

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Скробова Наталия Алексеевна

**Калибровка детектора DANSS с помощью космических
мюонов и статистический анализ данных**

Специальность 01.04.16 —
«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор, академик Российской академии наук
Данилов Михаил Владимирович

Москва — 2021

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Конструкция детектора	15
Глава 2. Калибровка детектора с помощью мюонов	18
2.1 Калибровка при помощи радиоактивных источников и распадов бора	18
2.2 Восстановление треков мюонов	22
2.2.1 Преобразование Хафа	23
2.2.2 Оценка точности	26
2.2.3 Соответствие выделенной энергии и длины трека	27
2.3 Предварительная калибровка КФУ	28
2.4 Определение эффективного числа пикселей КФУ	29
2.5 Линейность отклика детектора	31
2.6 Неоднородность светосбора	33
Глава 3. Поиск осцилляций с использованием только формы энергетического спектра позитронов	35
3.1 Отбор событий	35
3.2 Моделирование спектров позитронов	41
3.3 Статистический анализ данных	44
3.3.1 Область исключения в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$	44
3.3.2 Область чувствительности к параметрам стерильного нейтрино	50
Глава 4. Анализ данных с учетом относительных счетов антинейтрино на разных расстояниях от реактора	53
4.1 Изменения критериев отбора и моделирования спектров	53
4.2 Использование относительных счетов антинейтрино на разных расстояниях от реактора	57

	Стр.	
4.3	Анализ с учетом трех положений детектора относительно реактора	61
4.4	Тестовая статистика	63
4.5	Области исключения параметров стерильного нейтрино	67
4.6	Области чувствительности к параметрам стерильного нейтрино	68
4.7	Стабильность результатов	69
4.7.1	Расширение диапазона фитирования	69
4.7.2	Вариация значений систематических неопределенностей	69
4.7.3	Использование различной экспериментальной статистики	70
4.7.4	Различные профили горения в реакторе	71
4.7.5	Использование различных исходных спектров антинейтрино	73
4.8	Определение статистической значимости указаний на существование стерильного нейтрино	76
Глава 5.	Сравнение с результатами других экспериментов	78
5.1	Применение различных статистических методов	78
5.1.1	Гауссовский CL_s метод	78
5.1.2	Метод растрового сканирования	79
5.1.3	Метод двумерного сканирования (метод Фельдмана-Кузинса)	80
5.1.4	Сравнение методов	80
5.2	Области исключения других экспериментов	81
5.3	Глобальный анализ	83
Заключение	89
Публикации автора по теме диссертации	91
Список литературы	92

Введение

Актуальность исследования. В текущий момент существует целый ряд указаний на существование стерильного нейтрино, которое, в отличие от трех известных типов нейтрино, не рождается в распадах Z -бозона. В экспериментах GALEX и SAGE при проведении калибровок с применением радиоактивных источников наблюдается дефицит в числе ν_e (отношение наблюдаемого счета к предсказанному составляет 0.88 ± 0.05). Это так называемая “галлиевая аномалия” (GA) [1; 2]. После обновления теоретических расчетов [3] для потоков реакторных антинейтрино, расхождения между измерениями и теоретическими предсказаниями составляет 6%. Это так называемая “реакторная антинейтринная аномалия” (RAA). Обе эти аномалии можно объяснить наличием осциллирующих электронных (анти)нейтрино в стерильные состояния нейтрино с $\Delta m_{41}^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ [4; 5]. Наиболее популярная модель для потоков реакторных антинейтрино [6] основывается на измерениях спектров бета-распада, выполненных в ILL (Institut Laue-Langevin) [7–9]. Недавно в Курчатовском институте были произведены измерения отношения спектров $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ [10; 11], которое оказалось на 5% меньше чем в измерениях ILL. Это приводит к уменьшению ожидаемого потока антинейтрино от реактора и к ослаблению реакторной антинейтринной аномалии. Однако в настоящее время наибольшая чувствительность к стерильному нейтрино получается не при измерениях абсолютных потоков антинейтрино, а при измерениях на разных расстояниях от реактора, как будет обсуждаться ниже.

В недавних результатах коллаборации MiniBooNE [12] описывается наблюдение появления электронного (анти)нейтрино в пучках мюонного (анти)нейтрино. Объяснение этого эффекта с помощью осцилляций нейтрино требует разности квадратов масс нейтрино много большей, чем для трех известных типов нейтрино. При объединении результатов MiniBooNE и LSND [13] значимость эффекта составляет 6.0σ . Кроме того, коллаборация Нейтрино-4 [14] недавно объявила о наблюдении эффекта осцилляций электронных антинейтрино в стерильные со значимостью сигнала на уровне 3σ . Однако высказываются сомнения в правильности анализа данных в этом эксперименте.

Все это демонстрирует необходимость дальнейших исследований в данной области. Простейшим обобщением модели с тремя активными нейтрино является $(3+1)$ модель (3 активных и одно стерильное нейтрино). В таком случае матрица

смешивания записывается следующим образом:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \\ \nu_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_4 \end{pmatrix} \quad (1)$$

Поскольку $\Delta m_{4i}^2 \approx \Delta m_{41}^2$ ожидается довольно большой ($\sim 1\text{эВ}^2$) по сравнению с известными разностями квадратов масс, то для реакторных экспериментов на очень коротких расстояниях известными осцилляциями можно пренебречь. Вероятность выжить для электронного антинейтрино в таком случае описывается формулой:

$$p = 1 - \sin^2 2\theta_{ee} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{41}^2 [\text{эВ}^2] L [\text{м}]}{E_\nu [\text{МэВ}]} \right), \quad (2)$$

$$\sin^2 2\theta_{ee} = 4|U_{e4}|^2(1 - |U_{e4}|^2) = \sin^2 2\theta_{14}. \quad (3)$$

В настоящий момент ведется 6 реакторных экспериментов на очень коротких расстояниях: DANSS [15], NEOS [16], Neutrino-4 [14], PROSPECT [17], SoLid [18], STEREO [19]. Во всех этих экспериментах для регистрации антинейтрино используется реакция обратного бета-распада (ОБР):

$$\tilde{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n, \text{ где } E_{\tilde{\nu}} \approx E_{e^+} + 1.8 \text{ МэВ}, \quad (4)$$

в которой практически вся энергия над порогом реакции передается позитрону. Позитрон выделяет в детекторе свою кинетическую энергию и аннигилирует, давая мгновенный сигнал. Нейтрон сначала замедляется, а потом захватывается на ядре с высоким сечением захвата для тепловых нейтронов, которое распадаясь дает задержанный сигнал. Далее ищется коррелированная по времени пара событий. Спектр реакторных антинейтрино имеет максимум в районе $\sim 4 \text{ МэВ}$, поэтому характерные расстояния, на которых должны проявляться осцилляции при $\sim 1\text{эВ}^2$ составляют несколько метров. В связи с этим детекторы располагаются как можно ближе к реактору. Типичные расстояния составляют 6–13 метров.

Помимо оптимального соотношения L/E есть ряд других характеристик экспериментальной установки и источника антинейтрино, которые влияют на чувствительность эксперимента.

Большая мощность реактора обеспечивает достаточно высокий поток антинейтрино, что позволяет набирать большую статистику. Большие значения мощности обычно характерны для промышленных реакторов. Однако помимо высокого потока антинейтрино, промышленные реакторы обладают и недостатком — размер активной зоны реактора достаточно велик (сопоставим с длиной осцилляций для характерных значений $\Delta m_{41}^2 \sim 4 \text{ эВ}^2$), что приводит к размытию осцилляционной картины, а значит уменьшает чувствительность к нейтринным осцилляциям.

Исследовательские реакторы чаще всего дают небольшой поток антинейтрино, но при этом обладают достаточно компактными размерами и в качестве топлива используют почти чистый ^{235}U .

Окружающие конструкции в зданиях с реакторами зачастую обеспечивают хорошую защиту от космического излучения, которое создает фоновые события.

Такая техника, как разделение по форме импульса (в англоязычной литературе — pulse shape discrimination, PSD), позволяет дополнительно подавить фон. Одним из типичных коррелированных по времени фонов является фон от быстрых нейтронов. Сначала нейтрон при взаимодействии с веществом чувствительного объема может дать протон отдачи, который имитирует мгновенный сигнал от позитрона в ОБР, а затем замедляется и захватывается, имитируя задержанный сигнал. Различное время высвечивания для разных плотностей ионизации позволяет разделять частицы по форме импульса. Такая переменная, как Q_{tail}/Q_{total} (отношение заряда в хвосте ко всему заряду), позволяет достаточно хорошо отделить позитроны от протонов.

Высокая сегментация и возможность трехмерного восстановления характеристик событий в пространстве также позволяют отделять фоновые события от сигнальных, тем самым улучшив соотношение сигнал/фон.

Энергетическое разрешение детектора также является одним из важнейших факторов: плохое разрешение приводит к размытию осцилляционной картины. Энергетическое разрешение несколько менее критично для случая промышленных реакторов, где осцилляционная зависимость уже размыта из-за большого размера активной зоны реактора.

Чрезвычайно важна возможность перемещения детектора. Она позволяет сравнивать спектры позитронов на разных расстояниях от реактора, измеренные идентичным детектором. Это приводит к сокращению большинства систематических эффектов.

В основе конструкции каждого из экспериментов находится чувствительный объем из жидкого или твердого сцинтиллятора, который окружен комбинированной активной и пассивной защитой.

Перечень реакторных экспериментов на коротких расстояниях и их основные характеристики приведены в таблице 1, взятой из [20].

Таблица 1 — Основные характеристики экспериментов на очень коротких расстояниях от реактора. Голубым цветом обозначены сильные стороны экспериментов, оранжевым цветом — слабые.

	DANSS	NEOS	Neutrino-4	PROSPECT	SoLid	STEREO
Power [MW]	3100	2815	100	85	50–80	58
Core size [cm]	$\varnothing = 320$ $h = 370$	$\varnothing = 310$ $h = 380$	42×42 $h = 35$	$\varnothing = 51$ $h = 44$	$\varnothing = 50$ $h = 90$	$\varnothing = 40$ $h = 80$
Overburden [mwe]	50	20	3.5	< 1	10	15
Distance [m]	10.9–12.9 movable	24	6–12 movable	7–9	6–9	9–11
IBD events/day	5000	2000	200	750	~450	400
PSD	No	Yes	No	Yes	Yes	Yes
Readout	3D	1D	2D	3D	3D	2D
S/B	50	23	0.54	1.36	?	0.9
σ_E/E [%] at 1 MeV	33	5	16	4.5	14	8

Детектор DANSS (Detector of AntiNeutrino based on Solid Scintillator) имеет высокосегментированный чувствительный объем, состоящий из сцинтилляционных счетчиков из твердого сцинтиллятора. Детектор DANSS помещен на движущуюся платформу под активной зоной реактора на Калининской АЭС. В последующих разделах будет дано более детальное описание детектора.

Детектор NEOS (neutrino experiment for oscillation at shortbaseline) имеет несегментированный чувствительный объем заполненный жидким сцинтиллятором с примесью гадолиния для захвата нейтронов от ОБР. Емкость имеет форму цилиндра размерами 121 см в длину и 103 см в диаметре, который с двух сторон просматривается 38 фотоэлектронными умножителями (ФЭУ).

NEOS установлен около промышленного реактора (Hanbit Nuclear Power Complex, Yeonggwang, Korea) с мощностью 2.8 ГВт и размерами активной зоны

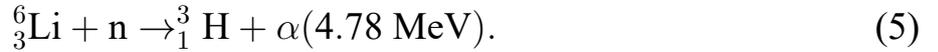
3.1 м в диаметре и 3.8 м по высоте. Окружающие конструкции энергоблока обеспечивают подавление, соответствующее 20 м водного эквивалента. Использование разделения по форме импульса позволяет дополнительно улучшить соотношение сигнала и шума. Поскольку измерения проводятся только на одном расстоянии от детектора до реактора, и в детекторе отсутствует какая-либо сегментация, то возникает необходимость использовать измерения других экспериментов для проведения модельно-независимого анализа, что может приводить к систематическим ошибкам.

Детектор Neutrino-4 имеет высокую сегментацию, чувствительный объем состоит из 50 секций с жидким сцинтиллятором с примесью гадолиния, каждая размерами $0.225 \times 0.225 \times 0.85 \text{ м}^3$. Секции установлены вертикально и каждая снабжена одним ФЭУ, расположенным сверху. Детектор Neutrino-4 установлен на движущейся платформе, которая позволяет изменять расстояние от детектора до активной зоны реактора от 6 до 12 м. Величина шага передвижения равна ширине секции. Таким образом, спектр на каждом из расстояний набирается при помощи разных секций детектора. Это, в свою очередь, приводит к тому, что возможные различия в эффективности между ячейками усредняются (для всех секций кроме крайних). Neutrino-4 установлен вблизи исследовательского реактора в Димитровграде, отличающегося довольно большой мощностью среди реакторов такого класса. К сожалению, расположение на поверхности приводит к достаточно скромному соотношению сигнал/шум, однако планируется модернизация детектора и использование разделения по форме импульса, что позволит улучшить это соотношение.

Чувствительный объем детектора PROSPECT (Precision Reactor Oscillation and SPECTrum Experiment) состоит из 154 секций с жидким сцинтиллятором имеющих форму параллелепипеда ($14.5 \times 14.5 \times 117.6 \text{ см}^3$). Они уложены горизонтально и с двух сторон просматриваются ФЭУ. Захват нейтронов от ОБР происходит на литии, добавленном в сцинтиллятор. PROSPECT расположен около коммерческого реактора (High Flux Isotope Reactor (HFIR) facility at Oak Ridge National Laboratory in Oak Ridge, Tennessee). Для улучшения соотношения сигнал/шум используется техника разделения по форме импульса (PSD). В данный момент часть сегментов (42%) не включены в анализ из-за нестабильностей в работе ФЭУ.

Чувствительный объем детектора SoLid (Search for Oscillations with a Lithium-6 detector) состоит из 12800 кубиков со стороной размером 5 см. В

каждом из кубиков присутствуют 2 типа сцинтиллятора. Основной объем кубика состоит из поливинилтолуола (PVT). Кроме того, у каждого кубика с двух сторон есть тонкие экраны из сцинтиллятора ${}^6\text{LiF}:\text{ZnS}(\text{Ag})$. Эти слои используются для захвата нейтрона от ОБР с помощью реакции



Такая комбинация позволяет разделять электромагнитные сигналы в органическом сцинтилляторе и сигналы, вызванные нейтронами в слоях ${}^6\text{LiF}:\text{ZnS}(\text{Ag})$ (т.е. разделение по форме сигнала). Светосбор осуществляется с помощью спектро-смещающих волокон, заведенных на кремниевые фотоумножители (КФУ). Детектор установлен около исследовательского реактора в Бельгии (SCK CEN, Mol).

Чувствительный объем детектора STEREO (Search for Sterile Reactor Neutrino Oscillations) состоит из 6 секций, каждая размером $0.369 \times 0.892 \times 0.918 \text{ м}^3$ с жидким сцинтиллятором с примесью гадолиния для захвата нейтронов от ОБР. Считывание сигнала в каждой из секций производится с помощью четырех фотоумножителей, расположенных сверху. Детектор расположен около исследовательского реактора (ILL, Гренобль, Франция). Для улучшения соотношения сигнал/шум используется техника разделения по форме импульса.

В настоящий момент эксперименты DANSS, NEOS, PROSPECT и STEREO приводят области исключения, покрывающие заметную часть в пространстве параметров стерильного нейтрино Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$. Эксперименты DANSS [A1] и NEOS [16] установили наиболее жесткие пределы в области порядка $\Delta m_{41}^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$, в то время как PROSPECT [21] и STEREO [22] получили более жесткие пределы в области $\Delta m_{41}^2 \sim 5 \text{ эВ}^2$.

Эксперимент SoLid пока не приводит результатов по поиску стерильного нейтрино. Одна из проблем, возникших в эксперименте, — большой уровень коррелированного фона от распадов висмута. ${}^{214}\text{Bi}$ распадается до ${}^{214}\text{Po}$ посредством бета-распада (период полураспада примерно 20 минут). Получившийся изотоп полония распадается до свинца посредством альфа-распада. Период полураспада полония составляет 164 мкс, что сравнимо с временем термализации и захвата нейтрона от ОБР. В результате электрон симулирует первичный сигнал, а сцинтилляция от альфа-частицы — вторичный. С целью подавления этого фона используется высокая сегментация детектора для отделения гамма-квантов от позитронов. Кроме того, в проекте планируется модернизация с полной заменой всех

текущих КФУ на КФУ с большей эффективностью. Ожидается, что это поможет улучшить восстановление аннигиляционных гамма-квантов [23].

Эксперимент Neutrino-4 делает утверждение о наблюдении осцилляций реакторных антинейтрино в стерильные нейтрино с очень большой разностью квадратов масс ($\Delta m_{41}^2 = 7.25 \text{ эВ}^2$) и угла смешивания ($\sin^2 2\theta_{ee} = 0.26$) [14; 24]. Однако в ряде работ [20; 25–27] высказывались серьезные сомнения в корректности анализа данных в эксперименте Neutrino-4, особенно в способе учета энергетического разрешения детектора.

Цели и задачи исследования. Главными целями работы были:

- разработка методов калибровки детектора DANSS с помощью космических мюонов, в том числе:
 - разработка алгоритма поиска треков космических мюонов в детекторе,
 - определение эффективного числа пикселей кремниевых фотоумножителей,
 - проверка линейности энергетического отклика детектора после коррекции на насыщение кремниевых фотоумножителей,
- статистический анализ данных, в том числе:
 - разработка модельно-независимых методов анализа данных на основе сравнения формы спектров антинейтрино, измеренных одним и тем же детектором на разных расстояниях до реактора,
 - разработка статистических методов анализа результатов с целью извлечения информации о параметрах Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ на основе гауссовского CL_s подхода,
 - реализация метода растрового сканирования для анализа данных,
 - сравнение вышеуказанных методов анализа данных,
 - изучение влияния систематических погрешностей на полученные результаты,
 - определение чувствительности эксперимента к параметрам стерильного нейтрино,
 - определение чувствительности эксперимента к параметрам стерильного нейтрино после модернизации.
 - разработка метода анализа данных с использованием информации об относительном количестве нейтринных событий на раз-

- ных расстояниях от реактора в дополнение к сравнению формы энергетических спектров антинейтрино,
- реализация метода Фельдмана-Кузинса и определение статистической значимости наилучшей точки в пространстве параметров $\Delta m_{41}^2, \sin^2 2\theta_{ee}$.

Научная новизна. Впервые (практически одновременно с экспериментом Neutrino-4) реализован метод анализа осцилляций нейтрино на основе изучения энергетического спектра позитронов от ОБР с помощью одного и того же детектора на разных расстояниях от реактора. Разработан метод калибровки отклика высокогранулярного детектора из твердого сцинтиллятора на основе восстановленных треков мюонов. Определено эффективное количество пикселей кремниевых фотоумножителей для используемой конструкции сцинтилляционного детектора. Впервые разработан и реализован метод статистического анализа данных на основе сравнения только формы энергетического спектра антинейтрино на разных расстояниях от реактора. Проведено сравнение гауссовского CL_s метода с методом растрового сканирования для реальных экспериментальных данных. Разработан и реализован метод анализа данных с учетом относительных счетов детектора на разных расстояниях от реактора. Это позволило увеличить чувствительность эксперимента, особенно при малых значениях Δm_{41}^2 . Получены новые модельно-независимые ограничения на параметры гипотетического стерильного нейтрино в наиболее интересной области параметров. Для ряда областей Δm_{41}^2 они оказались лучшими в мире и исключили большую часть параметров стерильного нейтрино, предсказанных в других экспериментах. В частности, наилучшая точка для описания GA и RAA исключена на уровне более 5 стандартных отклонений, что также является лучшим в мире. Проведена оценка значимости наилучшей точки в пространстве параметров осцилляций $\Delta m_{41}^2, \sin^2 2\theta_{ee}$ с помощью метода Фельдмана-Кузинса и сравнение результатов с результатами, основанными на применении теоремы Вилкса. Получены оценки чувствительности эксперимента к параметрам стерильного нейтрино, в том числе после модернизации установки.

Теоретическая и практическая значимость работы. Обнаружение стерильного нейтрино потребовало бы кардинального пересмотра современных представлений о физике элементарных частиц и выхода за рамки Стандартной Модели. Полученные результаты исключают большую и важную область параметров гипотетического стерильного нейтрино и важны для проверки теоретиче-

ских моделей. Предложенные методы анализа и калибровки могут быть использованы в других экспериментах.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Разработка метода анализа данных по осцилляциям реакторных антинейтрино с использованием информации только о форме спектров на основе сравнения отношений измеренных энергетических спектров позитронов в реакции обратного бета-распада, полученных на разных расстояниях от реактора одним и тем же детектором с применением гауссовского CL_s метода и ограничения на параметры гипотетического стерильного нейтрино на основе этого максимально модельно-независимого подхода.
2. Оценка чувствительности эксперимента к параметрам стерильного нейтрино Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$, в том числе после модернизации установки.
3. Разработка метода анализа данных по поиску осцилляций реакторных антинейтрино с учетом не только различий в форме энергетического спектра позитронов от обратного бета-распада, но и с учетом зависимости относительного счета детектора от расстояния до реактора. Полученные с помощью этого метода ограничения на параметры гипотетического стерильного нейтрино.
4. Оценка значимости полученной в эксперименте наилучшей точки в пространстве параметров осцилляций Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ с помощью метода Фельдмана-Кузинса и сравнение этого подхода с методом, основанным на применении теоремы Вилкса.
5. Разработка метода коррекции нелинейности кремниевых фотоумножителей с помощью космических мюонов и его применение для определения эффективного количества пикселей в кремниевых фотоумножителях. Проверка линейности энергетического отклика детектора с помощью космических мюонов после коррекции на насыщение кремниевых фотоумножителей.

Достоверность полученных результатов. Достоверность работы обеспечивается использованием методов измерений параметров с помощью одного и того же детектора на разных расстояниях и использованием в анализе только относительных измерений, в которых сокращается большое количество систематических ошибок. Полученные ограничения на параметры стерильного нейтрино подтверждаются в пересекающихся областях параметров выполненными позже экспериментами.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались автором на различных международных конференциях:

- Доклад “Searches for sterile neutrinos at the DANSS experiment” на международном рабочем совещании Particle Physics at Neutron Sources, 24–26 мая 2018 года, Гренобль, ILL;
- Доклад “Searches for sterile neutrinos at the DANSS experiment” на International Symposium on Neutrino Frontiers, 16–19 июля 2018, ICISE center, Quy Nhon, Вьетнам;
- Доклад “Statistical data analysis in the DANSS experiment” на IV International Conference on Particle Physics and Astrophysics, 22–26 октября 2018, Москва;
- Доклад “Statistical data analysis in the DANSS experiment” на Moscow International School of Physics, 20–27 февраля 2019, HSE Study Center “Voronovo”;
- Доклад “New results from the DANSS experiment” на 8th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2019), 21–29 августа 2019, Kolymbari, ОАК;
- Доклад “Statistical data analysis in the DANSS experiment” на Moscow International School of Physics, 3–9 марта 2020, HSE Study Center “Voronovo”;
- Доклад “Statistical data analysis in the DANSS experiment” на V International Conference on Particle Physics and Astrophysics, 5–9 октября 2020, online;

Личный вклад. Автор принимал активное участие в разработке и реализации методов калибровки детектора с помощью космических мюонов, полностью разработал методы статистического анализа в эксперименте DANSS и провел анализ данных, провел анализ стабильности результатов и влияния систематических погрешностей, определил чувствительность эксперимента к параметрам стерильного нейтрино, в том числе и после модернизации установки.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 8 печатных изданиях [A1–A8], 8 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК и индексируемых Web of Science или Scopus.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка публикаций автора с результатами диссертации и списка литературы. Полный объем диссертации составляет 97 страниц, включая 50 рисунков и 2 таблицы.

