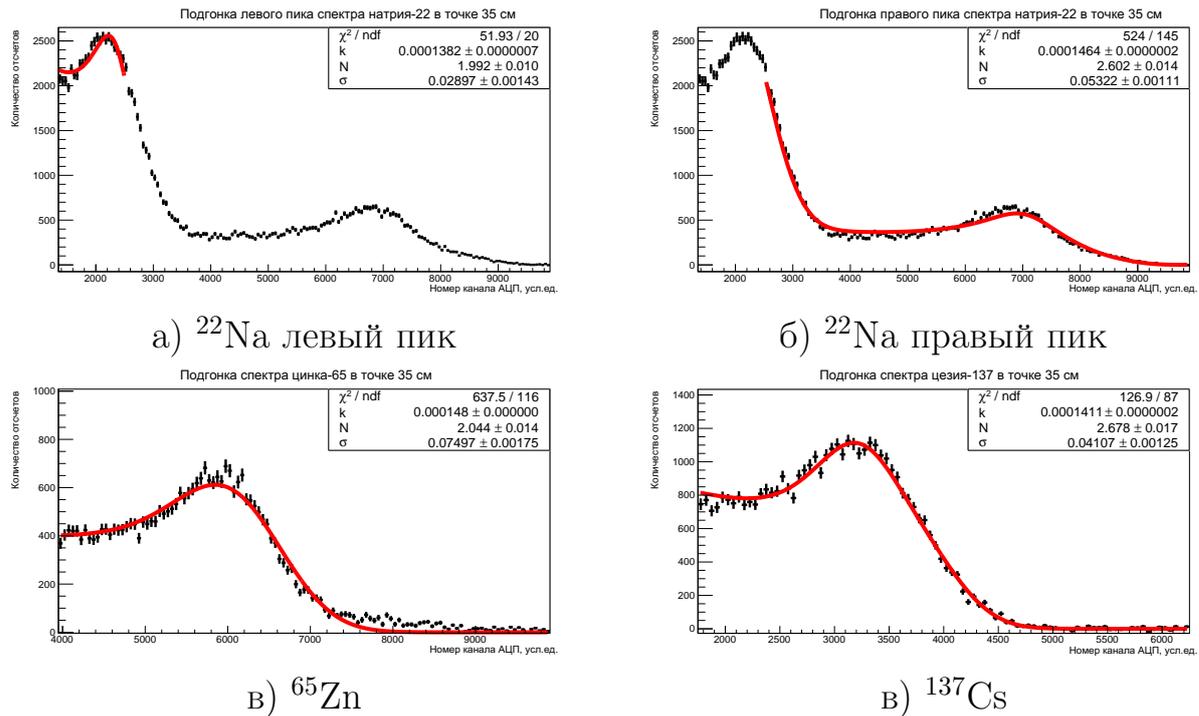


Рисунок 2.3.3 — Аппроксимация зарядовых спектров для суммарного сигнала в точке 35 см

Таблица 2.3.1 — Параметры аппроксимации спектров для ФЭУ П

^{22}Na левый пик, $E_{\text{vis}} = 0,340\text{МэВ}$						^{22}Na правый пик, $E_{\text{vis}} = 1,062\text{МэВ}$					
г, см	5	20	35	50	65	г, см	5	20	35	50	65
N	2,65	2,89	3,22	3,34	3,31	N	3,80	4,18	4,75	9,2	4,46
$k, 10^{-4}$	2,30	2,45	2,55	2,73	2,91	$k, 10^{-4}$	2,73	2,87	2,97	3,11	3,26
σ , МэВ	0,0417	0,0442	0,0488	0,0498	0,0517	σ , МэВ	0,0470	0,0482	0,0571	0,0477	0,0558
$Q_{\text{края}} = \frac{E_{\text{vis}}}{k}$	1480	1390	1340	1250	1170	$Q_{\text{края}} = \frac{E_{\text{vis}}}{k}$	3880	3690	3580	3410	3250
$\delta = \frac{\sigma}{E_{\text{vis}}} \cdot 100\%$, %	12,2	13,0	14,3	14,6	15,2	$\delta = \frac{\sigma}{E_{\text{vis}}} \cdot 100\%$, %	4,44	4,54	5,38	4,50	5,26
^{65}Zn , $E_{\text{vis}} = 0,908\text{МэВ}$						^{137}Cs , $E_{\text{vis}} = 0,477\text{МэВ}$					
г, см	5	20	35	50	65	г, см	5	20	35	50	65
N	2,95	3,3	3,47	3,54	3,17	N	0,86	1,00	1,03	1,12	1,04
$k, 10^{-4}$	2,75	2,94	3,05	3,19	3,31	$k, 10^{-4}$	2,55	2,77	2,86	3,06	3,21
σ , МэВ	0,0705	0,0642	0,0671	0,0722	0,0718	σ , МэВ	0,0547	0,0573	0,0567	0,0634	0,0655
$Q_{\text{края}} = \frac{E_{\text{vis}}}{k}$	3310	3090	2980	2840	2750	$Q_{\text{края}} = \frac{E_{\text{vis}}}{k}$	1870	1720	1670	1560	1490
$\delta = \frac{\sigma}{E_{\text{vis}}} \cdot 100\%$, %	7,8	7,1	7,4	8,0	7,9	$\delta = \frac{\sigma}{E_{\text{vis}}} \cdot 100\%$, %	11,5	12,0	11,9	13,3	13,7