Глава 1. Конструкция детектора

Детектор DANSS [15] расположен на Калининской АЭС в помещении под активной зоной реактора и размещен на движущейся платформе, которая позволяет изменять расстояние между центрами детектора и активной зоны реактора в диапазоне от 10.9 до 12.9 м. Окружающее здание энергоблока обеспечивает подавление космического фона на уровне 50 м водного эквивалента. Это приводит к уменьшению потока от космических мюонов примерно в 6 раз и полностью подавляет нейтронную компоненту в космических лучах. Чувствительный объем детектора составляет 1 м^3 и состоит из 2500 сцинтилляционных счетчиков. Вокруг чувствительного объема детектора расположена комбинированная пассивная защита, состоящая из слоев меди (5 см), борированного полиэтилена (8 см), свинца (5 см) и еще одного слоя борированного полиэтилена (8 см). Снаружи установлены сцинтилляционные счетчики большой площади, составляющие систему активного Вето. Счетчики Вето-системы обеспечивают геометрическую эффективность регистрации космических мюонов на уровне 98%.

Основным элементом детектора является сцинтилляционный счетчик из полистирола размером $100 \times 4 \times 1 \text{ см}^3$. Сцинтилляционные счетчики уложены в слои так, что в соседних слоях они перпендикулярны. У каждого сцинтилляционного счетчика имеется светоотражающее покрытие с примесью гадолиния для захвата нейтронов обратного бета-распада (ОБР). Вывод света осуществляется с помощью трех спектросмещающих волокон (файберов), вклеенных в продольные канавки. Блоки из 50 сцинтилляционных счетчиков одной направленности, состоящие из 5 подряд идущих сцинтилляционных счетчиков по горизонтали и 10 вертикальных слоев, объединены в секции. Боковые файберы с сцинтилляционных счетчиков одной секции собраны в пучки на катодах оптических ФЭУ (всего 50). Кроме того, каждый сцинтилляционный счетчик снабжен индивидуальным кремниевым фотоумножителем (КФУ), который просматривает центральный файбер. Сигналы КФУ позволяют эффективно использовать подробную сегментацию чувствительного объема детектора для определения геометрических параметров событий. На рисунке 1.1 представлена схема расположения сцинтилляционных счетчиков в детекторе. Схема защиты детектора представлена на рисунке 1.2.

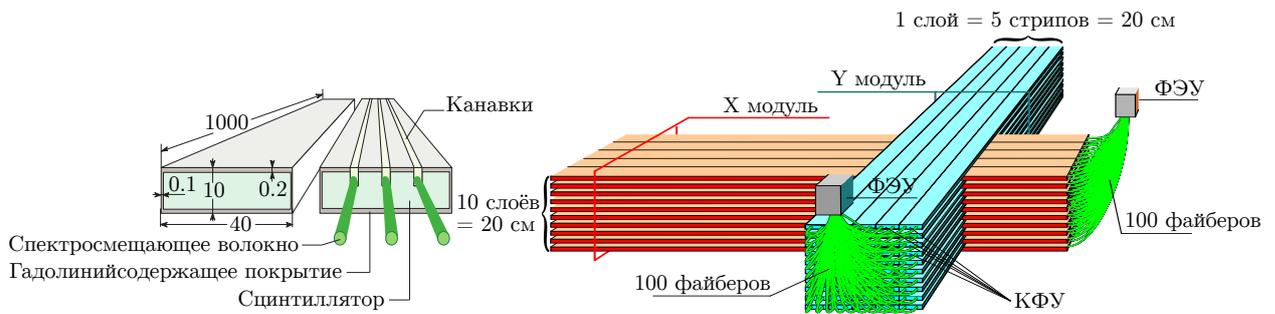


Рисунок 1.1 — Слева: индивидуальные сцинтилляционные счетчики, справа: схема расположения сцинтилляционных счетчиков в детекторе. Для наглядности на рисунке представлены только 2 секции.

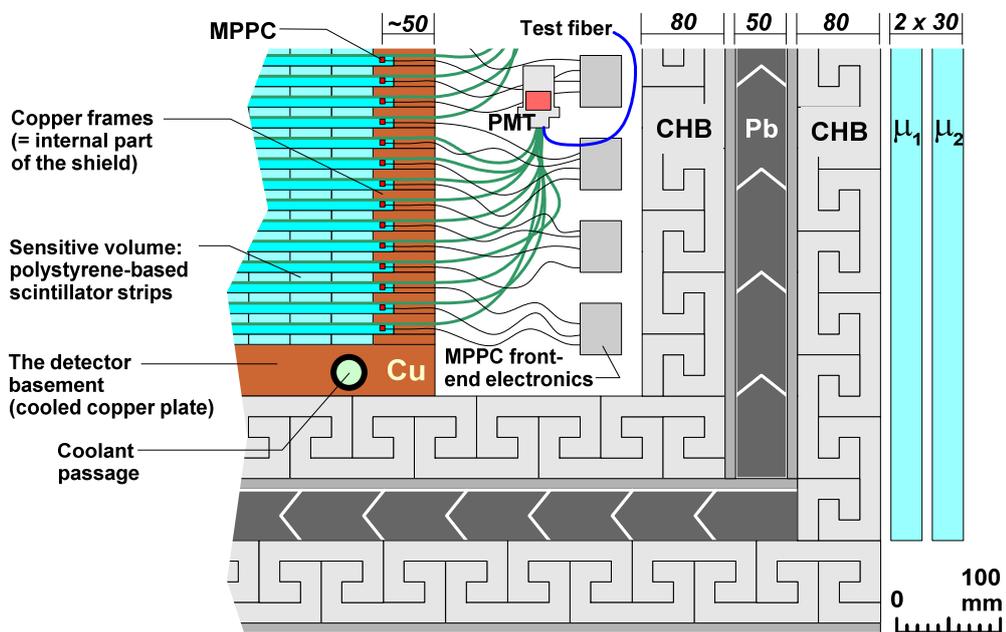


Рисунок 1.2 — Срез угла детектора DANSS.

Для выработки системного триггера установки используются ФЭУ у которых шум намного меньше, чем у КФУ. Триггер вырабатывается, когда суммарный сигнал превышает 0.7 МэВ. Волновые формы сигналов со всех фотодетекторов записываются с шагом 8 нс в окне 512 нс с центром окна, совпадающим с триггерным сигналом. Частота триггера составляет примерно 1200 Гц. Поскольку в дальнейшем анализе требуется задержка нейтрона относительно позитрона не меньше 2 мкс позитрон и нейтрон дают 2 разных события. При дальнейшем анализе для каждого события сигналы со всех каналов детектора (без системы Вето) суммируются, и определяется максимум полученного распределения. Сигналы КФУ отстоящие от времени максимума более чем на 10 нс (15 нс в первом

варианте анализа) не используются в дальнейшем анализе. Эффективность этого критерия отбора превышает 99%.

Использование суммарного энерговыделения в фотоприемниках обоих типов способствует увеличению эффективной фотостатистики и уменьшению пространственной неоднородности светосбора. При срабатывании Вето-системы также вырабатывается системный триггер.

Одной из целей проекта DANSS является поиск осцилляций в стерильное состояние нейтрино. В случае существования стерильного состояния часть антинейтрино будет переходить в стерильные, что приведет к осцилляциям в числе антинейтрино в зависимости от расстояния. Таким образом, наличие стерильного состояния нейтрино вносило бы зависящее от расстояния искажение в энергетический спектр реакторных антинейтрино. Причем, изменяется как форма спектра, так и интегральный счет. При измерении спектра на двух расстояниях одним и тем же детектором полученные результаты не зависят от абсолютной эффективности детектора или теоретических предсказаний относительно потоков антинейтрино. Детектор DANSS измеряет спектр на расстояниях от 10.9 м (верхнее положение) до 12.9 м (нижнее положение) от центра ядра реактора, а затем отношение спектров сравнивается с предсказаниями для гипотез со стерильным нейтрино и без.

Глава 2. Калибровка детектора с помощью мюонов

Для возможности наблюдения осцилляционной картины необходима калибровка детектора по энергии с высокой точностью. Космические мюоны позволяют осуществлять калибровку каждого отдельного сцинтилляционного счетчика. В сутки через детектор проходит порядка 10^6 мюонов. Для калибровки сцинтилляционных счетчиков при помощи космических частиц производится восстановление треков мюонов по сигналам с КФУ. По имеющемуся восстановленному треку можно вычислить длину, которую прошла частица внутри каждого интересующего сцинтилляционного счетчика. Проходя через вещество, мюоны выделяют определенное среднее количество энергии на единицу длины. Таким образом, сравнив среднее энерговыделение, зарегистрированное КФУ в единицах фотоэлектронов, и длину трека внутри соответствующего сцинтилляционного счетчика, можно для отклика сцинтилляционных счетчиков получить коэффициенты пересчета из фотоэлектронов в МэВ [A2; A3].

В настоящий момент энергетическая шкала детектора определяется калибровкой по радиоактивным источникам и распадам ^{12}B . При сравнении отклика детектора для мюонов возникает расхождение в шкале порядка 5%. Одна из возможных причин такого поведения — не совсем корректный энергетический спектр для космических мюонов, заложенный в модель детектора. Поэтому космические мюоны используются для непрерывной (раз в 2–3 дня) относительной калибровки всех каналов, в то время как радиоактивные источники для абсолютной фиксации энергетической шкалы.

2.1. Калибровка при помощи радиоактивных источников и распадов бора

В качестве калибровочных процессов были использованы распады ^{22}Na (3γ), ^{60}Co (2γ); захваты нейтронов, даваемых ^{248}Cm , на Gd; бета-распад ^{12}B , рожденного в реакции:



Первоначально калибровка энергетической шкалы в эксперименте основывалась на измерениях с источником нейтронов ^{248}Cm . На рисунке 2.1 показана

но энергетическое распределение сигналов от захватов нейтронов от источника ^{248}Cm , помещенного в центр детектора. Два пика соответствуют захватам на протонах и на гадолинии. Правое плечо пика захватов на гадолинии соответствует нескольким энергичным гамма-квантам. Каждый из них дает электрон от комптоновского рассеяния, который близок по энергии к позитронам от ОБР. Поэтому именно эта часть энергетического спектра использовалась для фиксации шкалы. Левое плечо пика захвата на гадолинии соответствует множеству мягких гамма-квантов, для которых описание Монте-Карло не идеально. После использования симуляций каскадов распада гадолиния, предоставленных коллаборацией STEREO [28] на основе программного кода FIFLERIN [29] согласие с Монте-Карло улучшилось в более широком диапазоне.

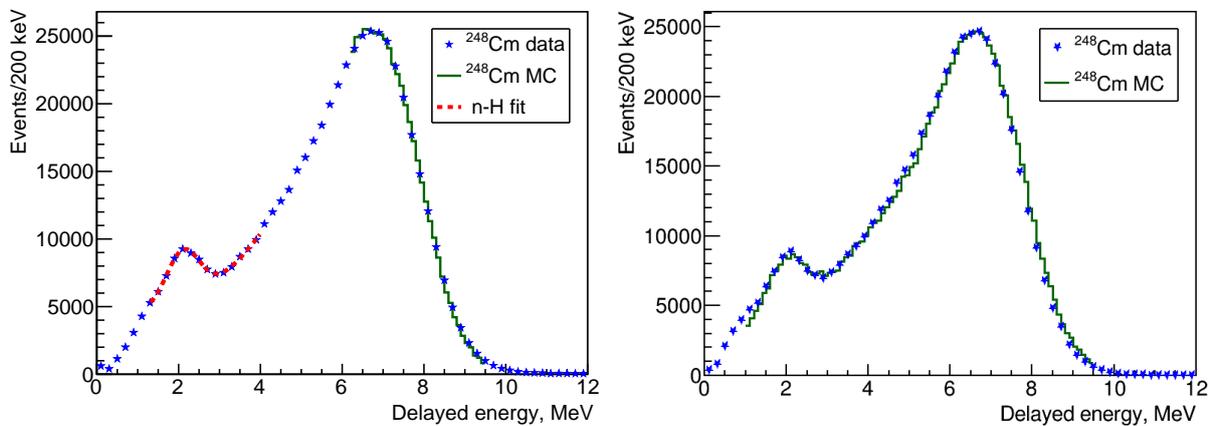


Рисунок 2.1 — Энергетический спектр задержанных сигналов от источника нейтронов ^{248}Cm . Слева: первоначальное описание, справа: описание с использованием кода FIFLERIN. Синие точки — данные, зеленая гистограмма — Монте-Карло.

После набора достаточной статистики в эксперименте, удалось выделить распады бора от реакции (2.1). В настоящий момент распады бора являются основным калибровочным процессом, поскольку электроны от распада бора наиболее близки по энергиям к позитронам от ОБР. На рисунке 2.2 представлен энергетический спектр распадов бора. Энергетическая шкала, определенная по кюрию, на -0.5% отличается от энергетической шкалы по бору.

На рисунке 2.3 представлен отклик детектора на гамма источники ^{22}Na (3γ) и ^{60}Co (2γ), помещенные в центр детектора. Монте-Карло предсказания сдвинуты по энергетической шкале относительно экспериментального спектра на -1% для кобальта и на -1.5% для натрия. Вероятнее всего, такое расхождение объясняется неидеальным описанием регистрации низкоэнергичных гамма-квантов в

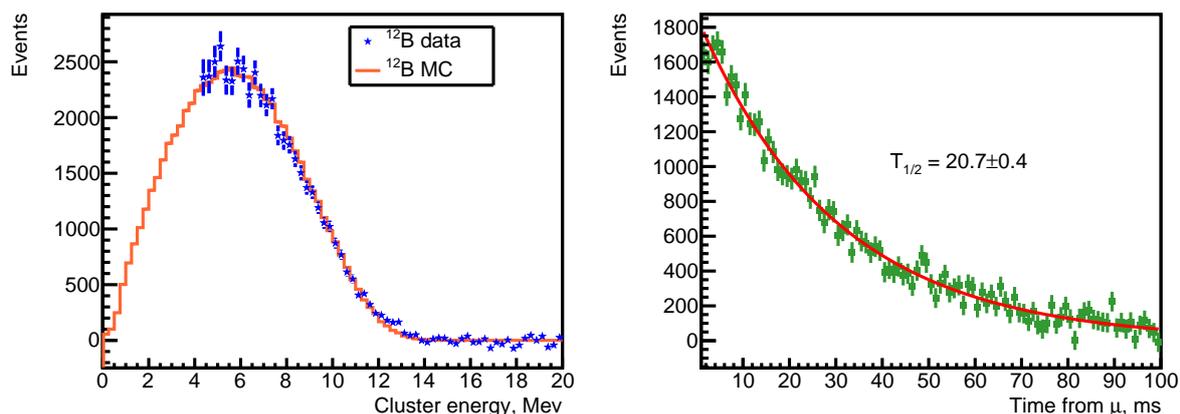


Рисунок 2.2 — Энергетический спектр электронов от распадов бора (слева) и распределение времени распада бора (справа). Красные кривые — предсказания Монте-Карло, синие и зеленые точки — наблюдаемые данные.

Монте-Карло модели. Таких мягких гамма-квантов, а, следовательно, и мягких комптоновских электронов, возникает очень много при регистрации распадов кобальта и, особенно, при регистрации распадов натрия, где изначально имеется 3 гамма-кванта. Эффекты насыщения из-за эффекта Биркса и Черенковского излучения обычно плохо описываются при моделировании детекторов. В большинстве экспериментов измеренные нелинейности отклика детектора просто фитируются некоторой феноменологической зависимостью на которую затем поправляется энергия позитрона. В нашем случае это не требуется, поскольку благодаря высокой гранулярности детектора измеряется прямо кинетическая энергия позитрона без вклада от мягких аннигиляционных гамма-квантов. Таким образом, только один позитрон попадает в конце пути в область насыщения. Соответственно поправка к его энергии должна быть на порядок меньше, чем при регистрации распадов ^{60}Co и ^{22}Na , где в конечном состоянии возникает 7–8 зарегистрированных мягких комптоновских электронов, которые и уносят основную часть энергии в этих распадах. Поскольку поправка на насыщение не велика даже для распадов ^{60}Co и ^{22}Na , для позитронов от ОБР она должна быть пренебрежимо мала и не вводится.

Исходно энергетическое разрешение, полученное в эксперименте, оказалось немного хуже, нежели для модели детектора в GEANT4 (33% вместо 31% при 1 МэВ). Поэтому для достижения хорошего описания энергетического отклика, для всех источников вводилось дополнительное размытие по энергии. Это же размытие будет присутствовать во всем дальнейшем анализе. В первой версии анализа дополнительное разрешение было параметризовано как $17\%/\sqrt{E}$. Во вто-

рой версии анализа, с учетом распадов бора и с улучшенным описанием захватов нейтронов на кюрии, дополнительное размытие было описано немного другой параметризацией: $12\%/\sqrt{E} \oplus 4\%$. В обоих случаях величина дополнительного размытия не велика.

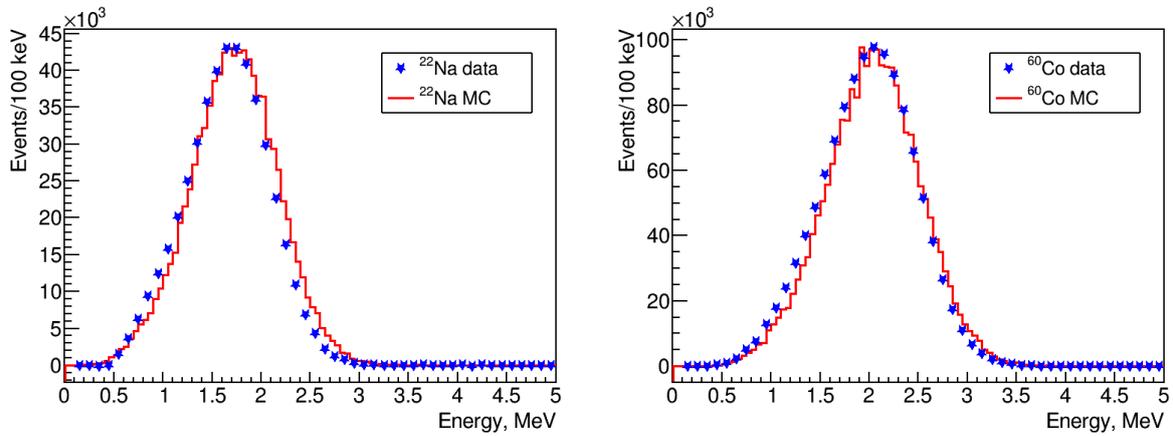


Рисунок 2.3 — Сравнение экспериментальных энергетических спектров с Монте-Карло симуляцией для источников: ^{22}Na , ^{60}Co

2.2. Восстановление треков мюонов

Поскольку каждый из сцинтилляционных счетчиков снабжен индивидуальным КФУ, расположенным на его торце, и слои с сцинтилляционными счетчиками, параллельными оси X , чередуются со слоями, где сцинтилляционных счетчики параллельны оси Y , то задачу восстановления треков в детекторе можно свести к задаче восстановления прямой на плоскости (для каждой отдельной проекции XZ или YZ , рисунок 2.4). При этом сцинтилляционные счетчики, параллельные оси X , проецируются на плоскость YZ , в то время как сцинтилляционные счетчики, параллельные оси Y , — на плоскость XZ соответственно.

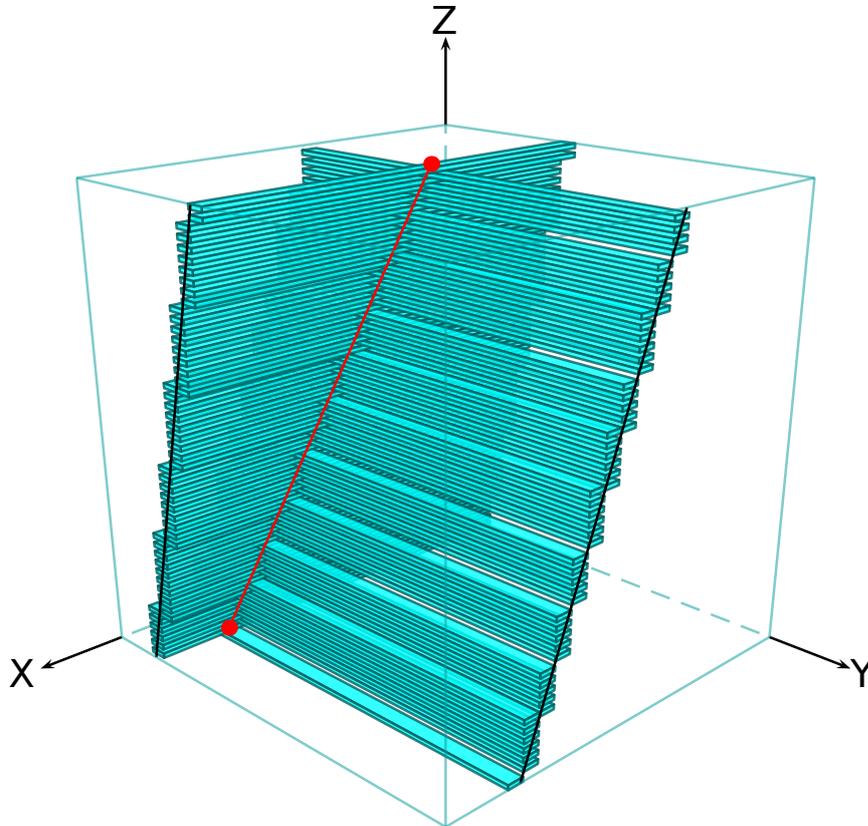


Рисунок 2.4 — Сцинтилляционные счетчики, сработавшие при прохождении мюона через детектор.

Для каждого мюонного события по номеру сработавшего КФУ определяется ориентация и положение в пространстве соответствующего сцинтилляционного счетчика. Далее на один из графиков проекций в плоскостях XZ или YZ наносится точка, соответствующая координатам центра сцинтилляционного счетчика в этой плоскости. Размер проекции сцинтилляционного счетчика составляет

1 см × 4 см. После проведения данной процедуры для всех сработавших сцинтилляционных счетчиков в событии на выходе можно получить два изображения, соответствующие каждой из проекций, на которых виден характерный мюонный трек (рисунок 2.5). Из-за наличия шума на изображениях присутствуют также и ложные срабатывания, которые затрудняют восстановление прямой и не позволяют проводить фитирование методом наименьших квадратов. Чтобы решить данную проблему, был применен один из классических методов поиска прямых — преобразование Хафа.

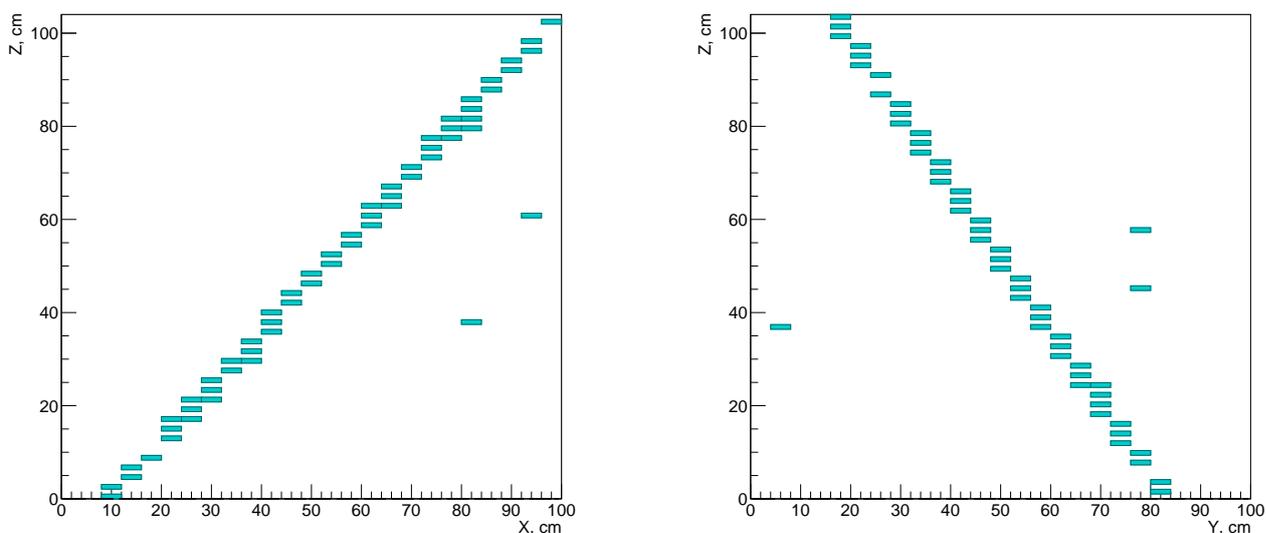


Рисунок 2.5 — Пример мюонного события в проекциях с учетом шумов КФУ. Размер маркера соответствует размерам сцинтилляционного счетчика в проекции.

2.2.1. Преобразование Хафа

Преобразование Хафа — это численный алгоритм, применяемый для поиска прямых на изображении. Прямая на плоскости может быть задана уравнением вида $y = kx + b$ и может быть задана любой парой точек $R_1(x_1, y_1)$, $R_2(x_2, y_2)$ на изображении. Главная идея преобразования Хафа — учесть характеристики прямой не как уравнения, построенного по паре точек изображения, а в терминах ее параметров, то есть k — коэффициента наклона и b — точки пересечения с осью ординат. Исходя из этого, прямая, заданная уравнением $y = kx + b$, может быть

представлена в виде точки с координатами (k, b) в пространстве параметров. Однако в этом случае прямые, параллельные оси ординат, имеют бесконечные значения для параметров k и b . Поэтому удобнее представить прямую с помощью таких параметров как r и θ , где r — расстояние от прямой до начала координат, а θ — угол между осью абсцисс и перпендикуляром к прямой (рисунок 2.6). При таком описании прямых не возникают бесконечные значения параметров.

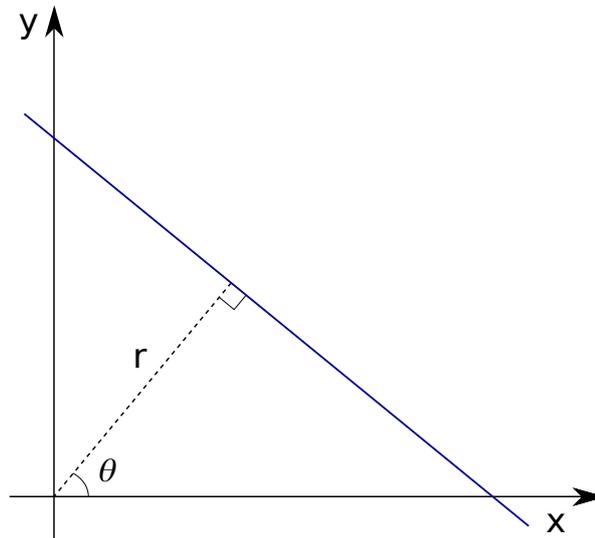


Рисунок 2.6 — Прямая в координатном пространстве, заданная параметрами r и θ .

Используя параметры r и θ , уравнение прямой $y = kx + b$ можно представить в виде:

$$y = - \left(\frac{\cos \theta}{\sin \theta} \right) x + \frac{r}{\sin \theta} \quad (2.2)$$

Или после преобразования:

$$r = x \cos \theta + y \sin \theta \quad (2.3)$$

Таким образом, прямая может быть представлена в виде точки с координатами (r, θ) в пространстве параметров. Через каждую точку плоскости может проходить бесконечно много прямых. Если эта точка имеет координаты (x_0, y_0) , то все прямые, проходящие через неё, соответствуют уравнению:

$$r = x_0 \cos \theta + y_0 \sin \theta \quad (2.4)$$

Эта кривая соответствует синусоидальной линии в пространстве Хафа (r, θ) , которая однозначно определяет каждую точку. Рассмотрим две синусоиды, соответствующие двум точкам. Если эти линии пересекаются друг с другом,

то точка пересечения (в пространстве Хафа) соответствует прямым (в пространстве (x, y)), которые проходят через обе точки. В общем случае, ряд точек, которые формируют прямую линию, определяют синусоиды, которые пересекаются в точке, соответствующей значениям параметров для той линии. Таким образом, преобразование Хафа сводит проблему обнаружения прямой в пространстве координат (x, y) к проблеме обнаружения пересечения кривых в пространстве параметров (r, θ) .

Для восстановления треков мюонов в детекторе DANSS применяется описанный выше алгоритм. В каждой из проекций, на которые разбивается событие, сработавшие сцинтилляционные счетчики представляют собой прямоугольники, которые можно на этапе поиска трека считать точками с координатами, соответствующими середине сцинтилляционного счетчика. Для каждой из таких точек осуществлялся переход из координатного пространства к пространству Хафа по формуле (2.4). Для определения точки пересечения синусоид результат каждого такого преобразования помещался в двумерную гистограмму, а затем в гистограмме определялся максимум. Далее, исходя из полученных значений (r, θ) , определялись параметры прямой при помощи формулы (2.2). На рисунке 2.7 показана гистограмма в пространстве Хафа (слева) и сработавшие сцинтилляционные счетчики в координатном пространстве с восстановленным треком (справа).

Применение преобразования Хафа в большинстве случаев позволяет успешно исключить шумовые срабатывания и найти трек, пересекающий максимальное количество сцинтилляционных счетчиков. Для треков, имеющих небольшой угол наклона с вертикалью, отклик детектора в координатном пространстве представляет собой пару вертикальных кластеров сцинтилляционных счетчиков. В пространстве Хафа такое событие имеет два четко выраженных максимума, поэтому параметры трека определяются неверно. Так что после этапа отбрасывания шумовых событий (с помощью преобразования Хафа), происходит дальнейшая обработка, а именно фитирование методом наименьших квадратов. В результате получается добиться высокой точности восстановления треков и, соответственно, высокой точности восстановления длины трека внутри сцинтилляционного счетчика, которая представляет наибольший интерес.

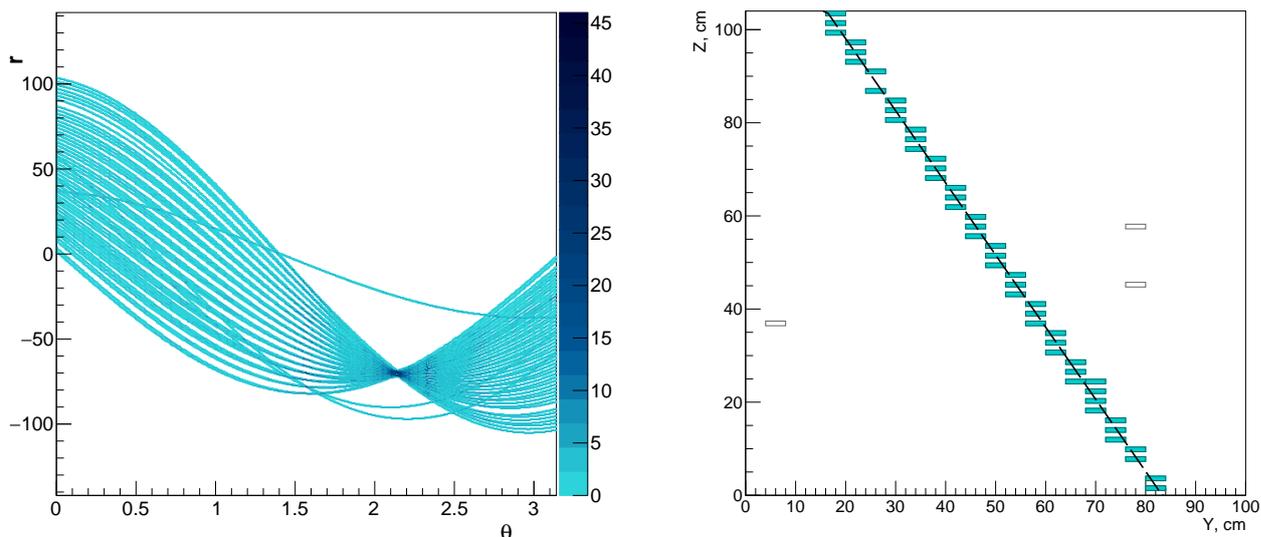


Рисунок 2.7 — Слева: событие в пространстве Хафа, справа: событие в координатном пространстве. Точки в координатном пространстве соответствуют синусоидам в пространстве Хафа. Максимум в гистограмме, соответствующей пространству Хафа (т.е. точка пересечения синусоид), соответствует параметрам прямой (пунктирный трек в координатном пространстве), которую образуют максимальное число точек.

2.2.2. Оценка точности

Чтобы произвести оценку точности определения длины трека внутри сцинтилляционного счетчика при помощи вышеописанного алгоритма, была проведена следующая процедура. Для событий, полученных при помощи моделирования методом Монте-Карло, были извлечены исходные координаты трека мюона. У полученных таким образом данных отсутствует проблема с побочными шумами, и точки легко фитируются. В результате можно сравнивать треки, полученные фитированием исходных координат, и восстановленные при помощи описанного выше алгоритма. Распределение разности восстановленной длины трека и полученной из исходной Монте-Карло модели представлено на рисунке 2.8. Исходя из этого распределения можно оценить точность определения длины. Ширина на полувысоте составляет 0.001 см, что с учетом характерной длины в 1 см и более дает относительную точность 0.1% и лучше.

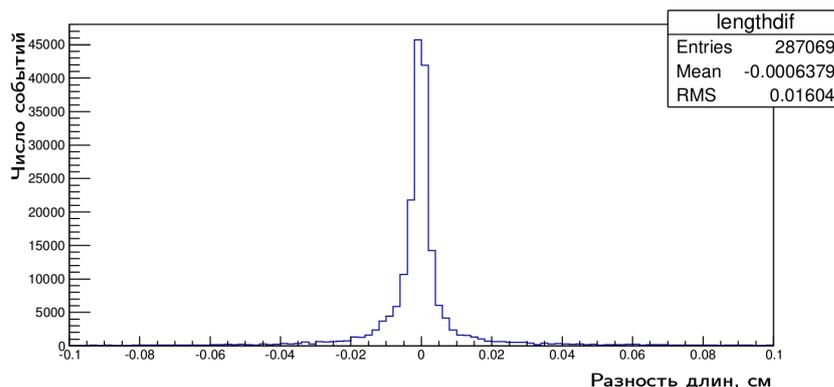


Рисунок 2.8 — Распределение разности восстановленной длины трека и исходной.

2.2.3. Соответствие выделенной энергии и длины трека

Помимо оценок точности восстановления треков из результатов моделирования детектора в системе GEANT4 извлекалась зависимость энерговыделения мюона от пройденной длины внутри сцинтилляционного счетчика. Минимально ионизирующая частица при прохождении через сцинтиллятор выделяет в среднем примерно $1.9 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г}$ [30]. Причем вокруг средних потерь происходят флуктуации, в результате которых даже для фиксированной длины трека внутри сцинтиллятора имеется некоторое распределение энерговыделения. Это распределение может быть параметризовано распределением Ландау. Для определения распределения ионизационных потерь для разных интервалов длин треков было произведено восстановление исходных треков мюонов из результатов моделирования и определение длин трека внутри сцинтилляционных счетчиков. С использованием исходных данных Монте-Карло были также получены распределения энерговыделения для узких интервалов полученных длин треков (рисунок 2.9). В каждом из распределений энерговыделения можно определить величину наиболее вероятных потерь энергии, а для каждого распределения длин треков — среднюю длину.

Полученная параметризация зависимости энерговыделения от длины используется в дальнейшем анализе данных.

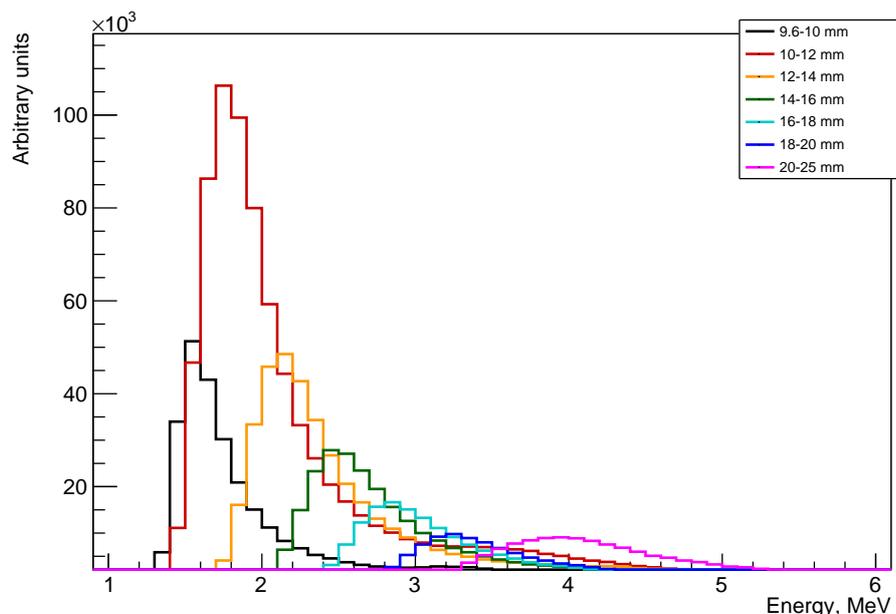


Рисунок 2.9 — Распределения выделенной энергии в детекторе (в МэВ) для различных интервалов длин трека внутри сцинтилляционного счетчика.

2.3. Предварительная калибровка КФУ

Кремниевый фотоумножитель представляет из себя матрицу пикселей (р-п переходы), каждый из которых работает в режиме ограниченного гейгеровского разряда. Фотон, падающий на фоточувствительную площадку, с некоторой вероятностью генерирует свободный носитель заряда, который при достижении области умножения провоцирует лавину в р-п переходе. Величина выходного сигнала с пикселя не зависит от количества свободных носителей. Суммарный сигнал КФУ — это суммарный сигнал со всех пикселей т.е. в первом приближении прямопропорционален числу прилетающих фотонов. Предварительная калибровка КФУ происходит при помощи анализа спектра темновых шумов. При наличии приложенного напряжения КФУ может производить импульсы темнового тока. Такой сигнал ничем не отличается от сигнала, вызванного внешним фотоном. Из-за оптической связи между пикселями могут возникать вторичные разряды, поэтому спектр темновых шумов выглядит как гребенка пиков.

Пример шумового спектра КФУ приведен на рисунке 2.10. Положения пиков прямопропорциональны числу сработавших пикселей, а положение первого пика определяется коэффициентом усиления (т.е. вкладом в суммарный сигнал

от лавины в одном пикселе). Соотношение статистики в пиках позволяет определить среднее число пикселей, сработавших из-за оптической связи первичным пикселем. Для этого была использована аналитическая модель оптической связи, которая описана в [31].

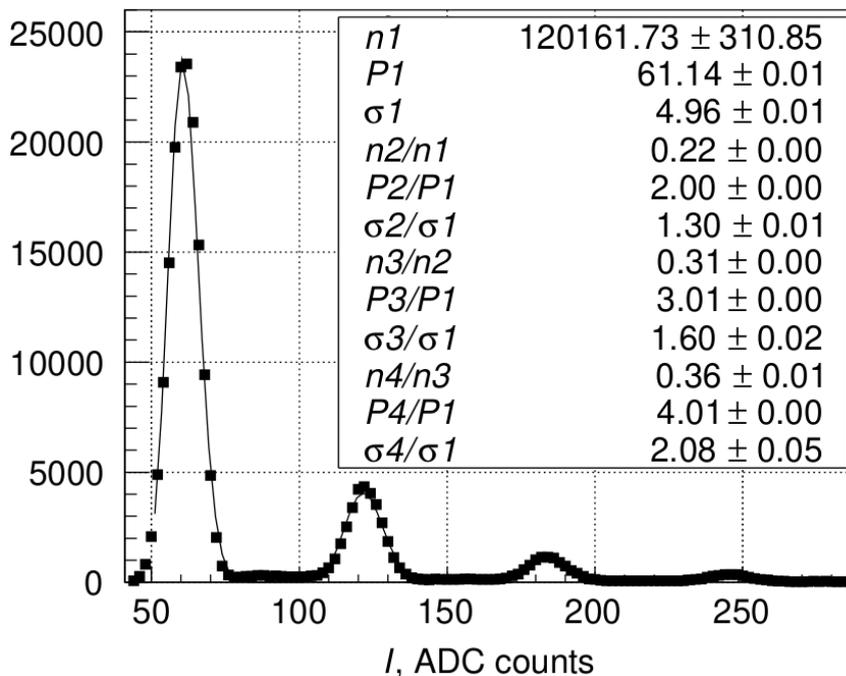


Рисунок 2.10 — Спектр шумов в КФУ.

Предварительная калибровка с использованием шумовых спектров позволяет перевести величину сигнала из каналов АЦП в сработавшие пиксели и определить величину оптической связи между пикселями. Такая процедура производится для каждого индивидуального КФУ для каждого файла с набранными данными (примерно 20–30 минут работы детектора).

2.4. Определение эффективного числа пикселей КФУ

Поскольку число пикселей КФУ конечно, в суммарном сигнале с одного КФУ имеется эффект насыщения. Файбер с диаметром 1.2 мм имеет размер меньше, чем чувствительная поверхность КФУ размером $1.3 \times 1.3 \text{ мм}^2$, но свет из файбера может выходить под некоторыми углами. Кроме того, свет из файбера не распределен равномерно по всей поверхности КФУ. Это приводит к тому, что эффективное число пикселей КФУ может отличаться от номинального. Эффективное

число пикселей можно получить из нелинейности отклика на сигналы различной амплитуды.

Кривая насыщения КФУ описывается следующей формулой:

$$N_{pix} = N_{eff} \times (1 - \exp(-N_c/N_{eff})) \quad (2.5)$$

где N_{pix} — число сработавших пикселей, N_c — среднее количество рожденных свободных носителей, причем $N_c \sim E_{dep}$, где E_{dep} — истинное энерговыделение, а N_{eff} — искомое эффективное число пикселей КФУ. Истинное энерговыделение определяется по восстановленной длине трека внутри сцинтилляционного счетчика. Берутся небольшие интервалы длин треков внутри сцинтилляционного счетчика и определяется среднее для каждого из интервалов. Имея полученную из моделирования зависимость наиболее вероятного энерговыделения от длины, восстанавливается энергия в МэВ. Для каждого из вышеупомянутых интервалов длин треков внутри сцинтилляционного счетчика строится распределение числа зарегистрированных в детекторе пикселей. Каждое из этих распределений фитируется сверткой распределений Ландау и Гаусса, и из результатов фитирования извлекается наиболее вероятное энерговыделение, выраженное в пикселях. Таким образом, построив зависимость числа сработавших пикселей от истинного энерговыделения, можно путем фитирования зависимостью, описываемой формулой (2.5), определить эффективное число пикселей. Кривая насыщения показана на рисунке 2.11. В результате получено эффективное число пикселей 512 ± 19 , что заметно отличается от номинального числа, равного 667. В дальнейшем, для всех сигналов с КФУ вводится коррекция насыщения по формуле 2.5.

После проведения предварительной калибровки КФУ с помощью шумовых спектров и с учетом поправки на насыщение, сигналы с КФУ были переведены из единиц АЦП в пиксели. С учетом оптической связи между пикселями сигнал в пикселях можно пересчитать в фотоэлектроны. Далее производилась калибровка всех индивидуальных сцинтилляционных счетчиков при помощи восстановленных вертикальных треков мюонов. Такая калибровка всех 2500 сцинтилляционных счетчиков производится каждые 2–3 дня. Для ФЭУ и счетчиков системы Вето сигнал в единицах АЦП для космических мюонов пересчитывался в фотоэлектроны используя известное энерговыделение в сцинтилляторе.

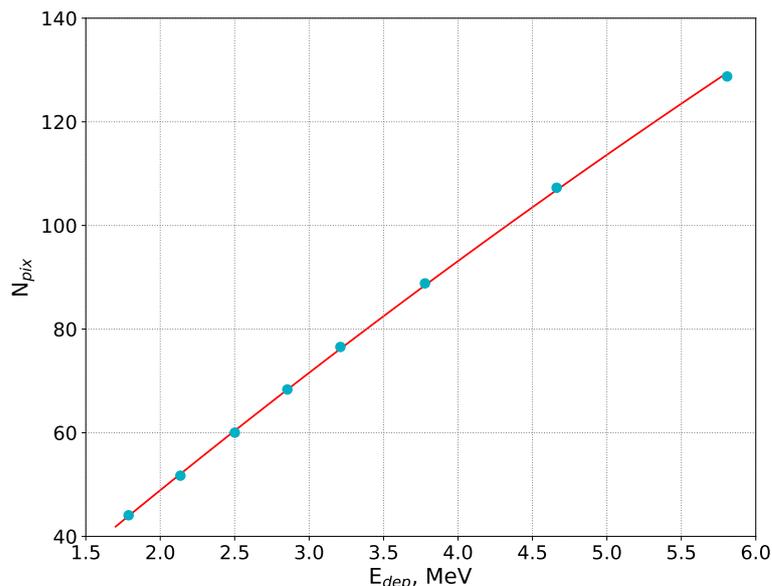


Рисунок 2.11 — Зависимость энерговыделения в сработавших пикселях КФУ от энерговыделения в МэВ. Наблюдается эффект насыщения. Размеры ошибок меньше величины маркеров.