Таблица 2.3.2 — Параметры аппроксимации спектров для ФЭУ Л

^{22}Na левый пик, $E_{\text{vis}} = 0,340\text{МэВ}$						^{22}Na правый пик, $E_{\text{vis}} = 1,062\text{МэВ}$					
г, см	5	20	35	50	65	г, см	5	20	35	50	65
N	3,48	3,55	3,24	3,11	3,52	N	4,06	4,21	4,05	3,93	3,52
$k, 10^{-4}$	3,02	2,93	2,64	2,55	2,63	$k, 10^{-4}$	3,21	3,09	2,86	2,79	2,63
σ , МэВ	0,0585	0,0598	0,0526	0,0504	0,0505	σ , МэВ	0,0744	0,0708	0,0688	0,0655	0,0664
$Q_{\text{края}} = \frac{E_{\text{vis}}}{k}$	1130	1160	1290	1340	1450	$Q_{\text{края}} = \frac{E_{\text{vis}}}{k}$	3300	3430	3700	3790	4020
$\delta = \frac{\sigma}{E_{\text{vis}}} \cdot 100\%, \%$	17,1	17,5	15,4	14,8	14,8	$\delta = \frac{\sigma}{E_{\text{vis}}} \cdot 100\%, \%$	7,0	6,7	6,5	6,2	6,3
^{65}Zn , $E_{\text{vis}} = 0,908\text{МэВ}$						^{137}Cs , $E_{\text{vis}} = 0,477\text{МэВ}$					
г, см	5	20	35	50	65	г, см	5	20	35	50	65
N	3,27	3,34	3,21	3,14	2,45	N	1,15	1,08	1,03	1,04	1,71
$k, 10^{-4}$	3,36	3,17	2,96	2,89	2,64	$k, 10^{-4}$	3,39	3,16	2,91	2,85	2,57
σ , МэВ	0,0791	0,0852	0,0769	0,0777	0,0822	σ , МэВ	0,0789	0,0668	0,0647	0,0638	0,0636
$Q_{\text{края}} = \frac{E_{\text{vis}}}{k}$	2700	2870	3050	3140	3433	$Q_{\text{края}} = \frac{E_{\text{vis}}}{k}$	1410	1510	1640	1680	1860
$\delta = \frac{\sigma}{E_{\text{vis}}} \cdot 100\%, \%$	8,7	9,4	8,5	8,6	9,1	$\delta = \frac{\sigma}{E_{\text{vis}}} \cdot 100\%, \%$	16,5	14,0	13,5	13,4	13,3