2.5. Линейность отклика детектора

После введения коррекции насыщения и пофайловой калибровки данных с помощью шумовых спектров, естественно ожидать, что энергетический отклик детектора будет линеен. Однако это будет выполняться, только если формула (2.5) правильно описывает эффекты насыщения и других источников нелинейности нет. Кроме того, необходимы независимые проверки линейности в различные промежутки времени. Для этого используется зависимость энерговыделения в КФУ в фотоэлектронах, от энерговыделения в МэВ, восстановленного на основе длины трека мюона внутри сцинтилляционного счетчика. Пример такой зависимости представлен на рисунке 2.12.

На протяжении работы детектора такая проверка линейности проводилась регулярно для различных промежутков набранной статистики.

Для ФЭУ тоже производились проверки линейности отклика [A2]. Для этого использовались внешние светодиоды (LED). ФЭУ засвечивались короткими импульсами, причем амплитуда светового сигнала варьировалась, чтобы перекрыть весь динамический диапазон считывающих ФЭУ. При достаточно боль-

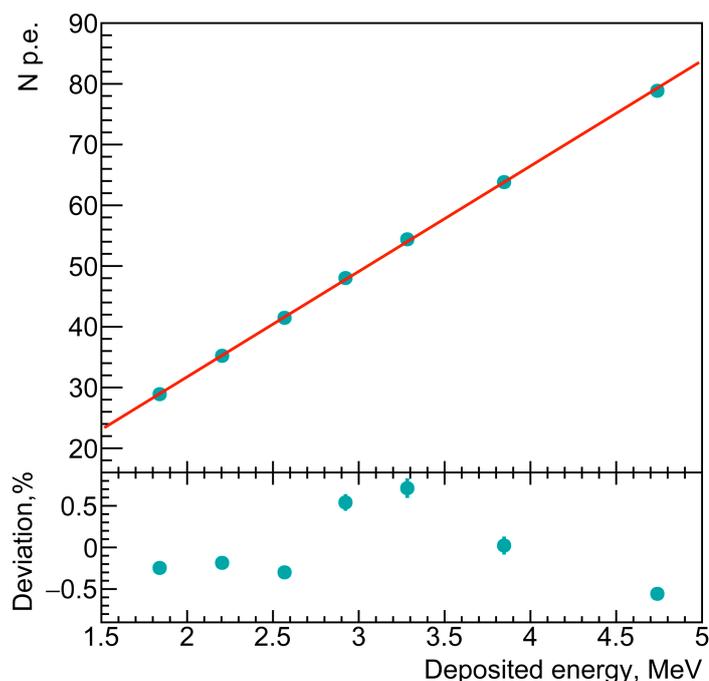


Рисунок 2.12 — Зависимость энерговыделения в ф.э. от энерговыделения в МэВ после коррекции насыщения. Линейность на уровне 0.5%.

шом количестве света и фиксированном напряжении выходной спектр сигналов LED имеет гауссово распределение, у которого $\mu_{LED} \sim N$, а $\sigma_{LED} \sim \sqrt{N}$, где N — количество фотоэлектронов. Тогда

$$N = \left(\frac{\mu_{LED}}{\sigma_{LED}} \right)^2. \quad (2.6)$$

Пересчитав μ_{LED} в эквивалент выделившейся энергии в детекторе, используя измеренные значения для минимально ионизирующей частицы (МИП), можно построить зависимость числа фотоэлектронов от энергии. Для оценки линейности отклика строилось отклонение точки при 8 МэВ от прямой, проведенной по точкам в диапазоне 0.5–4 МэВ. Разброс (σ) для разных ФЭУ составил 1%. Поскольку энергия позитрона обычно делится между ортогональными слоями счетчиков, считываемых разными ФЭУ, максимальная энергия регистрируемая одним ФЭУ обычно не превышает 4 МэВ. В этом диапазоне нелинейность должна быть и еще намного меньше. Поэтому поправка на нелинейность отклика ФЭУ не вводилась. Эта процедура была проделана для всех ФЭУ в детекторе (кроме трех ФЭУ с плохим оптическим контактом калибровочного фибера, но нет оснований считать, что эти ФЭУ имеют большую нелинейность).

2.6. Неоднородность светосбора

Восстановленные треки мюонов позволяют определять координату пересечения трека с сцинтилляционным счетчиком, что дает возможность определить зависимость световыхода сцинтилляционного счетчика от расстояния до КФУ. Результат представлен на рисунке 2.13. Поведение самой первой точки объясняется ухудшением светосбора на краю сцинтилляционного счетчика, а также механическим креплением КФУ. Аналогичная, но по форме несколько другая зависимость световыхода от расстояния до ФЭУ, также определяется с помощью космических мюонов. При анализе событий с детектора вводится коррекция на измеренную продольную неоднородность. Позитроны от обратного бета-распада обычно имеют сработавшие сцинтилляционные счетчики в обеих проекциях. В случае если же одна из координат позитронного кластера не восстановлена, то координата определяется по координате нейтрона, который в среднем отлетает от позитрона примерно на 15 см. Измеренные кривые затухания были заложены в модель детектора в GEANT4. Измерения поперечной неоднородности производились отдельно при помощи стенда с использованием пропорциональных камер для определения координат прохождения космических частиц [32]. Результаты этих измерений также учтены в модели детектора в системе GEANT4. В анализе данных сигналы с КФУ и ФЭУ складываются, что приводит к уменьшению поперечной неоднородности.

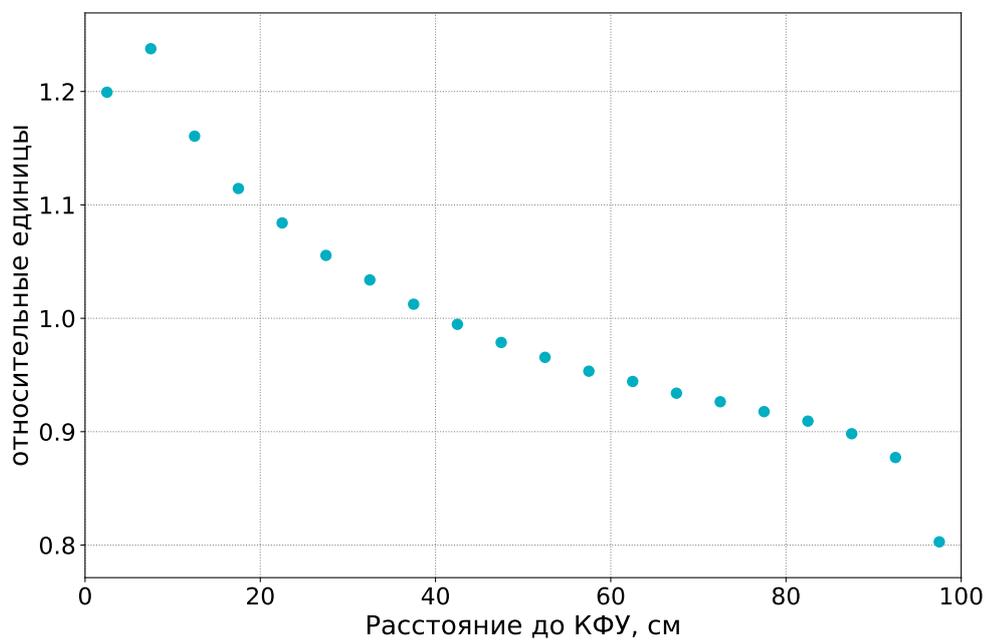


Рисунок 2.13 — Продольная неоднородность отклика сцинтилляционных счетчиков. Размеры ошибок меньше величины маркеров.

Глава 3. Поиск осцилляций с использованием только формы энергетического спектра позитронов

Первоначальный статистический анализ данных в эксперименте [A4; A5] был основан только на сравнении экспериментального отношения позитронных спектров на разных расстояниях от детектора до реактора и предсказаний об изменении формы этого отношения при наличии осцилляций с заданными параметрами Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$. При таком подходе полученные результаты не зависят от эффективности детектора или теоретических предсказаний для потоков антинейтрино от реактора. В анализе использовалась статистика 0.97 млн событий ОБР, набранная в трех различных положениях детектора — верхнем, нижнем и среднем.

3.1. Отбор событий

Полученные в результате реакции ОБР позитрон и нейтрон образуют коррелированную по времени пару из мгновенного и задержанного события. Позитрон быстро выделяет в сцинтилляторе кинетическую энергию и аннигилирует в детекторе, в то время как нейтрон сначала замедляется, а потом уже захватывается на ядре гадолиния инициируя последующий каскад гамма-квантов. Схематически реакция изображена на рисунке 3.1.

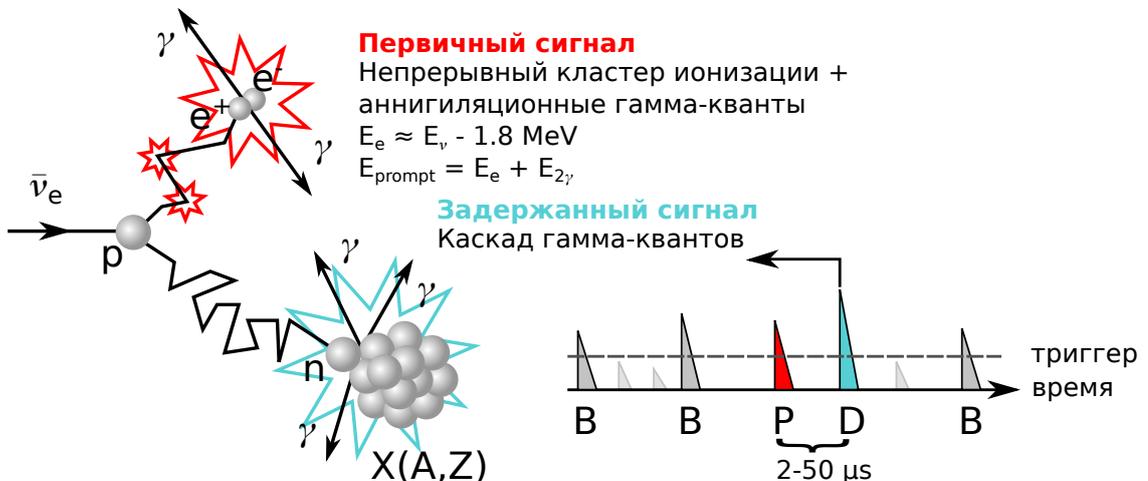


Рисунок 3.1 — Схематическое изображение реакции ОБР.

Поиск пары начинается с поиска нейтронного кандидата. Нейтронным кандидатом считается событие с энерговыделением более 3.5 МэВ и с числом хитов не менее 3 (по сигналам с КФУ), если не было сигнала Вето-системы (либо энерговыделения более 4 МэВ в Вето-счетчике, либо срабатывания более 1 Вето-счетчика, либо энерговыделения более 20 МэВ внутри чувствительного объема). Далее идет поиск позитронного кандидата назад по времени в таком окне, что интервал между позитронным и нейтронным кандидатом составляет 2–50 мкс. Позитронным кандидатом считается событие с энерговыделением более 1 МэВ в непрерывном кластере сцинтилляционных счетчиков. Для найденной пары проверяется, что вблизи нее по времени нет посторонних сигналов, а именно:

- не должно быть событий Вето за 60 мкс до первичного позитронного сигнала,
- не должно быть событий Вето за 200 мкс до первичного сигнала, если в чувствительном объеме выделилось больше 300 МэВ (в таких взаимодействиях мюонов с ядрами может родиться большое количество нейтронов),
- не должно быть никаких триггеров за 45 мкс до первичного сигнала и в течение 80 мкс после.

Эти критерии нацелены на подавление коррелированного фона, вызванного нейтронами.

Фоновые события в детекторе можно разделить на 2 класса: коррелированный по времени фон и фон случайных совпадений. Коррелированный фон обусловлен в основном нейтронами, рождаемыми космическими мюонами. При прохождении через вещество установки космические мюоны могут давать один или несколько нейтронов. Основной вклад в рождение нейтронов дают свинец и медь защиты. В одном случае, нейтрон может дать в детекторе протон отдачи, который симитирует первичный сигнал, а затем замедлиться и дать задержанный сигнал. Во втором случае, первичный сигнал имитируется захватом одного нейтрона, а задержанный сигнал имитируется захватом второго нейтрона. Форма энергетического спектра описанных фонов от нейтронов получена из событий со срабатыванием Вето-системы. Эффективность Вето-системы была установлена по периодам останова реактора. Это дает возможность вычесть остаточный фон, попадающий в кандидаты ОБР из-за неэффективности Вето-системы. Величина этого фона составляет 2.8% от счета ОБР в верхнем положении.

Кроме того, в детекторе присутствует фон от быстрых нейтронов, рожденных вне Вето-системы (и не давших в ней сигнал). Этот фон экстраполируется из области 10–16 МэВ и вычитается. Уровень этого фона составляет примерно 0.1% от счета ОБР в верхнем положении. На рисунке 3.2 представлено энергетическое распределение первичных сигналов от кандидатов в ОБР во время выключения реактора. Остаточный фон от соседних реакторов (0.06% от счета ОБР в верхнем положении) вычтен. Неэффективность Вето системы составляет 5.6%.

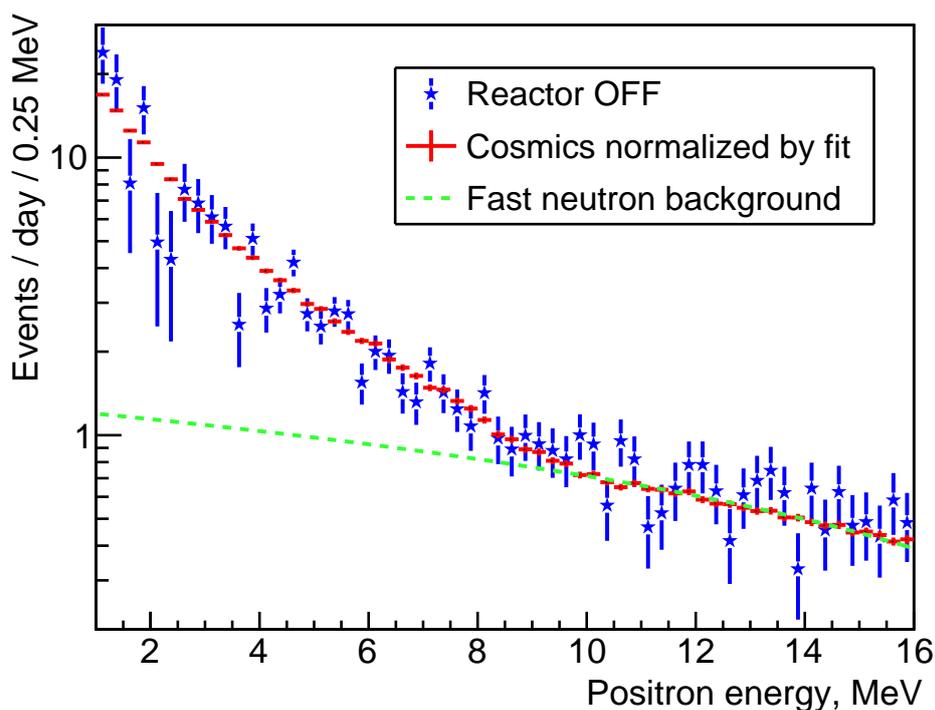


Рисунок 3.2 — Распределение энергосодержания позитронных кандидатов во время выключения реактора (только статистические ошибки). Фон случайных совпадений и вклад от соседних реакторов вычтены. Пунктирной линией обозначен фон быстрых нейтронов, рожденных вне детектора. Этот фон экстраполируется из области 10–16 МэВ. Гистограмма с красными маркерами описывает результат фитирования оставшегося фона с использованием формы спектра от событий со сработавшим Вето.

Некоррелированный по времени фон обусловлен случайным совпадением позитронного и нейтронного кандидатов. Он присутствует в отобранных кандидатах в ОБР, поэтому его необходимо вычитать. Для формирования образца случайного фона применяются все те же критерии, что и для кандидатов в ОБР, только поиск позитронного кандидата ведется в причинно не связанной области: за 5, 10... мкс до нейтронного кандидата. Для случайного фона набирается статистика в 16 раз больше, чем для кандидатов в ОБР, чтобы уменьшить статистическую

ошибку случайного фона. На рисунке 3.3 представлено распределение разности времен между позитронным и нейтронным кандидатами.

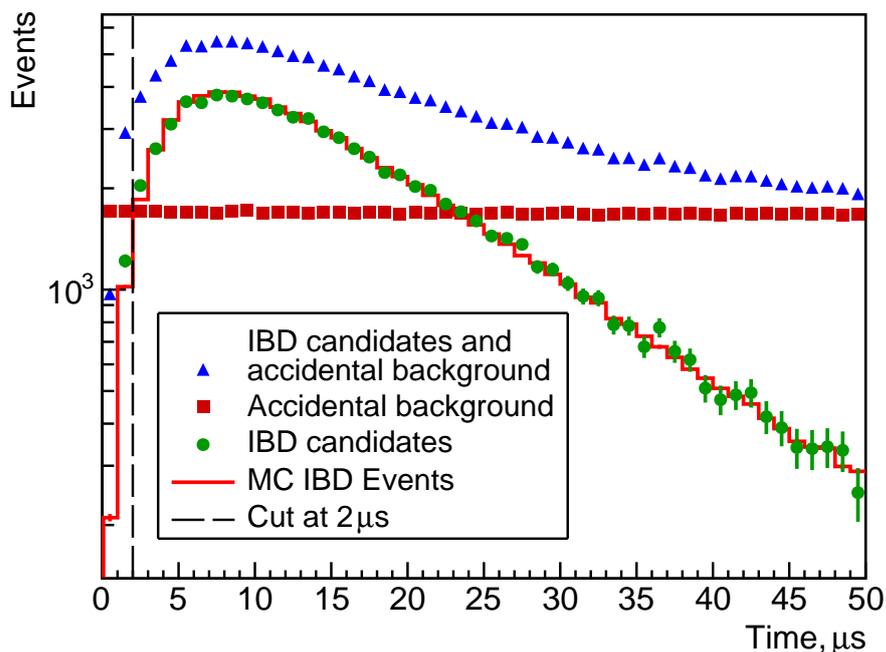


Рисунок 3.3 — Временной промежуток между первичным и задержанным сигналами. Размеры ошибок меньше величины маркеров. Гисторамма — предсказания Монте-Карло для событий ОБР.

Несмотря на то, что вычитание случайного фона не вносит систематических ошибок, и этот фон из-за усреднения по 16 временным интервалам имеет намного меньшую статистическую ошибку, чем сигнал, он увеличивает статистическую ошибку в сигнальных распределениях. Статистическая ошибка сигнальных распределений определяется суммой числа фоновых и числа сигнальных событий и уменьшается при уменьшении фона. Поэтому для подавления случайного фона применяются дополнительные критерии отбора:

- расстояние между позитронным и нейтронным кандидатами менее 45 см (55 см) в случае, если позитронный кандидат восстановлен в 2 (3) измерениях;
- энергия вне позитронного кластера должна быть менее 1.8 МэВ, а наиболее энергичный хит должен иметь энергию менее 0.8 МэВ;
- число хитов в нейтронном кандидате должно быть не менее 3;
- число хитов вне позитронного кластера должно быть менее 11;
- наиболее энергичный хит должен находиться внутри объема детектора, который не включает 4 верхних слоя сцинтилляционных счетчиков,

4 нижних слоя, а также крайние сцинтилляционные счетчики, идущие вдоль стенок детектора.

Последний критерий отбора исключает область с неоднородностями в эффективности. Кроме того, он подавляет фон от быстрых нейтронов. На рисунке 3.4 показано распределение по расстоянию между позитронным и нейтронным кандидатами после применения всех остальных критериев отбора. Уровень случайного фона составляет 71% от счета ОБР в верхнем положении. Еще раз подчеркнем, что вычитание этого фона не вносит дополнительных систематических ошибок. На данном этапе работы оптимизация критериев отбора не производилась. Все критерии выбирались максимально мягкими чтобы не исказить спектр позитронов. Спектры зарегистрированных в детекторе позитронов представлены на рисунке 3.5.

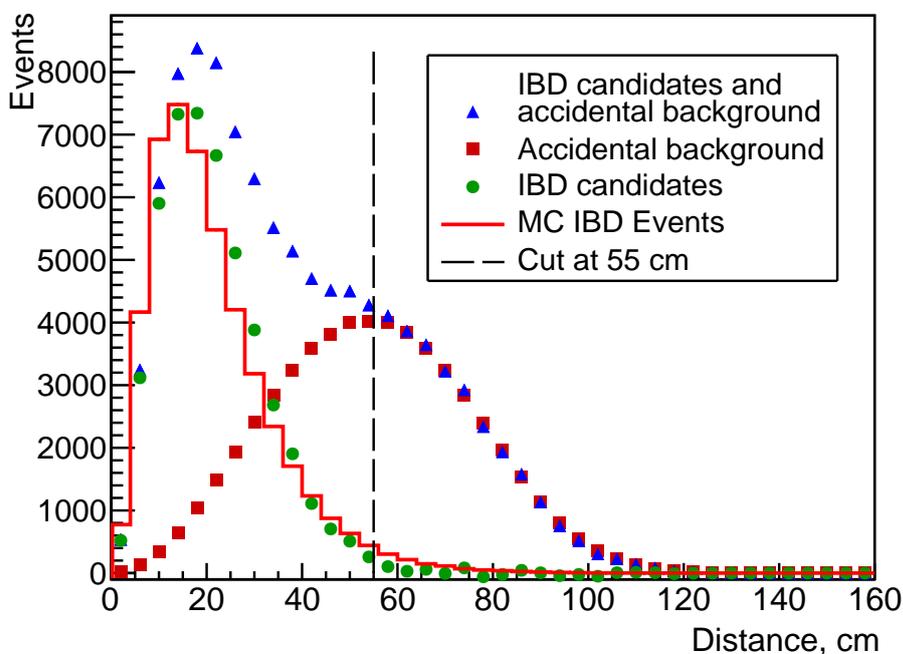


Рисунок 3.4 — Расстояние между восстановленными положениями нейтрона и позитрона. Размеры ошибок меньше величины маркеров. Гистограмма — предсказания Монте-Карло для событий ОБР.

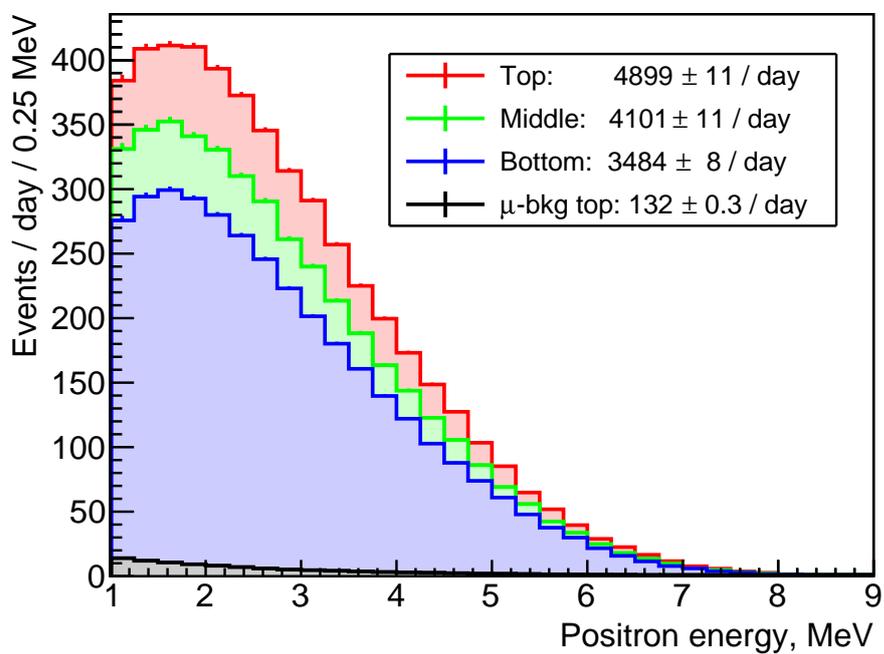


Рисунок 3.5 — Спектры зарегистрированных позитронов в трех положениях детектора. Также показан фон космических мюонов в верхнем положении.

3.2. Моделирование спектров позитронов

Моделирование спектров зарегистрированных детектором позитронов производилось для каждой точки в сетке параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ для каждого из положений детектора. В этих расчетах учитывались следующие факторы:

- теоретические предсказания потоков $\tilde{\nu}_e$ для разных элементов в составе топлива [3; 6] (конечный результат не зависит от выбора теоретической модели, поскольку используется только отношение спектров),
- сечение реакции обратного бета-распада [33],
- размеры детектора и реактора,
- усредненный профиль распределения точек деления в реакторе (данные предоставлены КАЭС),
- энергетическое разрешение детектора,
- вероятность антинейтрино не проосциллировать (иногда $\sin^2 2\theta_{ee}$ обозначается как $\sin^2 2\theta_{14}$):

$$p = 1 - \sin^2 2\theta_{ee} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{41}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E_\nu [\text{MeV}]} \right),$$

- телесный угол (приблизительно пропорциональный $1/L^2$).

Алгоритм расчетов был реализован следующим образом. Сначала разыгрывалась произвольная энергия антинейтрино в диапазоне от 1.8 до 10 МэВ. Независимо выбирались точки внутри реактора и детектора. Для выбранной точки по энергии определялось сечение ОБР и доля антинейтрино в реакторном спектре. Для выбранной точки внутри реактора определялась соответствующая интенсивность горения топлива. С учетом энергии и расстояния между точками в детекторе и реакторе (а также текущими значениями Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$) вычислялась вероятность проосциллировать. Далее, исходя из энергии антинейтрино рассчитывалась энергия позитрона, причем угол вылета позитрона тоже разыгрывался в соответствии с теоретическими предсказаниями. В итоге, событие с учетом весов от вышеперечисленных эффектов заносилось в гистограмму по энергии позитрона. Таким образом были вычислены спектры позитронов, родившихся в установке. Чтобы учесть отклик детектора, производилась свертка рассчитанного спектра с функцией отклика установки, полученной при помощи моделирования с использованием системы GEANT4. В модели детектора в GEANT4 рождались позитроны с монолинией в энергетическом спектре от 0 до 10 МэВ с шагом 250 кэВ.

Смоделированные позитроны проходили всю обработку данных, как и в эксперименте с применением критериев отбора, описанных в разделе 3.1. Поскольку энергетическое разрешение детектора для калибровочных источников и процессов оказалось несколько хуже, нежели для результатов модели (33% вместо 31% при 1 МэВ), в модель вносится дополнительное размытие, параметризованное как $17\%/\sqrt{E}$. После этого модель достаточно разумно описывает наблюдаемые данные. На рисунке 3.6 представлен отклик детектора на позитроны с энергией 4.125 МэВ с учетом дополнительного размытия.

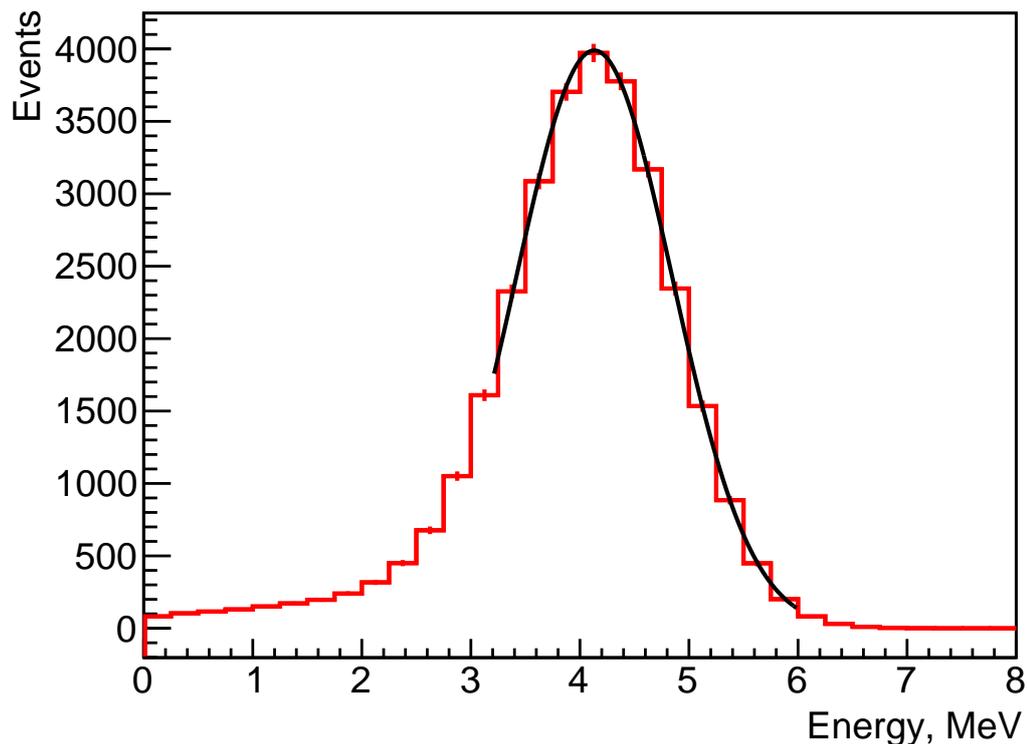


Рисунок 3.6 — Восстановленное энерговыделение для позитрона с энергией 4.125 МэВ (Монте-Карло). Кривая — фит гауссовой части спектра ($\sigma_E = 0.7$ MeV).

Существенные размеры реактора, а также довольно скромное энергетическое разрешение детектора уменьшают чувствительность к осцилляциям. На рисунке 3.7 представлено смоделированное отношение спектров позитронов, набранных в нижнем и верхнем положениях детектора, для различных предположений относительно размеров реактора и разрешений детектора. Амплитуда наблюдаемой осцилляционной картины заметно уменьшается в реалистичном случае по сравнению с идеальным.

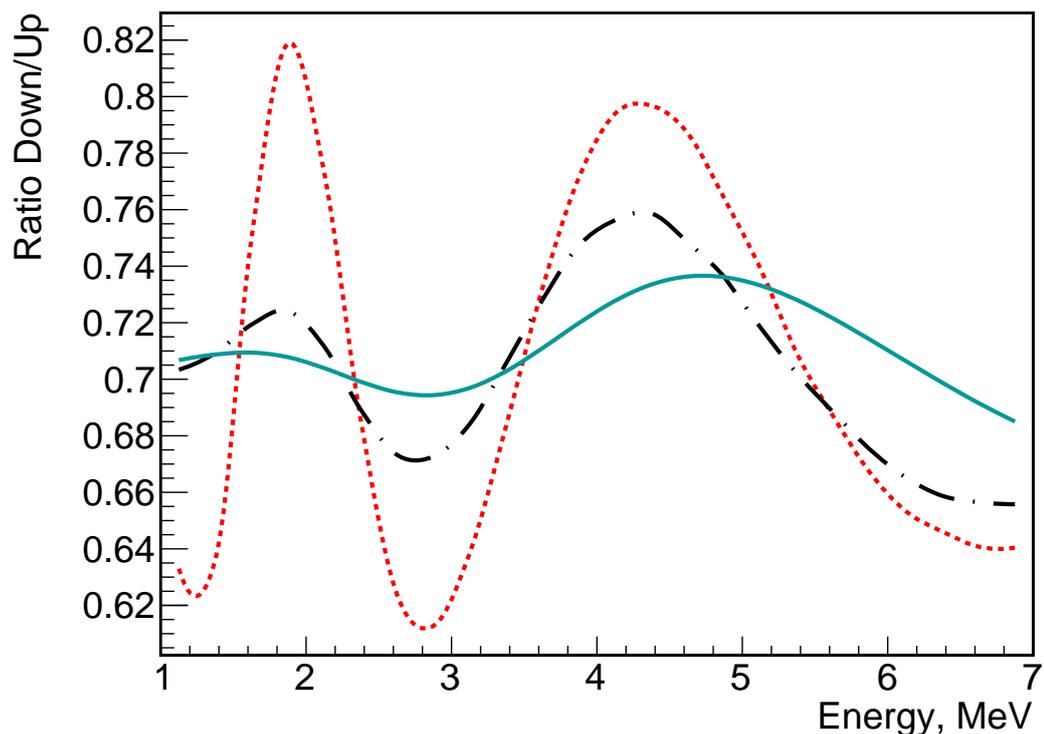


Рисунок 3.7 — Рассчитанные отношения спектров зарегистрированных позитронов для различных случаев. Красная пунктирная линия — точечный реактор и идеальное энергетическое разрешение; черная штрих-пунктирная линия — реальный профиль горения реактора и идеальное разрешение, сплошная голубая — реальные условия. Заложенные значения параметров осцилляций соответствуют оптимальной точке RAA и GA фита [5]
 $(\sin^2 2\theta_{ee} = 0.14, \Delta m_{41}^2 = 2.3 \text{ eV}^2)$.

3.3. Статистический анализ данных

3.3.1. Область исключения в пространстве параметров $\Delta m_{41}^2, \sin^2 2\theta_{ee}$

Измеренные энергетические спектры позитронов сравнивались с результатами моделирования. Для этого использовалась тестовая статистика, определенная следующим образом:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (R_i^{\text{obs}} - k \times R_i^{\text{pre}}(\eta))^2 / \sigma_i^2, \quad (3.1)$$

где i — энергетический бин, N — число бинов (24), R^{obs} (R^{pre}) — наблюдаемое (предсказанное) отношение спектров антинейтрино в двух положениях детектора, σ_i — статистическая ошибка R_i^{obs} в соответствующем бине, η — параметры систематических неопределенностей, k — относительная эффективность детектора в двух положениях. Свободная вариация параметра k обеспечивает сравнение только формы предсказанного и наблюдаемого отношений спектров. В тестовой статистике, определенной таким образом, исчезает зависимость от теоретических предсказаний потоков антинейтрино. Здесь также не используются предположения об эффективности детектора. Такой подход к анализу, когда учитываются только изменения формы спектров — самый модельно-независимый способ анализа.

При рассмотрении систематических ошибок учитывались вариации:

- энергетической шкалы детектора ($\pm 2\%$ от номинального значения),
- энергетического разрешения детектора ($\pm 10\%$ от принятого номинального значения с дополнительным размытием),
- уровня космического фона ($\pm 25\%$ от измеренного),
- уровня фона быстрых нейтронов, рожденных вне защиты детектора ($\pm 30\%$ от измеренного).

Спектры позитронов с разными калибровками энергетической шкалы моделировались независимо. Как уже упоминалась выше, при расчетах спектров зарегистрированных позитронов, энергетическое разрешение детектора учитывается на этапе свертки спектра позитронов и функции отклика детектора. Чтобы внести

вариации в разрешение, использовались функции отклика с различными величинами дополнительного размытия по сравнению с Монте-Карло моделью детектора. Как уже отмечалось в разделе 3.1, форма фона, вызванного космическими мюонами, определялась по событиям с сигналами в счетчиках системы активной защиты, а эффективность этой системы определялась во время периодов с выключенным реактором. При этом предполагалось, что все кандидаты в события ОБР обусловлены мюонами, не давшими сигналов в системе активной защиты. Остаточный вклад ($\sim 0.6\%$ от счета в верхнем положении) от соседних реакторов был вычтен. Для данных набранных с апреля 2016 года по сентябрь 2017 года χ^2 без учета систематических эффектов для нулевой гипотезы составил 35, а для лучшей точки 21.9 со значениями параметров $\Delta m_{41}^2 = 1.4 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{ee} = 0.05$. Значения приводятся для интервала фитирования 1–7 МэВ (24 степени свободы). Здесь при вычислении χ^2 учитывались только статистические ошибки. Вычисление статистической значимости результата с учетом систематических ошибок было отложено до получения дополнительной статистики и обсуждается ниже.

В первоначальном анализе была допущена ошибка, в результате которой произошел сдвиг на бин в распределении по Δm_{41}^2 . При коррекции этой ошибки χ^2 для лучшей точки составляет 22.5, а сами значения параметров принимают значение $\Delta m_{41}^2 = 1.33 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{ee} = 0.06$. Дальнейшее описание анализа данных 2016–2017 гг содержит эту ошибку, однако она практически не влияет на результаты.

Основной метод, применяемый в эксперименте для получения областей исключения в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ — это гауссовский CL_s метод [34]. В основе метода лежит тестовая статистика, определяемая следующим образом:

$$\Delta\chi^2 = \chi_{4\nu}^2 - \chi_{3\nu}^2, \quad (3.2)$$

Теоретические предсказания для 3ν и 4ν гипотез в данной точке пространства параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ сравнивались при помощи тестовой статистики (3.2). В гауссовском CL_s методе используется концепция так называемого Asimov dataset, который представляет из себя набор точек со значениями, в точности соответствующими предсказаниям (3ν или 4ν), и ошибками, соответствующими экспериментальным. Определим $\Delta\chi_{Asimov\ 3\nu}^2 = \chi_{4\nu}^2 - \chi_{3\nu}^2 = \chi_{4\nu}^2$ и $\Delta\chi_{Asimov\ 4\nu}^2 = \chi_{4\nu}^2 - \chi_{3\nu}^2 = -\chi_{3\nu}^2$. При выполнении довольно мягких условий [34] распределение

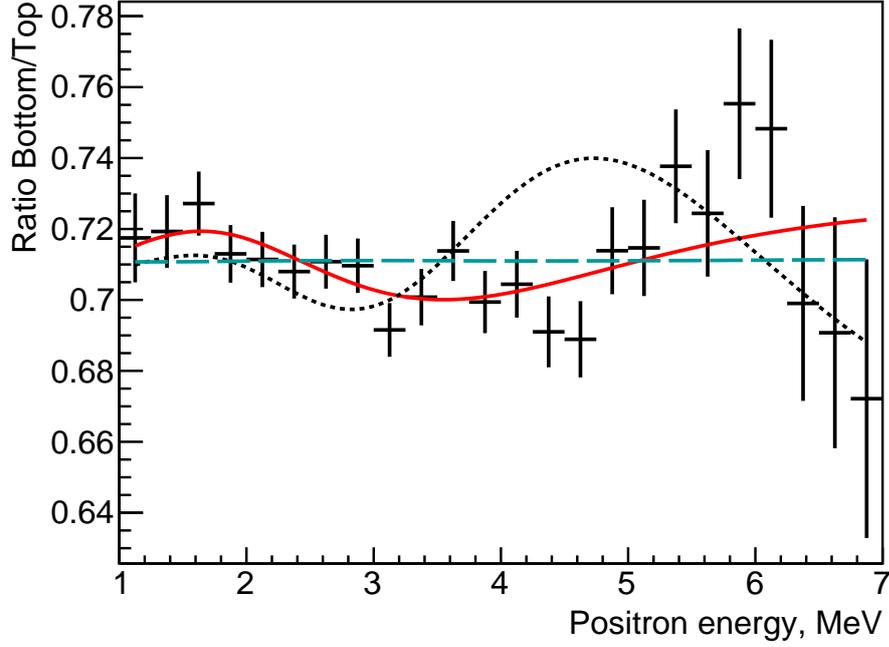


Рисунок 3.8 — Отношение спектров позитронов, набранных в различных положениях детектора (низ/верх). Пунктирная линия — предсказания для 3ν гипотезы ($\chi^2 = 35.0$, 24 степени свободы). Сплошная кривая — лучшая 4ν гипотеза ($\chi^2 = 21.9$, $\sin^2 2\theta_{ee} = 0.05$, $\Delta m_{41}^2 = 1.4 \text{ eV}^2$). Пунктирная кривая — оптимальная точка RAA и GA фит [5] ($\chi^2 = 83$, $\sin^2 2\theta_{ee} = 0.14$, $\Delta m_{41}^2 = 2.3 \text{ eV}^2$). При расчете значений χ^2 не учитывались систематические неопределенности, они будут учтены при определении областей исключения в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$.

$\Delta\chi^2$ описывается гауссовыми распределениями со средним $\Delta\chi_{Asimov}^2$ и стандартным отклонением $2\sqrt{|\Delta\chi_{Asimov}^2|}$ в предположении одной из гипотез (3ν или 4ν). Разумность такой аппроксимации дополнительно проверялась путем получения распределений $\Delta\chi^2$ в результате множества численных экспериментов. На рисунке 3.9 показаны примеры Asimov dataset для 3ν и 4ν гипотез и соответствующие им распределения $\Delta\chi^2$. Уровни достоверности для 4ν и 3ν гипотез рассчитываются следующим образом:

$$CL_i = \int_{\Delta\chi_{exp}^2}^{\infty} G_i(\mu_i, \sigma_i), \quad (3.3)$$

где CL_i — $CL_{4\nu}$ или $CL_{3\nu}$, а $G_i(\mu_i, \sigma_i)$ — соответствующее гауссовое распределение $\Delta\chi^2$. $CL_{4\nu}$ и $CL_{3\nu}$ характеризуют согласованность данных и соответствующей гипотезы, а $CL_s = CL_{4\nu}/CL_{3\nu}$. Точка в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ исключается с уровнем достоверности $1 - \alpha$ при $CL_s < \alpha$. Использование CL_s

метода позволяет избежать ситуации, когда точка попадает в область исключения в случае, если оба значения $CL_{4\nu}$ и $CL_{3\nu}$ малы, т.е. гипотезы различимы слабо, и у метода просто нет чувствительности для данных значений параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$.

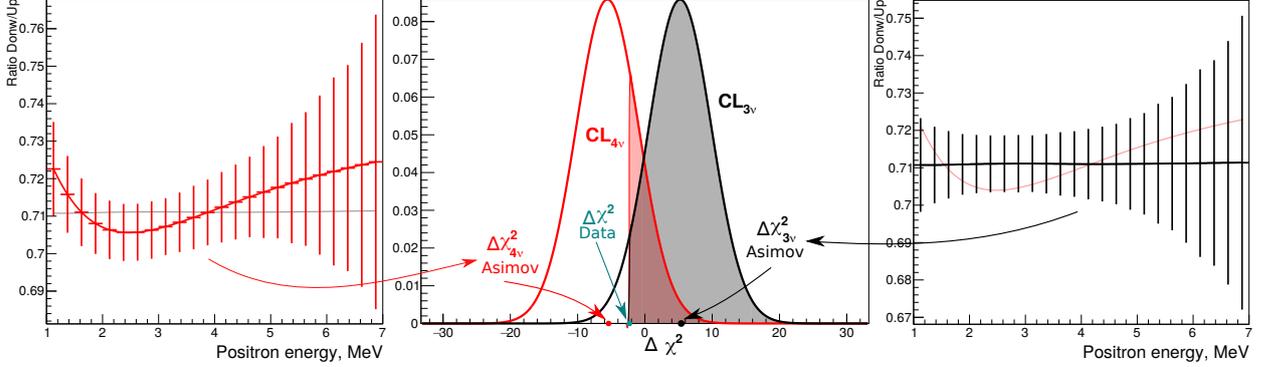


Рисунок 3.9 — Пример $\Delta\chi^2$ распределений и Asimov datasets. Залитые области соответствуют уровням достоверности для 4ν ($\chi_{4\nu}^2 = 32.8$) и 3ν ($\chi_{3\nu}^2 = 35.0$) гипотез, которые посчитаны интегрированием по соответствующим распределениям ($CL_{3\nu} = 0.948$, $CL_{4\nu} = 0.242$, $CL_s = 0.255$). Т.е. эта точка не входит в область исключения.

Чтобы учесть влияние различных систематических эффектов, области исключения рассчитывались независимо для предсказанных отношений спектров, соответствующих различным предположениям о систематических неопределенностях (и их комбинациях). После этого точка в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ считалась исключенной, только если она попадала в области исключения для каждой из рассматриваемых систематик (т.е., по сути, в качестве результата выбиралось пересечение областей исключения). Дополнительно для проверки стабильности результатов было проведено сокращение интервала фитирования с 1–7 МэВ до 1.5–6 МэВ, такой сокращенный интервал фитирования рассматривался как одна из систематик. Описанная процедура дает результаты схожие с более традиционным подходом, когда на этапе расчета χ^2 идет минимизация по параметрам систематических неопределенностей, но позволяет рассмотреть сокращенный интервал фитирования по энергии в качестве систематического эффекта. Строго говоря, описанный метод дает не область, в которой гипотеза наличия осцилляций исключается на 90% (или любом другом) уровне, а некую более консервативную оценку данной области. Полученные области исключают заметную и очень интересную часть пространства параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$, где

имеются указания на наличие осцилляций от предыдущих экспериментов (галлиевой и реакторной аномалий), рисунок 3.10. Для некоторых значений Δm_{41}^2 исключения оказались самыми жесткими в мире. Оптимальная точка RAA и GA [5] ($\sin^2 2\theta_{ee} = 0.14$, $\Delta m_{41}^2 = 2.3 \text{ eV}^2$) исключена на уровне 5σ (на основе p-value), что также является лучшим в мире.