Таблица 2.3.3 — Параметры аппроксимации спектров для суммарного сигнала

^{22}Na левый пик, $E_{\text{vis}} = 0,340\text{МэВ}$						^{22}Na правый пик, $E_{\text{vis}} = 1,062\text{МэВ}$					
г, см	5	20	35	50	65	г, см	5	20	35	50	65
N	1,49	1,64	3,26	3,26	1,49	N	2,00	2,15	2,17	2,14	3,87
$k, 10^{-4}$	1,31	1,34	1,31	1,32	1,29	$k, 10^{-4}$	1,49	1,50	1,46	1,48	1,45
σ , МэВ	0,0311	0,0345	0,0342	0,0321	0,0314	σ , МэВ	0,0398	0,0384	0,0431	0,0344	0,0334
$Q_{\text{края}} = \frac{E_{\text{vis}}}{k}$	2610	2550	2610	2580	2650	$Q_{\text{края}} = \frac{E_{\text{vis}}}{k}$	7120	7070	7260	7160	7300
$\delta = \frac{\sigma}{E_{\text{vis}}} \cdot 100\%, \%$	9,1	10,1	10,0	9,4	9,2	$\delta = \frac{\sigma}{E_{\text{vis}}} \cdot 100\%, \%$	3,8	3,6	4,1	3,2	3,2
^{65}Zn , $E_{\text{vis}} = 0,908\text{МэВ}$						^{137}Cs , $E_{\text{vis}} = 0,477\text{МэВ}$					
г, см	5	20	35	50	65	г, см	5	20	35	50	65
N	1,53	1,69	1,73	1,67	1,37	N	0,79	0,53	0,53	0,54	0,49
$k, 10^{-4}$	1,49	1,50	1,48	1,50	1,45	$k, 10^{-4}$	1,37	1,46	1,41	1,44	1,40
σ , МэВ	0,0543	0,0499	0,0525	0,0526	0,054	σ , МэВ	0,0432	0,0399	0,0396	0,0386	0,0447
$Q_{\text{края}} = \frac{E_{\text{vis}}}{k}$	6080	6040	6120	6040	6250	$Q_{\text{края}} = \frac{E_{\text{vis}}}{k}$	3480	3270	3390	3310	3400
$\delta = \frac{\sigma}{E_{\text{vis}}} \cdot 100\%, \%$	6,0	5,5	5,8	5,8	6,1	$\delta = \frac{\sigma}{E_{\text{vis}}} \cdot 100\%, \%$	9,0	8,4	8,3	8,1	9,4

По полученным данным (см. таб. 2.3.1, 2.3.2, 2.3.3) была построена неоднородность светособирания пластикового сцинтиллятора для ФЭУ П, ФЭУ Л и суммарного сигнала соответственно (см. рис. 2.3.4). В пределах погрешностей неоднородность мала, поэтому дальнейшие расчеты будут проводиться для него.