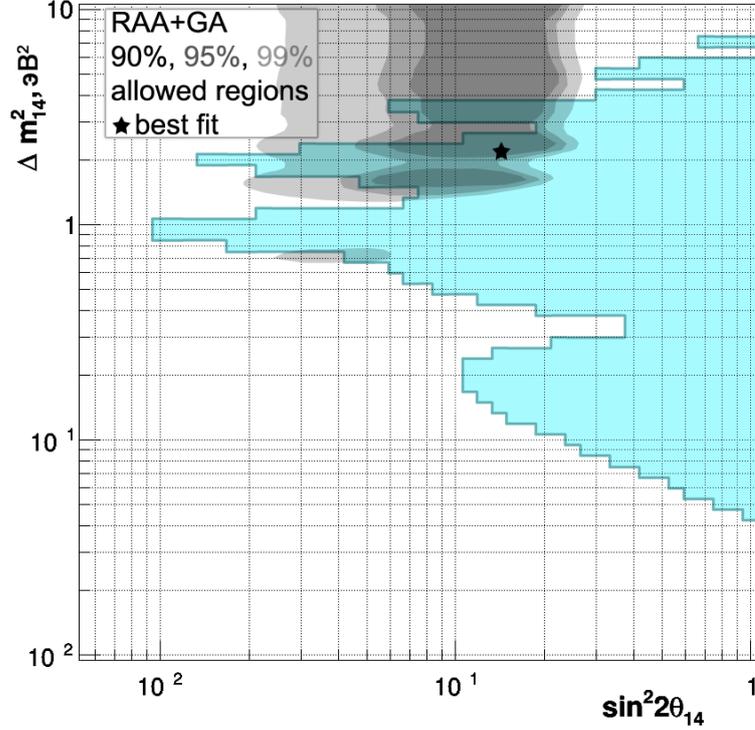


Рисунок 3.10 — Области исключения на 90% уровне достоверности в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$, полученные с помощью CL_s метода и разрешенные области RAA+GA [5].

Помимо гауссовского CL_s метода применялся метод растрового сканирования. При таком подходе рассматривается каждый отдельный срез с фиксированным значением Δm_{41}^2 . Сравнение теоретических предсказаний для различных гипотез проводилось при помощи тестовой статистики:

$$\Delta\chi^2 = \chi_{4\nu}^2 - \chi_{\min}^2 \quad (3.4)$$

где $\chi_{4\nu}^2$ — значение χ^2 в точке с текущими значениями Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$, а χ_{\min}^2 — минимальный χ^2 в текущем срезе по Δm_{41}^2 . Согласно теореме Вилкса [35], статистика (3.4) имеет распределение χ^2 с числом степеней свободы равным 1. Применимость этого утверждения проверялась путем проведения численных экспериментов, в результате которых было получено эмпирическое распределение $\Delta\chi^2$,

хорошо согласующееся с распределением χ^2 с одной степенью свободы. Для каждого значения Δm_{41}^2 вокруг точки по $\sin^2 2\theta_{ee}$ с минимальным значением χ^2 можно построить доверительный интервал значений, а все остальные значения $\sin^2 2\theta_{ee}$ тогда исключаются. Для χ^2 с одной степенью свободы 90% уровень достоверности соответствует $\Delta\chi^2 = 2.71$. На рисунке 3.11 представлено сравнение областей исключения, полученных посредством CL_s метода и метода растрового сканирования. В среднем, CL_s дает более консервативные результаты. Кроме того, при рассмотрении срезов по Δm_{41}^2 независимо друг от друга, при наличии даже небольшой разницы $\Delta\chi^2 = 2.71$ в некоторых областях пространства параметров возникает абсурдная ситуация. По сути эквивалентные точки с $\sin^2 2\theta_{ee} = 0$ могут для одних значений Δm_{41}^2 исключаться, а для других — нет. Поэтому в качестве областей исключения, полученных методом растрового сканирования, мы представляем только «правую» часть исключений.

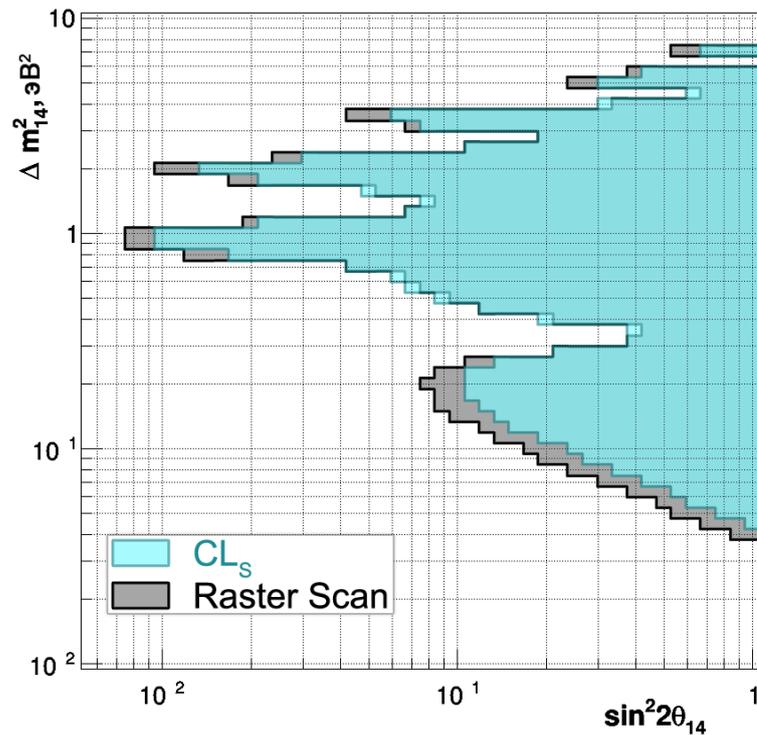


Рисунок 3.11 — Области исключения на 90% уровне достоверности в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$, полученные с помощью CL_s метода и метода растрового сканирования

3.3.2. Область чувствительности к параметрам стерильного нейтрино

Область чувствительности эксперимента в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ определялась путем проведения множества численных экспериментов [A6]. Моделировалось отношение энергетических спектров позитронов на двух расстояниях с учетом экспериментальных ошибок, соответствующих набранной в эксперименте DANSS статистике [A4], в предположении отсутствия осцилляций. Далее для каждого численного эксперимента посредством CL_s метода определялась граница области исключения для данного эксперимента. Только вместо экспериментального отношения спектров здесь с предсказаниями сравнивалось смоделированное в данном численном эксперименте отношение спектров. В силу статистических флуктуаций для каждого численного эксперимента получается своя область исключения. Для определения чувствительности по $\sin^2 2\theta_{ee}$ для каждого значения Δm_{41}^2 строилось распределение количества численных экспериментов, для которых данное значение параметра $\sin^2 2\theta_{ee}$ является границей области исключения по $\sin^2 2\theta_{ee}$ в текущем срезе по Δm_{41}^2 . В полученном распределении определялось медианное значение, которое и считалось границей области чувствительности по $\sin^2 2\theta_{ee}$ для текущего значения Δm_{41}^2 . В половине повторяющихся экспериментов область исключения будет более жесткой, чем граница области чувствительности. Иллюстрация такого подхода для нового анализа будет приведена в разделе 4.6.

Было проверено, что результаты описанного метода совпадают с областями чувствительности, полученными без численных экспериментов. В этом случае формируется упомянутый выше Asimov dataset (набор точек с ошибками, соответствующими эксперименту, и значениями, в точности совпадающими с предсказаниями) для гипотезы отсутствия нейтринных осцилляций. Полученный набор точек сравнивался с осцилляционной гипотезой (для каждого значения Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$), и из рассчитанного χ^2 , как и для результатов эксперимента, посредством CL_s метода получались ограничения на область чувствительности. Т.е. области чувствительности без численных экспериментов получаются в точности тем же методом, что и области исключения для экспериментальных данных, только в качестве «экспериментального» отношения спектров используется Asimov dataset.

На рисунке 3.12 показана рассчитанная область чувствительности вместе с полученной в эксперименте областью исключения. Граница области исключения

флуктуирует вокруг границы области чувствительности. Такое поведение вполне естественно, поскольку граница области чувствительности является неким усреднением границ областей исключения для множества экспериментов.

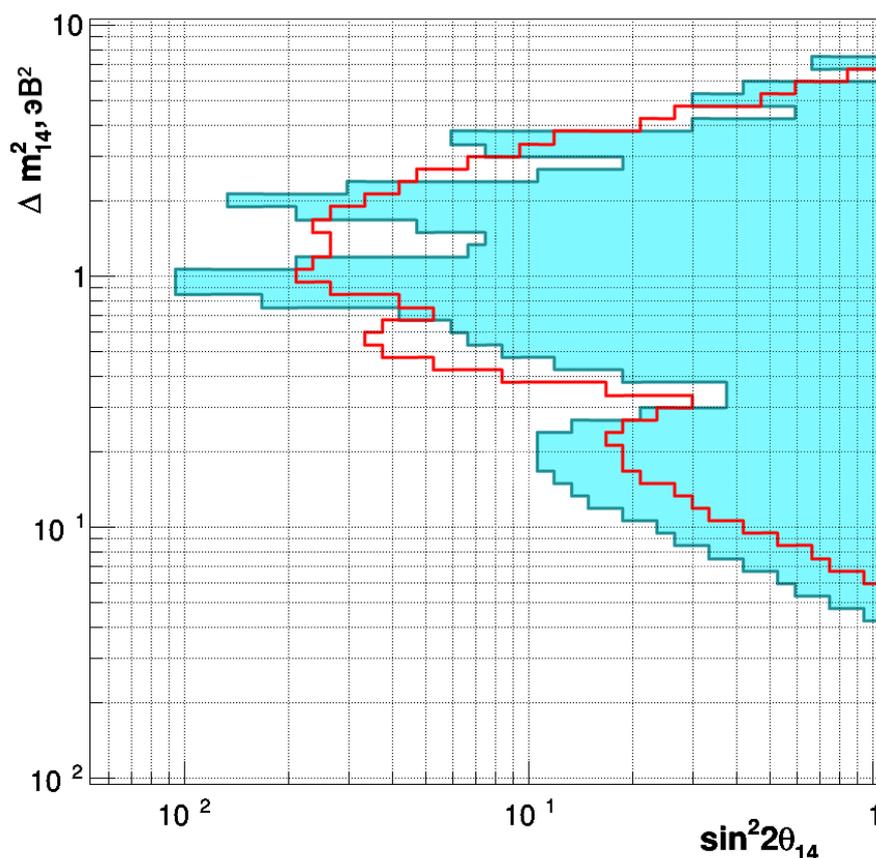


Рисунок 3.12 — Полученная в эксперименте [A4] область исключения (голубая область) и чувствительность (красный контур) на 90% уровне достоверности

В рамках данной работы исследовалась также чувствительность эксперимента после предполагаемой модернизации. Планируется использовать новые сцинтилляционные счетчики с большим световыходом и лучшей продольной и, особенно, поперечной однородностью светосбора. Ожидается, что это приведет к лучшему энергетическому разрешению $\sim 14\%/\sqrt{E}$). Кроме того планируется увеличить размер детектора в 1.73 раза и немного уменьшить расстояние от верхнего положения детектора до реактора. Предсказания относительно зарегистрированных в детекторе позитронов были рассчитаны с учетом новых предположений. На рисунке 3.13 показана ожидаемая область чувствительности эксперимента для ~ 3 млн событий ОБР (1.5 года набора статистики) в сравнении с существовавшей (~ 0.97 млн событий ОБР). Модернизация позволит расширить диапазон значений Δm_{41}^2 , входящих в область чувствительности, и даст возможность проверить результаты, полученные в эксперименте Нейтрино-4.

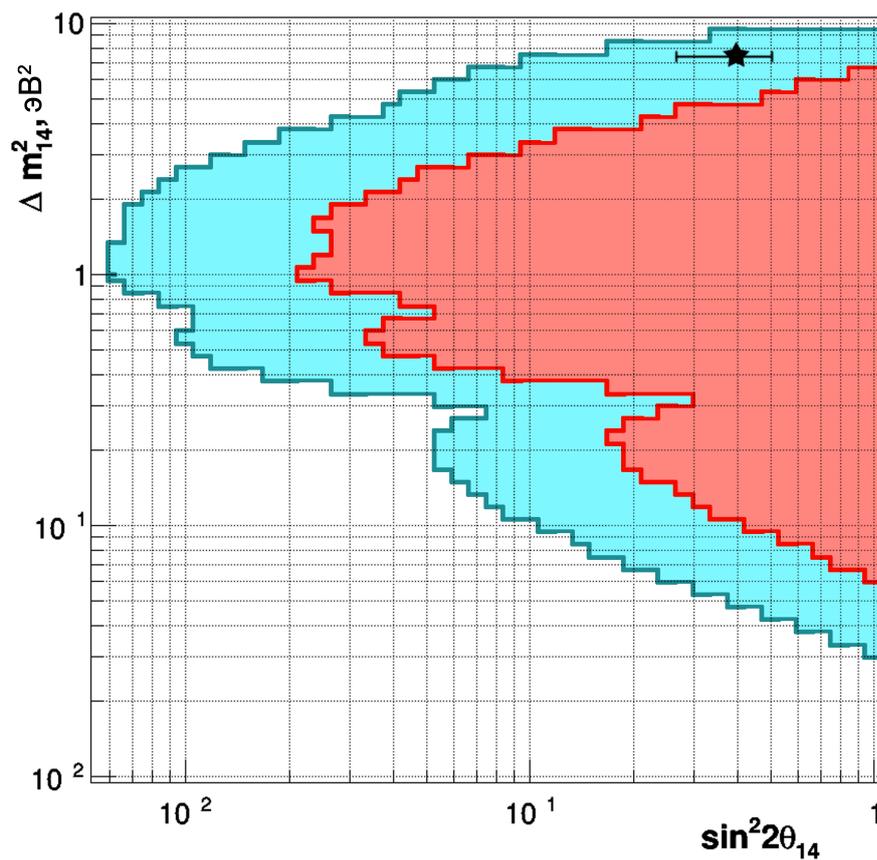


Рисунок 3.13 — Ожидаемая чувствительность после модернизации детектора на 90% уровне достоверности для 1.5 лет набора статистики (голубая область), чувствительность проанализированных данных (красная область), параметры полученные в эксперименте Нейтрино-4 [14] (черная точка)

Глава 4. Анализ данных с учетом относительных счетов антинейтрино на разных расстояниях от реактора

В данном разделе приводится описание изменений в анализе данных для утренней по сравнению с первой работой статистики. Стабильная работа детектора и достигнутое понимание работы установки позволяют уменьшить систематические неопределенности. Наиболее существенное нововведение, которое позволяет значительно расширить область чувствительности — использование в анализе информации об относительных счетах антинейтрино на разных расстояниях от реактора. Кроме того, в анализ включены данные, набранные с учетом всех трех положений детектора и улучшено моделирование детектора. Была проведена работа по оптимизации критериев отбора событий ОБР с помощью машинного обучения и некоторые подходы были реализованы в данном анализе.

4.1. Изменения критериев отбора и моделирования спектров

В новом анализе часть критериев отбора была оптимизирована по величине относительной ошибки в количестве отобранных событий ОБР с учетом фонов. Некоторые критерии стали применяться с учетом восстановленной энергии в позитронном кластере, а именно критерий отбора на расстояние между позитронным и нейтронным кандидатом, а также критерий на минимальную энергию нейтронного кандидата. Ограничение сверху на расстояние между позитронным и нейтронным кандидатом варьируется от 33 до 48 см в случае восстановления в трех координатах, и от 25 до 40 см в случае двумерного восстановления координат для энергий позитрона меняющихся от 1 до 8 МэВ. Ограничение снизу на энергию нейтрона варьируется от 4.1 до 1.5 МэВ для энергий позитрона, меняющихся от 1 до 8 МэВ [36].

Эти критерии отбора были мотивированы результатами минимизации случайного фона с помощью машинного обучения. Их применение позволило сократить уровень комбинаторного фона до 13.8% от счета ОБР в верхнем положении, при сохранении высокой эффективности к сигнальным событиям, особенно в наиболее интересной высокоэнергетической части спектра.

В новой версии анализа в систему Вето были включены два нижних слоя детектора. Это позволило уменьшить неэффективность системы с 5.6% до 5%. Космический фон, обусловленный неэффективностью Вето-системы, составил 1.7% от счета ОБР в верхнем положении и был вычтен. Более того, во втором анализе нижний порог по энергии на регистрацию позитрона был понижен с 0.7 до 0.5 МэВ, и при низких энергиях при выключенном реакторе был обнаружен фон, с формой отличающейся от космического. Он был параметризован экспоненциальным распределением и составил менее 1% от счета ОБР в верхнем положении. Поскольку этот фон сосредоточен при малых энергиях, не используемых при получении ограничений на параметры стерильного нейтрино, его влияние на результаты не существенно. Тем более, что данный фон вычитался из спектра позитронов на основании измерений при выключенном реакторе.

Описанные улучшения в отборе ОБР событий привели к необходимости изменить процедуру моделирования отклика детектора по сравнению с изложенной в разделе 3.2. В первой версии анализа критерии отбора не зависели от энергии позитрона, поэтому для получения отклика установки достаточно было моделировать моноэнергичные позитроны. Поскольку теперь ограничение на энергию нейтрона и ограничение на расстояние между позитронным и нейтронным кандидатами зависит от энергии позитрона, старый подход уже неприменим. Согласно новой процедуре, в системе моделирования GEANT4 генерировался равномерный плоский спектр по энергии антинейтрино. Рождавшиеся в результате позитрон и нейтрон проходили полностью всю обработку как в данных с учетом всех критериев отбора. В результате такой обработки, для каждой исходной энергии антинейтрино было получено распределение энерговыделения в позитронном кластере.

Моделирование спектров антинейтрино, пришедших в детектор, производилось для каждой точки в сетке параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ для каждого из положений детектора. В этих расчетах, как и в описанных в разделе 3.2, учитывались следующие факторы: сечение реакции обратного бета-распада, теоретический поток антинейтрино, размеры детектора и реактора и расстояние между ними, усредненный пространственный профиль горения реактора, вероятность осцилляций. Далее производилась свертка рассчитанных спектров антинейтрино с полученной функцией отклика детектора на антинейтрино известной энергии. В результате получались предсказания для спектров зарегистрированных в детек-

торе позитронов, которые и сравнивались в дальнейшем с результатами эксперимента.

Как и в предыдущей версии анализа, энергетическое разрешение детектора в системе GEANT4 для калибровочных источников и процессов оказалось лучше, нежели в эксперименте (31% вместо 33% для 1 МэВ). Дополнительное размытие в новом анализе было параметризовано как $12\%/\sqrt{E} \oplus 4\%$. Функции отклика детектора на рожденные антинейтрино включали это дополнительное размытие по энергии.

Несколько поменялся и способ учета систематических неопределенностей. Обсудим изменения, связанные с моделированием спектров позитронов. В новой версии анализа вариации в энергетической шкале вводились на этапе моделирования отклика детектора на моноэнергетичное антинейтрино в системе GEANT4. Поэтому для каждого сдвига в энергетической шкале имелась своя функция отклика детектора на антинейтрино заданной энергии. Кроме того, в текущем анализе добавилась новая систематическая неопределенность, а именно — неопределенность связанная с потенциальным постоянным сдвигом по энергии. Ее учет также производился на уровне моделирования отклика детектора в системе GEANT4. Учет систематических неопределенностей в разрешении детектора также производится путем использования различных функций отклика детектора на антинейтрино. Упомянутые функции отклика отличались величиной дополнительного размытия по энергии. Учет систематических неопределенностей в уровне мюонного и нейтронного фонов обеспечивался прибавлением соответствующего энергетического спектра к спектру смоделированных позитронов (в каждом из положений детектора).

В результате, как и в первой версии анализа, так и во второй, для каждой точки в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ имеется набор предсказаний спектров позитронов (для каждого из положений детектора) с различными вариациями систематических неопределенностей. В новом анализе спектры позитронов с различными вариациями систематических неопределенностей и спектры с номинальными представлениями о рассматриваемых систематиках будут использованы для вычисления отклонений от спектров с номинальными систематиками (т.е. номинальная энергетическая шкала, нулевой постоянный сдвиг в энергетической шкале, номинальные уровни фонов, номинальное дополнительное размытие функции отклика детектора, составляющее $12\%/\sqrt{E} \oplus 4\%$). Полученные откло-

нения будут использованы при расчете тестовой статистики. Подробнее это будет изложено в разделе 4.4.

В новом анализе был в два раза уменьшен шаг сетки по каждому из параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$. Для каждого из параметров моделирование производится для 120 значений варьирующихся от 0.001 до 10 эВ² для Δm_{41}^2 , и от 0.0001 до 1 для $\sin^2 2\theta_{ee}$ равномерно в логарифмической шкале.

4.2. Использование относительных счетов антинейтрино на разных расстояниях от реактора

На протяжении более трех лет работы мы наблюдаем, что счет детектора с точностью лучше 1.5% за 2 дня набора статистики коррелирует с мощностью реактора (после поправок обсуждающихся ниже) рисунок 4.1. Эта точность соответствует статистической неопределенности в счете антинейтрино за это время. Это означает, что вариации абсолютной эффективности детектора σ_{abs} заведомо не превышают $\sim 1.5\%$. А интересующее нас различие в эффективности в разных положениях детектора должно быть намного меньше.

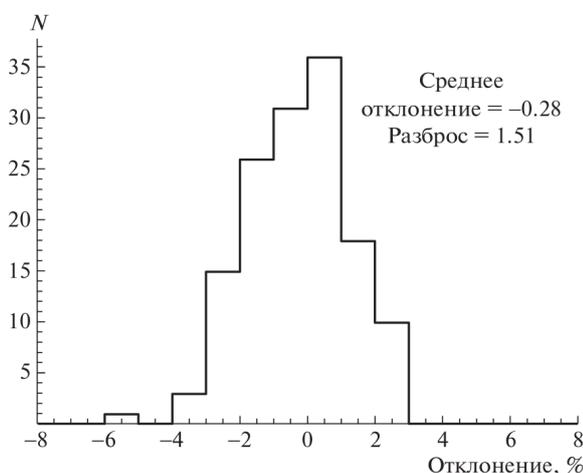


Рисунок 4.1 — Распределение относительного отклонения счета ОБР и тепловой мощности реактора для двухсуточных интервалов измерения [37].

При сравнении интегрального счета и мощности рассматривались различные эффекты, которые могут оказывать влияние на эффективность детектора в различных положениях по-разному. Большинство из них вносит пренебрежимо малый вклад в относительную эффективность детектора в разных положениях.

- Мертвое время вычисляется непосредственно из счета детектора в текущем положении. Для спектров, набранных в каждом из положений, вносятся соответствующие поправки на мертвое время.
- Фон космического излучения немного различается в разных положениях, поэтому для каждой позиции детектора вычитался соответствующей ей космический фон, по числу событий с сигналами в системе космического Вето.

- Эффективность SiPM зависит от температуры, которая несколько отличается для различных положений. Влияние этого эффекта на счет ОБР составляет не более 0.06%.
- При проведении анализа учитывалась неидеальность детектора, связанная с наличием неисправных каналов, количество которых иногда менялось. В эффективность детектора вносятся поправки, рассчитанные напрямую из числа неработающих каналов в соответствующем периоде.
- Из-за частых смен положения детектора эволюция топлива оказывает одинаковое влияние на изменение счета ОБР с течением времени для различных позиций (различия счета, вызванное разницей в среднем составе топлива для нижнего и верхнего положения менее 0.01%).
- Потенциальные медленные изменения эффективности, связанные, например, со старением сцинтиллятора, также будут подавлены из-за частой смены позиций (вклад от этого уменьшается быстрее при увеличении числа передвижений детектора, чем вклад статистических флуктуаций).