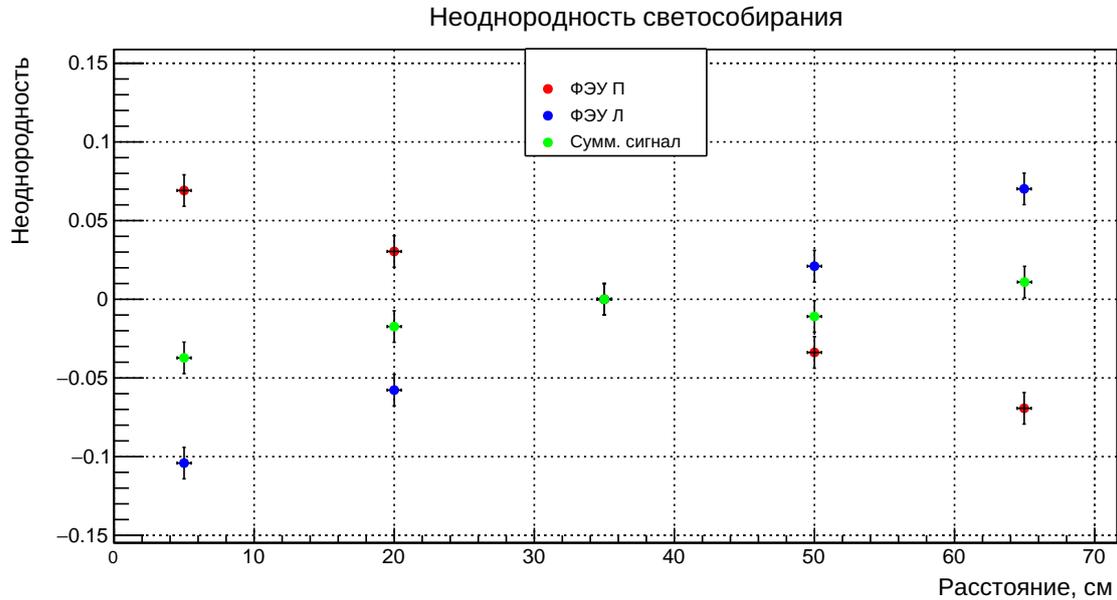


Рисунок 2.3.4 — Неоднородность светособирания пластикового сцинтиллятора

2.3.1. КАЛИБРОВКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ

Т.к. неоднородность для суммарного сигнала мала, то была построена энергетическая шкала пластикового сцинтиллятора (см. рис. 2.3.5), которая справедлива для любого положения источника. Она оказалась линейной в области от $E_e = 0,340$ МэВ до $E_e = 1,062$ МэВ. Параметры прямой оказались равны:

$$\begin{aligned}
 k &= (1,58 \pm 0,04) \cdot 10^{-4} \frac{\text{МэВ}}{\text{усл.ед.}}; \\
 b &= (6 \pm 2) \cdot 10^{-2} \text{ МэВ}.
 \end{aligned}
 \tag{2.3.1}$$

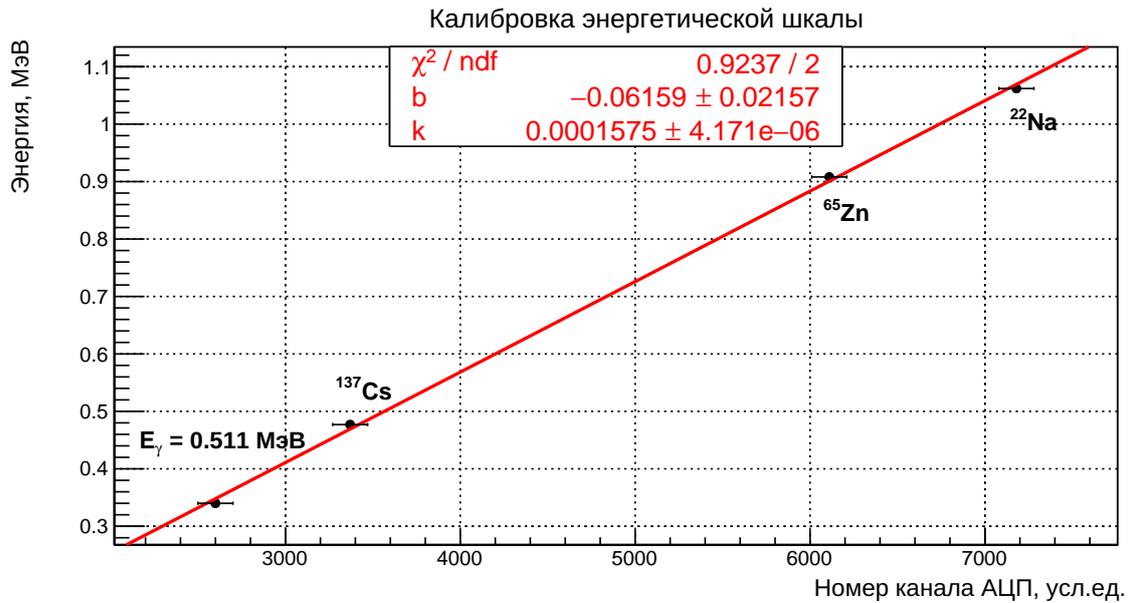


Рисунок 2.3.5 — Энергетическая шкала пластикового сцинтиллятора

2.3.2. ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

Основываясь на результатах, изложенных выше, была построена зависимость относительного энергетического разрешения $\delta(E)$ от энергии комптоновского края E_e , которая была аппроксимирована функцией

$$\delta(E) = \sqrt{\alpha^2 + \frac{\beta^2}{E} + \frac{\gamma^2}{E^2}} \quad (\text{см. рис. 2.3.6}).$$

Результаты аппроксимации:

$$\alpha = 0, \quad \beta = (7 \pm 1) \sqrt{\text{МэВ}}, \quad \gamma = (7, 2 \pm 0, 7) \text{ МэВ}.$$

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

$$\delta(1 \text{ МэВ}) = (10, 3 \pm 0, 9)\% \quad (\text{в единицах ПШПВ}).$$

Данное значение согласуется с значениями, полученными в работах [8; 9].