Таким образом известные нам свойства детектора дают оценку разности эффективностей детектора в разных позициях на уровне 0.06%

Верхнюю границу в неопределенности в относительной эффективности можно оценить и другим способом исходя из относительных неопределенностей в абсолютных счетах следующим образом: $\sigma_{\text{abs}}/\sqrt{N} \approx 0.2\%$, где N — число передвижений детектора. При этом предполагается, что вариации абсолютной эффективности происходят случайно по времени, но с характерным временем много большим, чем время между передвижениями детектора. Это предположение подтверждается временным графиком 4.2 зависимости отношения счета событий ОБР и мощности реактора для всех положений детектора.

Оценка неопределенности в относительной эффективности детектора в разных положениях, основанная на сравнении счета событий ОБР и мощности реактора (0.2%), оказывается намного более консервативной, чем оценки, основанные на нашем знании детектора (0.06%), и поэтому она будет использоваться в дальнейшем анализе.

При учете информации об относительных счетах событий ОБР на разных расстояниях возникает необходимость при расчете χ^2 вводить ограничения на относительную эффективность. Стандартным способом учета априорного знания о

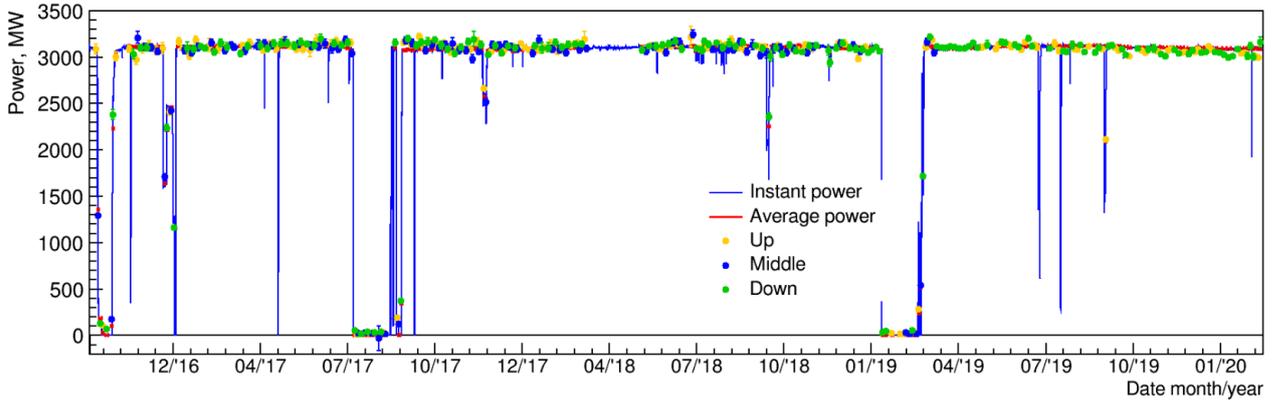


Рисунок 4.2 — Счет событий ОБР, поправленный на телесный угол в разных положениях детектора и отнормированный на тепловую мощность реактора и тепловая мощность реактора. Вклад от соседних реакторов ($\sim 0.6\%$) вычтен и сделана поправка на эволюцию счета в зависимости от состава топлива [37].

размере систематических неопределенностей является введение штрафных членов:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(R_i^{\text{obs}} - k \times R_i^{\text{pre}}(\eta))^2}{\sigma_i^2} + \frac{(k - k_0)^2}{\sigma_k^2}, \quad (4.1)$$

где i — энергетический бин, N — число бинов (36), R^{obs} (R^{pre}) — наблюдаемое (предсказанное) отношение спектров антинейтрино в двух положениях детектора (низ/верх), σ_i — статистическая ошибка R_i^{obs} в соответствующем бине, η — параметры систематических неопределенностей, k — относительная эффективность детектора в двух положениях, k_0 — номинальное значение относительной эффективности, равное единице, (после всех поправок, обсуждавшихся выше) а $\sigma_k^2 = 0.2\%$ — полученная из вышеописанных соображений неопределенность в относительной эффективности. В качестве диапазона фитирования выбран интервал 1.5–6 МэВ для консервативности получаемых результатов. Влияние такого ограничения будет рассмотрено в разделе 4.7. При больших значения σ_k^2 полученные значения относительной эффективности k будут приближаться к значениям, полученным в анализе с использованием только формы, поскольку штрафной член будет мало влиять на значения χ^2 . Малое значение σ_k^2 по сути соответствует фиксации k вблизи номинального значения k_0 . На рисунке 4.3 представлены области чувствительности эксперимента в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ на 90% уровне достоверности рассчитанные, как и в предыдущем случае, с помощью численных экспериментов для различных методов определения тестовой

статистики для ~ 2.4 млн событий ОБР, зарегистрированных в трех позициях. В расчетах уровней достоверности использовался гауссовский CL_s метод [34]. Использование информации об относительных счетах позволяет значительно расширить область чувствительности для малых значений параметра Δm_{41}^2 [A8].

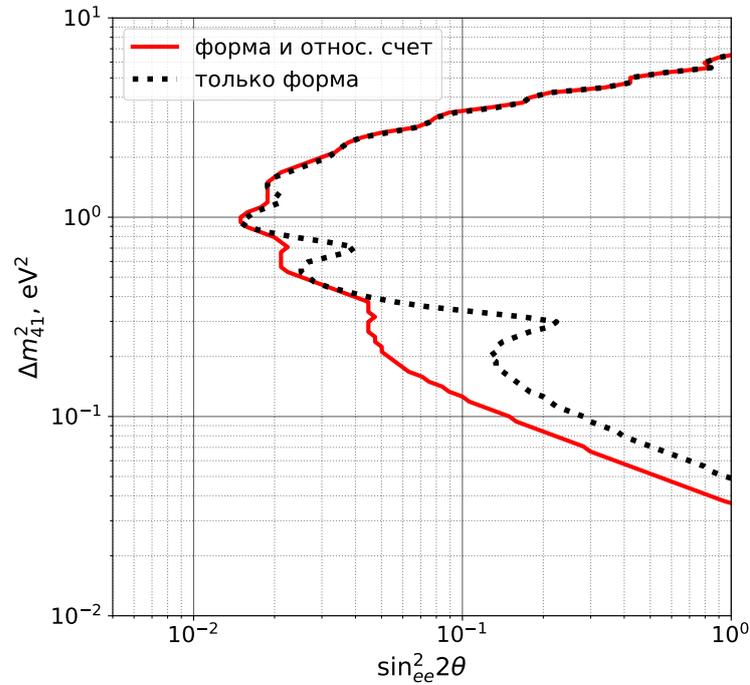


Рисунок 4.3 — Области чувствительности эксперимента в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ на 90% уровне достоверности, рассчитанные для анализа только с учетом формы спектров позитронов по энергии и для анализа, который также учитывает информацию об относительных счетах для верхнего и нижнего положений детектора. Средняя позиция детектора в данном анализе не используется

4.3. Анализ с учетом трех положений детектора относительно реактора

Большинство данных в ходе эксперимента набиралось на трех различных расстояниях от детектора до реактора (10.9 м, 11.9 м, 12.9 м). Поэтому в статистический анализ можно ввести и третье положение. Поскольку расстояние между средним положением и нижним (или средним и верхним) в 2 раза меньше, чем расстояние между нижним и верхним, то учет третьего положения увеличивает чувствительность к стерильным нейтрино крайне незначительно. До настоящего момента среднее положение использовалось только для перекрестной проверки результатов. Любая комбинация из счетов детектора в различных положениях, дающая в результате относительное изменение спектра, будет коррелирована с отношением Bottom/Top. Отсюда возникает необходимость вводить ковариационную матрицу, что делает анализ менее прозрачным. Однако при использовании третьего положения результаты потенциально более стабильны относительно возможных дополнительных систематических эффектов, которые не были учтены. Обозначим абсолютные (наблюдаемые) счета детектора в каждом из положений как T , B , M (Top, Bottom, Middle) для каждого бина i в энергетическом спектре. Рассмотрим вектор \mathbf{r} : $\mathbf{r} = (Z_1 \ Z_2)^T$, где $Z_i = Z_i^{obs} - Z_i^{pre}$ — разность отношений наблюдаемых и предсказанных счетов, а $Z_1 = B/T$, $Z_2 = M/\sqrt{B \cdot T}$. Тогда для данного бина в энергетическом спектре $\chi^2 = \mathbf{r}^T \cdot W^{-1} \cdot \mathbf{r}$, где W — ковариационная матрица, а Σ — матрица с ошибками:

$$W = A \cdot \Sigma \cdot A^T, \text{ где } A = \begin{pmatrix} \frac{\partial Z_1}{\partial T} & \frac{\partial Z_1}{\partial M} & \frac{\partial Z_1}{\partial B} \\ \frac{\partial Z_2}{\partial T} & \frac{\partial Z_2}{\partial M} & \frac{\partial Z_2}{\partial B} \end{pmatrix}, \Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_T^2 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_M^2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_B^2 \end{pmatrix}, \text{ тогда}$$

$$W = \begin{pmatrix} \frac{B^2}{T^2} \left(\left(\frac{\sigma_T}{T} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_B}{B} \right)^2 \right) & \frac{M \cdot B}{2B\sqrt{T \cdot B}} \left(\left(\frac{\sigma_T}{T} \right)^2 - \left(\frac{\sigma_B}{B} \right)^2 \right) \\ \frac{M \cdot B}{2T\sqrt{T \cdot B}} \left(\left(\frac{\sigma_T}{T} \right)^2 - \left(\frac{\sigma_B}{B} \right)^2 \right) & \frac{M^2}{T \cdot B} \left(\left(\frac{\sigma_T}{2T} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_M}{M} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_B}{2B} \right)^2 \right) \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

При таком выборе Z_2 недиагональные члены в ковариационной матрице малы по сравнению с диагональными. В анализе с учетом трех положений детектора учитываются те же самые систематические эффекты, что и в анализе с учетом отношения Bottom/Top. Относительные эффективности фитируются независимо для двух отношений $Z_1 = B/T$ и $Z_2 = M/\sqrt{B \cdot T}$. Область чувствительности в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ для анализа с тремя позициями показана

на рисунке 4.4 [A8]. Такой анализ позволяет расширить область чувствительности, хотя и весьма незначительно. Это связано с очень небольшой чувствительностью в отношении $M/\sqrt{B \cdot T}$ по сравнению с B/T .

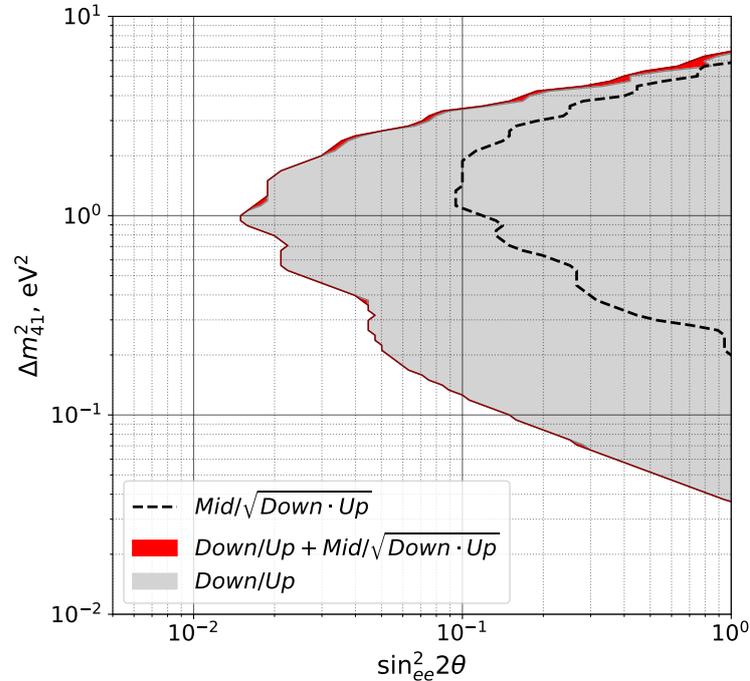


Рисунок 4.4 — Области чувствительности эксперимента в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ на 90% уровне достоверности, рассчитанные для анализа на основе отношения B/T , с учетом трех позиций, и только с учетом отношения $M/\sqrt{B \cdot T}$. Все перечисленные области получены с использованием информации об относительных счетах для статистики ~ 2.4 млн событий ОБР, набранной в трех положениях. Фитирование производилось в интервале 1.5–6 МэВ.

4.4. Тестовая статистика

В тестовую статистику вводятся штрафные члены для всех рассматриваемых систематических неопределенностей. Кроме того, все данные, набранные в ходе эксперимента, разбиваются на две фазы. Во время первой фазы использовались все три положения детектора. Во время второй фазы набор данных происходил только в верхнем и нижнем положениях. Необходимость деления на две различных фазы обуславливается тем, что при таком подходе средний состав топлива отличается пренебрежимо мало для статистики, набранной в каждом из положений внутри текущей фазы. В случае же объединения спектров каждого из положений без деления на фазы, средний состав топлива для среднего положения будет заметно отличаться от среднего состава для верхнего и нижнего положений. Исходя из этого тестовая статистика определяется следующим образом:

$$\chi^2 = \min_{\eta, k} \chi_I^2 + \chi_{II}^2 + \chi_{\text{penalty}}^2 \quad (4.3)$$

$$\chi_I^2 = \sum_{i=1}^N \begin{pmatrix} Z_1 & Z_2 \end{pmatrix} \cdot W^{-1} \cdot \begin{pmatrix} Z_1 \\ Z_2 \end{pmatrix}, \quad (4.4)$$

$$\chi_{II}^2 = \sum_{i=1}^N \frac{Z_{1i}^2}{\sigma_{1i}^2} = \sum_{i=1}^N \frac{(R_{1i}^{\text{obs}} - k_1 \times R_{1i}^{\text{pre}}(\eta))^2}{\sigma_{1i}^2}, \quad (4.5)$$

$$\chi_{\text{penalty}}^2 = \sum_{j=1,2} \frac{(k_j - k_j^0)^2}{\sigma_{k_j}^2} + \sum_l \frac{(\eta_l - \eta_l^0)^2}{\sigma_{\eta_l}^2}, \quad (4.6)$$

где i — номер бина (всего 36) в диапазоне 1.5–6 МэВ;

$Z_j = R_j^{\text{obs}} - k_j \times R_j^{\text{pre}}(\Delta m_{41}^2, \sin^2 2\theta, \eta)$ для каждого бина по энергии,

$R_1 = \text{Bottom}/\text{Top}$, $R_2 = \text{Middle}/\sqrt{\text{Bottom} \cdot \text{Top}}$, где

Top , Middle , Bottom — абсолютные счета в день для верхнего, среднего и нижнего положений;

σ_{1i} — статистическая ошибка R_{1i}^{obs} в соответствующем бине,

k — относительная эффективность;

k^0 — номинальное значение относительной эффективности, равное 1;

η — параметр систематической неопределенности;

η^0 — номинальное значение параметра систематической неопределенности;

$\sigma_{kj}, \sigma_{\eta l}$ — величина стандартного отклонения для соответствующей систематической неопределенности,

W — ковариационная матрица (4.2).

Таким образом, (4.4) соответствует первой фазе, (4.5) соответствует второй фазе, (4.6) описывает штрафные члены. При расчете тестовой статистики происходит минимизация параметров систематических неопределенностей (в англоязычной литературе nuisance parameters). Для каждого из трех положений детектора абсолютный спектр позитронов S аппроксимировался разложением в ряд до первого члена по величинам отклонений систематических неопределенностей от их номинальных значений:

$$S(E, \boldsymbol{\eta}) = S(E, \boldsymbol{\eta}_0) + \sum_i \frac{\partial S}{\partial \eta_i} d\eta_i \quad (4.7)$$

где $\boldsymbol{\eta}$ — вектор параметров систематических неопределенностей (кроме относительных эффективностей k_1 и k_2 , поскольку они входят в отношения R_1 и R_2 просто как множители), а $\boldsymbol{\eta}_0$ соответствует их номинальным значениям. Такой учет систематических параметров отличается от описанного в разделе 3.3. Данный подход позволяет применять полученные значения χ^2 для объединения результатов различных экспериментов. Полный перечень всех систематических неопределенностей представлен в таблице 2. Разность $\chi_{4\nu}^2 - \chi_{3\nu}^2$, полученная в эксперименте с учетом 3.5 млн событий ОБР представлена на рисунке 4.5 [A1].

На рисунке 4.6 представлены все три отношения спектров, используемых при подсчете тестовой статистики. На рисунках указаны только статистические ошибки. Однако при вычислении χ^2 учитывались и систематические ошибки.

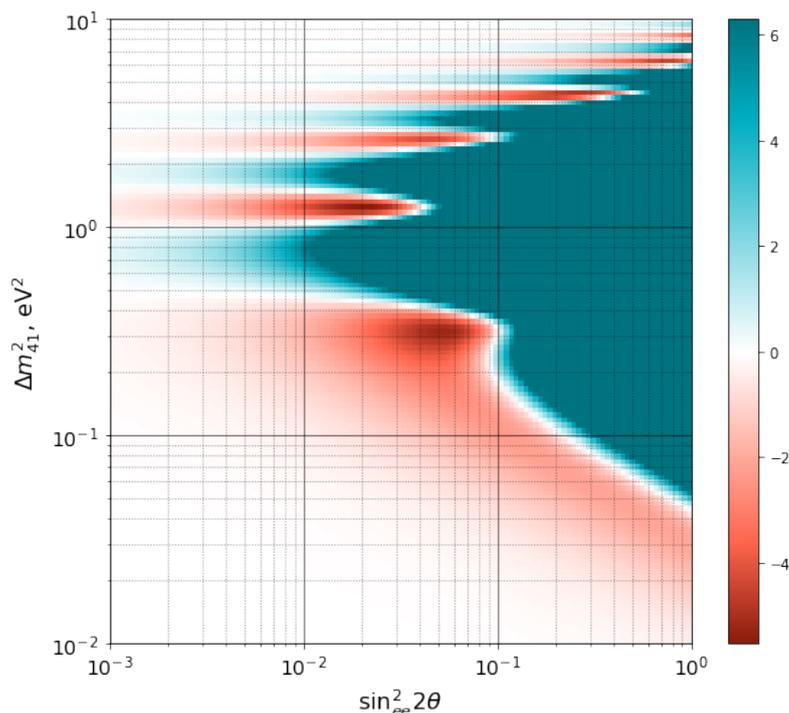


Рисунок 4.5 — Распределение $\chi_{4\nu}^2 - \chi_{3\nu}^2$. Красный цвет соответствует областям, где $\chi_{4\nu}^2 < \chi_{3\nu}^2$, бирюзовый цвет — областям, где $\chi_{4\nu}^2 > \chi_{3\nu}^2$. Цветовая ось ограничена для наглядности на значения $\chi_{\min}^2 + 11.83$. Это значение соответствует 3σ для распределения χ^2 с двумя степенями свободы, однако статистика $\chi_{4\nu}^2 - \chi_{\min}^2$ не подчиняется распределению χ^2 , поэтому в эксперименте DANSS применяются другие статистические методы.

Таблица 2 — Систематические неопределенности, учитываемые в анализе, и соответствующие значения стандартного отклонения для штрафных членов.

систематическая неопределенность	σ
относительные эффективности детектора	0.2%
дополнительное размытие в энергетическом разрешении	25%
энергетическая шкала	2%
сдвиг по энергии	50 кэВ
расстояние до центра профиля горения	5 см
космический фон	25%
фон быстрых нейтронов	30%

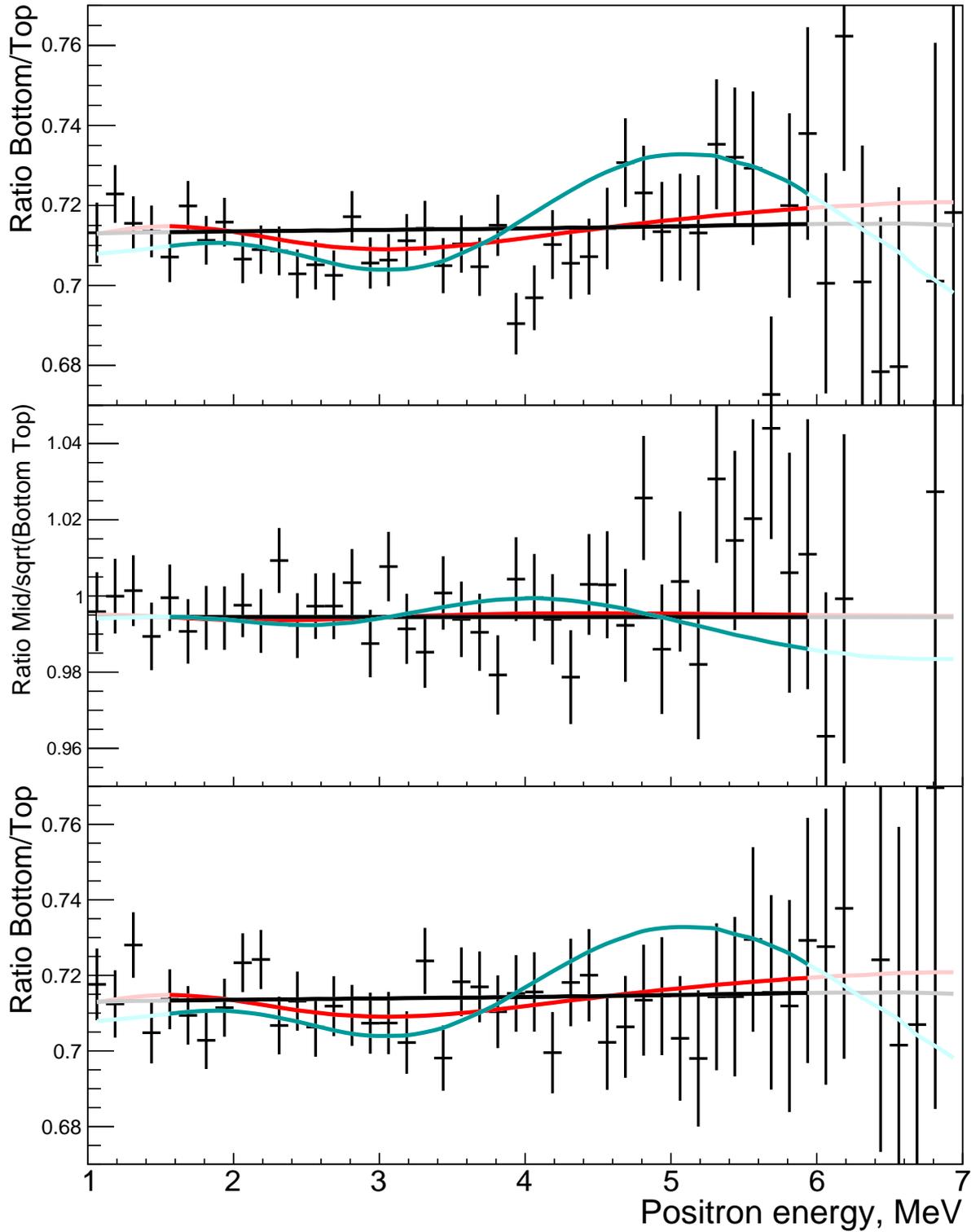


Рисунок 4.6 — Отношение спектров позитронов, набранных в различных положениях. Верхняя панель — отношение $R_1 = Bottom/Top$ для первой фазы набора данных, средняя панель — отношение $R_2 = Middle/\sqrt{Bottom \cdot Top}$ для первой фазы набора данных, нижняя панель — отношение R_1 для второй фазы набора данных. Черная линия — предсказания для 3ν гипотезы. Красная кривая — лучшая 4ν гипотеза ($\sin^2 2\theta_{ee} = 0.02$, $\Delta m_{41}^2 = 1.3 \text{ eV}^2$). Бирюзовая кривая — оптимальная точка RAA и GA фит [5] ($\sin^2 2\theta_{ee} = 0.14$, $\Delta m_{41}^2 = 2.3 \text{ eV}^2$).