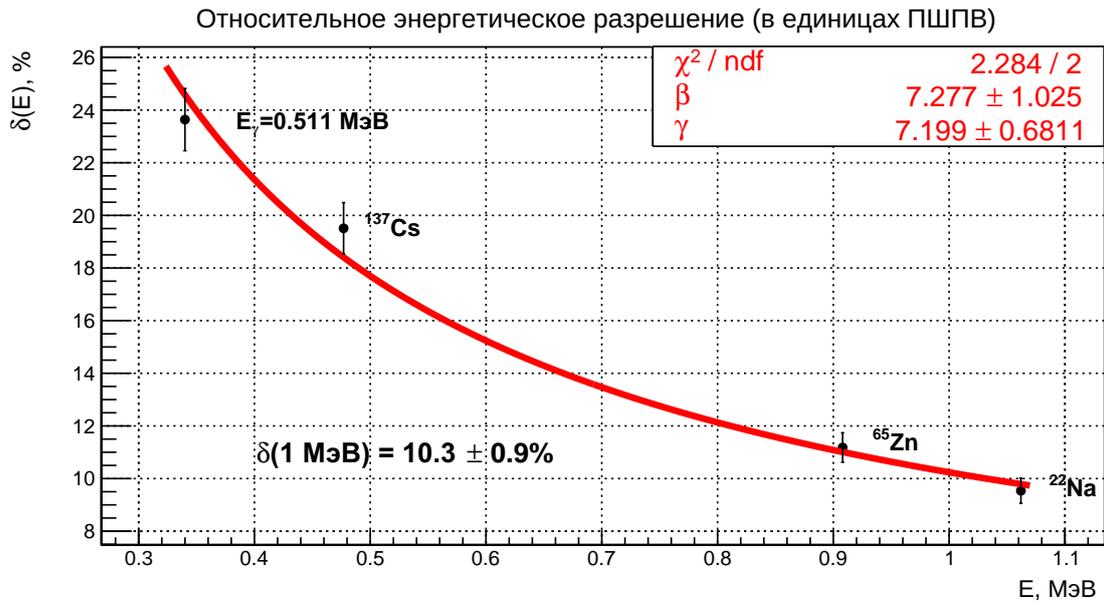


Рисунок 2.3.6 — Относительное энергетическое разрешение (в единицах ПШПВ)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была произведена калибровка энергетической шкалы пластикового сцинтиллятора и определена зависимость относительного энергетического разрешения от энергии. По полученным в ходе эксперимента данным было определено следующее:

- Неоднородность отсутствует при одновременном измерении двумя ФЭУ;
- В исследуемой области энергий шкала линейна;
- В исследуемой области энергий значение относительного энергетического разрешения для $E_{\text{vis}} = 1 \text{ МэВ}$ составило:

$$\delta(1 \text{ МэВ}) = (10,3 \pm 0,9)\% \text{ (в единицах ПШПВ)}.$$

Из этих фактов следует, что данный образец пластикового сцинтиллятора удовлетворяет требуемым для поставленных задач характеристикам, поэтому он будет использоваться для дальнейших исследований.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Zhang C., Qian X., Fallot M.* Reactor antineutrino flux and anomaly. — 2023. — arXiv: [2310.13070](https://arxiv.org/abs/2310.13070) [hep-ph].
2. *Копейкин В., Панин Ю., Сабельников А.* ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ СПЕКТРОВ БЕТА-ЧАСТИЦ ОТ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ^{238}U и ^{239}Pu ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ФИЗИКИ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО // ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА. — 2021.
3. *Mikaelian L. A., Borovoi A.* Possibilities of the practical use of neutrinos // Soviet Atomic Energy. — 1978.
4. Neutrino Control of Reactors for the Application of the IAEA Safeguards to Floating Nuclear Power Units / E. Velikhov [et al.]. — 2022.
5. *MARMIER P., SHELDON E.* // Physics of Nuclei and Particles. — Academic Press, 1970.
6. *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.
7. *Grupen C., Boehrer A., Smolik L.* Particle detectors. Т. 5. — 1996.
8. *Dietze G., Klein H.* GAMMA-CALIBRATION OF NE 213 SCINTILLATION COUNTERS // Nuclear Instruments and Methods. — 1982.
9. Energy Resolution of the Fabricated Plastic Scintillator / Y. Kim [и др.]. — 2018.