4.5. Области исключения параметров стерильного нейтрино

В новом анализе для получения областей исключения в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ также использовался гауссовский CL_s метод. Процедура полностью аналогична описанной в разделе 3.3. Единственной особенностью, требующей уточнения, является способ формирования Asimov datasets. В анализе, где систематические эффекты учтены как параметры неопределенности в тестовой статистике, Asimov datasets формируются исходя из номинальных значений параметров систематических неопределенностей для каждой из гипотез. Области исключения, полученные с учетом 3.5 млн событий ОБР, набранных в трех положениях, приведены на рисунке 4.7. Увеличение экспериментальной статистики, а также использование в анализе относительных счетов событий ОБР на разных расстояниях от реактора позволило еще более расширить область исключения параметров стерильного нейтрино, которая для многих значений Δm_{41}^2 является лучшей в мире.

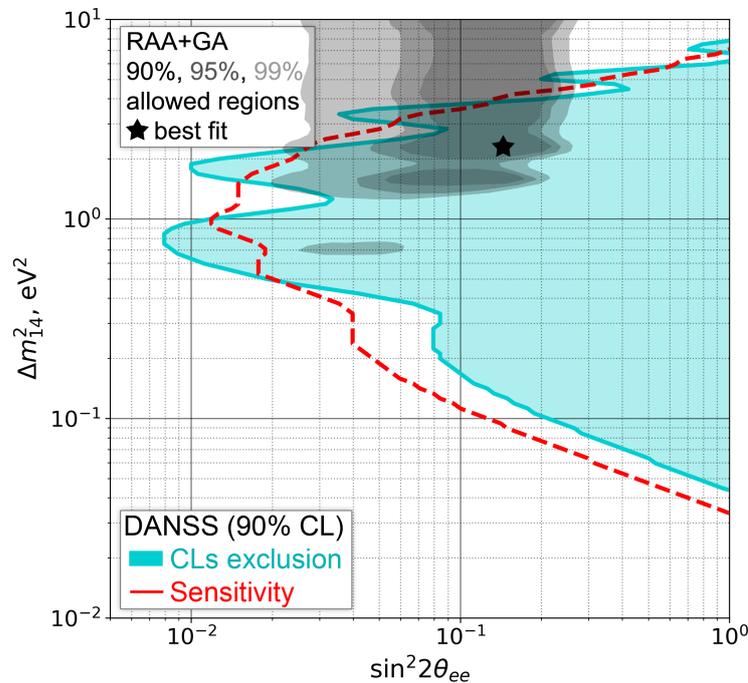


Рисунок 4.7 — Область исключения на 90% уровне достоверности для 3.5 млн. событий ОБР, набранных в трех положениях. Пунктирный контур соответствует чувствительности. Серые области — разрешенные области RAA+GA [5].

Оптимальная точка RAA+GA исключена на уровне 5σ .

4.6. Области чувствительности к параметрам стерильного нейтрино

Оценка областей чувствительности в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ для нового анализа производилась согласно описанной в разделе 3.3.2 процедуре. На рисунке 4.8 показаны области чувствительности, полученные при помощи множества (500) численных экспериментов, а также на основе Asimov datasets. Как и в предыдущей версии анализа, эти подходы хорошо согласуются. Для наглядности на рисунке также присутствуют контуры областей исключения, полученных для нескольких индивидуальных численных экспериментов.

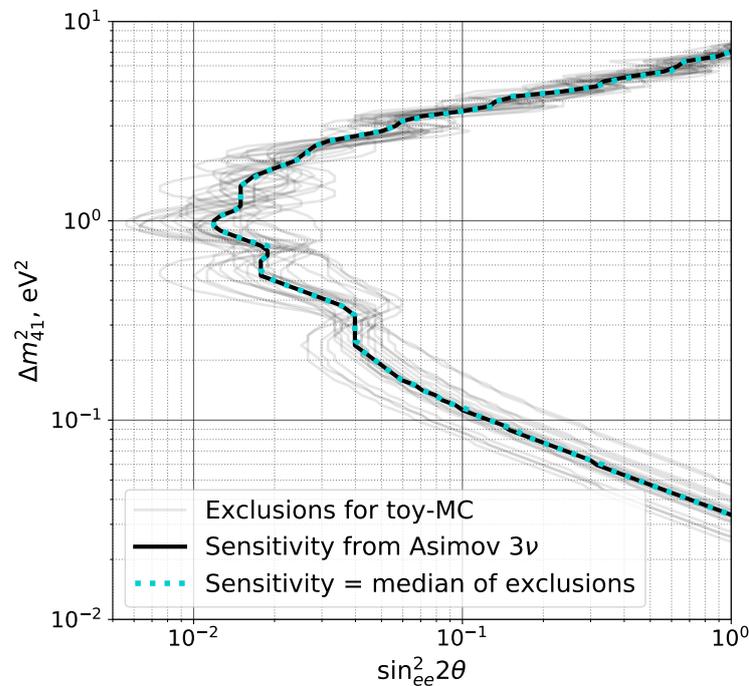


Рисунок 4.8 — Области чувствительности на 90% уровне достоверности для статистики 3.5 млн событий ОБР, набранных в трех положениях. Черная кривая соответствует оценке чувствительности с использованием Asimov dataset. Голубая кривая получена при помощи численных экспериментов. Для каждого значения Δm_{41}^2 граница области чувствительности является медианой в распределении границ областей исключения, полученных из разных численных экспериментов.

4.7. Стабильность результатов

Для проверки стабильности полученных областей исключения в анализ вносились следующие изменения.

4.7.1. Расширение диапазона фитирования

В новом анализе в качестве основного диапазона фитирования был выбран интервал 1.5–6 МэВ. Такой интервал рассматривался и в начальной версии анализа для оценки систематических неопределенностей и, соответственно, для вычисления областей исключения параметров стерильного нейтрино. При расширении диапазона фитирования область исключения расширяется, но при этом остается в разумном согласии с чувствительностью. Поэтому сокращение интервала фитирования до 1.5–6 МэВ дает консервативную область исключения. На рисунке 4.9 представлены области исключения, полученные в эксперименте, с использованием различных интервалов фитирования. Ограничения, полученные по диапазону 1.5–6 МэВ более консервативны для большинства значений Δm_{41}^2 .

4.7.2. Вариация значений систематических неопределенностей

Производилось изменение величины стандартного отклонения для штрафных членов параметров систематических неопределенностей, перечисленных в таблице 2. В результате таких изменений область исключения изменялась пренебрежимо мало. На рисунке 4.10 показано влияние различных систематических неопределенностей на чувствительность. Наибольшее влияние на область чувствительности оказывают неопределенности, связанные с относительными счетами. Как описано выше, для этой неопределенности взята очень консервативная оценка. Влияние остальных систематических неопределенностей очень мало.

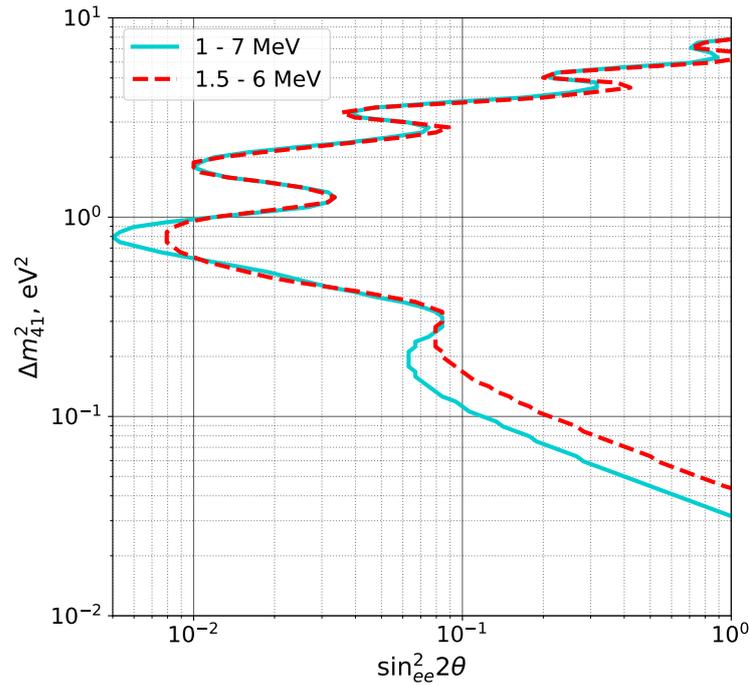


Рисунок 4.9 — Область исключения на 90% уровне достоверности для 3.5 млн событий ОБР, набранных в трех положениях. Пунктирный контур соответствует области, полученной для диапазона фитирования 1.5–6 МэВ, сплошной контур — области, полученной для диапазона фитирования 1–7 МэВ.

4.7.3. Использование различной экспериментальной статистики

Статистика, набранная в эксперименте, разбивалась на несколько временных промежутков. Как видно из рисунка 4.5, существует несколько областей в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ где гипотеза со стерильным нейтрино имеет χ^2 меньше, нежели гипотеза отсутствия стерильного нейтрино. Причем, глубина этих минимумов для различных областей примерно одинакова. При рассмотрении различных интервалов по времени лучшая точка в пространстве Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ изменяла свое положение, оказываясь в одной из областей, но области исключения сильно не менялись. На рисунке 4.11 представлено сравнение областей исключения, полученных в первой версии анализе и областей исключения, полученных во второй версии анализа. В новом анализе была увеличена экспериментальная статистика, а также была учтена информация об относительных счетах ОБР на разных расстояниях от реактора. Это позволило расширить область исключения, полученную в эксперименте.

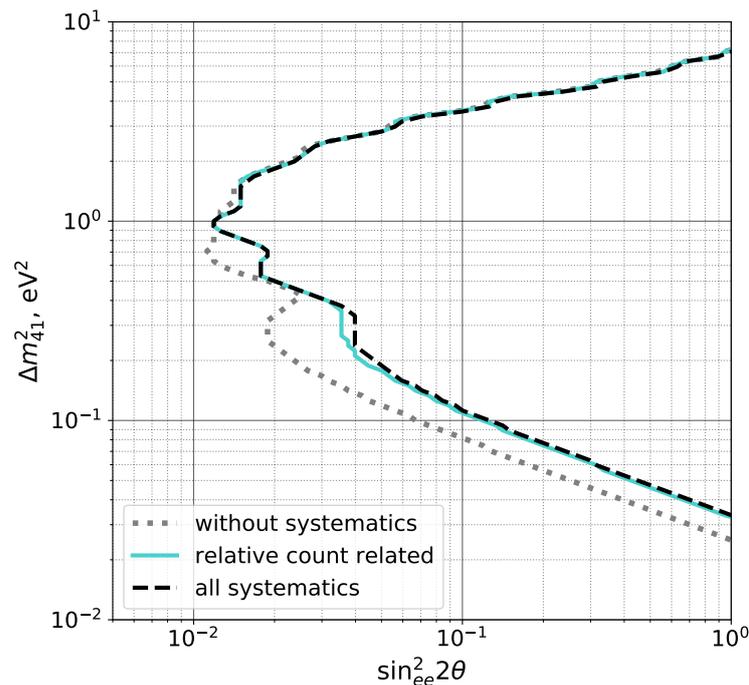


Рисунок 4.10 — Области чувствительности на 90% уровне достоверности без учета систематических неопределенностей (точечный контур), с учетом систематических неопределенностей, относящихся к неопределенностям в относительных счетах (сплошной контур), и с учетом всех систематических неопределенностей (пунктирный контур).

4.7.4. Различные профили горения в реакторе

В анализе при расчете спектров позитронов используется усредненный профиль горения в реакторе. Данные по профилям горения поступают со станции ежедневно. Для проверки стабильности результатов были рассчитаны спектры позитронов, соответствующие наиболее различающимся профилям горения: усредненный по четырем месяцам профиль горения в начале кампании, усредненный по четырем месяцам профиль горения в конце кампании, а также усредненный профиль по четырем месяцам в начале кампании и по четырем месяцам в конце. Они представлены на рисунке 4.12. Выбор интервала в четыре месяца был обусловлен следующими соображениями. С одной стороны, это достаточно короткий период, в рамках которого профиль горения изменяется не сильно, с другой стороны, экспериментальной статистики уже достаточно чтобы ошибки в бинах гистограмм со спектрами позитронов были гауссовыми. Для трех рас-

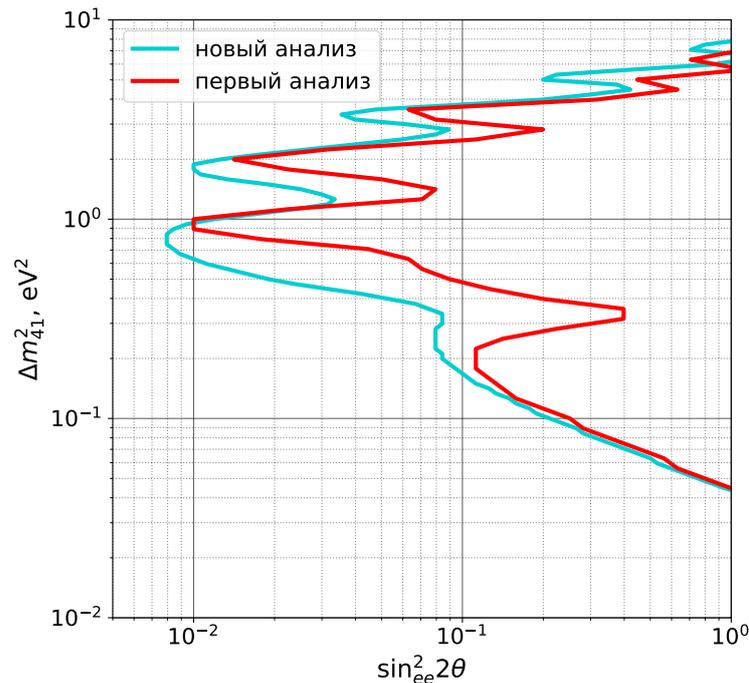


Рисунок 4.11 — Области исключения на 90% уровне достоверности полученные гауссовским CL_s методом. Первая версия анализа основана на 0.96 млн событий ОБР, набранных в трех положениях. Новая версия анализа основана на 3.5 млн событий ОБР, использует информацию об относительных счетах и статистику, набранную в среднем положении, непосредственно при подсчете тестовой статистики.

пределений профилей горения были получены 3 набора предсказанных спектров позитронов. В качестве экспериментальных данных выбирались соответствующие четырехмесячные интервалы статистики в начале и конце кампании. В первом методе анализа экспериментальная статистика по первым четырем месяцам обрабатывалась соответствующими ей предсказаниями, так же как и экспериментальная статистика по последним четырем месяцам обрабатывалась с учетом соответствующих ей предсказаний. Далее, как и в разделе 4.4, χ^2 для разных периодов складываются. Во втором методе анализа экспериментальные данные для каждого из периодов обрабатывались предсказаниями, которые были рассчитаны с усредненным профилем. Как и в прошлый раз, χ^2 для разных фаз складываются. Полученные области исключения в первом и втором случаях представлены на рисунке 4.13. Они отличаются пренебрежимо мало. Это говорит о возможности использования предсказаний с усредненным профилем в анализе.

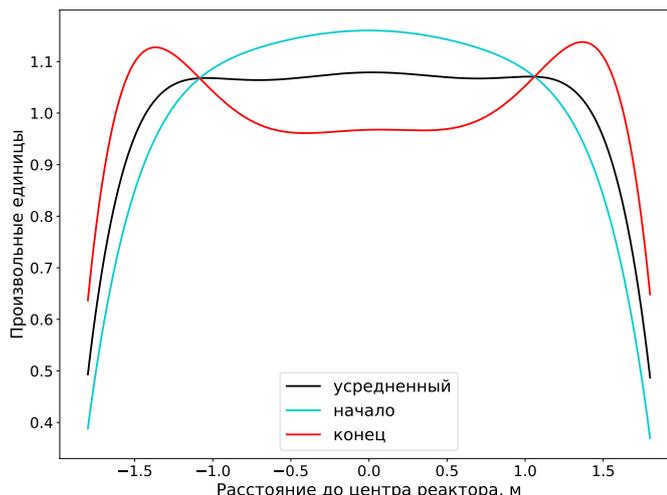


Рисунок 4.12 — Вертикальные профили горения в реакторе для начала кампании, конца кампании и усредненный профиль начала и конца кампании.

4.7.5. Использование различных исходных спектров антинейтрино

При расчете энергетических спектров позитронов в реакции ОБР использовались предсказания Хубера [6] и Мюллера [3] для потоков антинейтрино. Для проверки того, что результаты по поиску стерильного нейтрино не зависят от заложенной теоретической модели, были рассчитаны позитронные спектры с учетом восстановленного спектра антинейтрино, полученного в эксперименте Daya Bay [38]. Области исключения полученные с помощью предсказаний для различных исходных спектров антинейтрино показаны на рисунке 4.14. Различие незначительно.

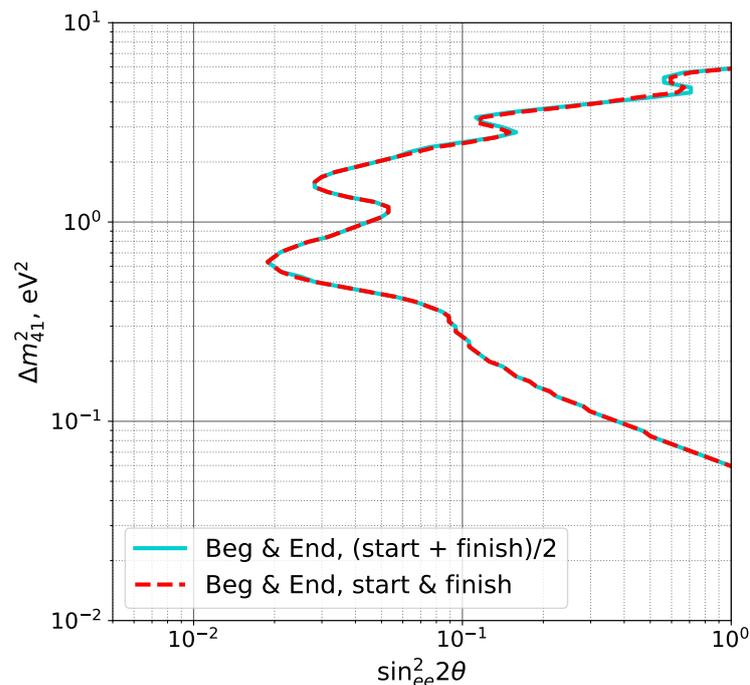


Рисунок 4.13 — Области исключения, полученные с помощью обработки экспериментальных данных различными предсказаниями. В качестве экспериментальных данных используются четырехмесячные интервалы набора статистики в начале и конце кампании. В качестве предсказаний в одном случае используются 2 разных набора позитронных спектров: один набор соответствует профилю горения в реакторе для начала кампании, а второй набор — профилю горения в реакторе для конца кампании. Во втором случае в качестве предсказаний используются позитронные спектры, рассчитанные для усредненного профиля.

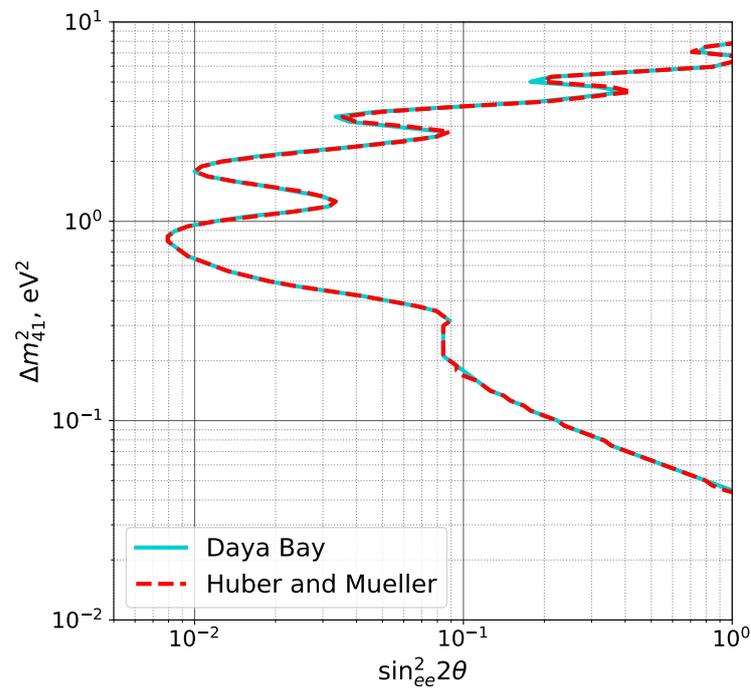


Рисунок 4.14 — Области исключения полученные с помощью обработки экспериментальных данных различными предсказаниями спектра антинейтрино.

В одном случае используется спектр антинейтрино на основе предсказаний Хубера и Мюллера, во втором случае измеренный спектр в эксперименте Daya Bay.

4.8. Определение статистической значимости указаний на существование стерильного нейтрино

Для определения статистической значимости лучшей точки в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ применялся метод, предложенный Фельдманом и Кузинсом [39]. Точнее было бы сказать, что упомянутый метод позволяет получить доверительные интервалы вокруг лучшей точки, а затем можно проверить, входит ли нулевая гипотеза в тот или иной доверительный интервал. В данном подходе используется тестовая статистика:

$$\Delta\chi^2 = \chi_{4\nu}^2 - \chi_{min}^2 \quad (4.8)$$

где $\chi_{4\nu}^2$ — значение χ^2 в точке с текущими значениями Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$, а χ_{min}^2 — минимальный χ^2 по всей области параметров. В отличие от одномерного случая (растрового сканирования), использование теоремы Вилкса приводит здесь к неудовлетворительным результатам. Распределение $\Delta\chi^2$, полученное в результате проведения численных экспериментов, существенно отличается от распределения χ^2 с двумя степенями свободы (рисунок 4.15). Алгоритм вычислений (для каждой конкретной точки в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$) можно описать следующей последовательностью:

- Вычисление статистики (4.8) для наблюдаемых в эксперименте данных.
- Генерация большого числа Монте-Карло спектров в предположении параметров осцилляций соответствующих рассматриваемой точке и с учетом систематических неопределенностей. В результате для каждого эксперимента подсчитывается значение статистики (4.8) и формируется таким образом распределение $\Delta\chi^2$
- Определение числа Монте-Карло экспериментов, которые дали $\Delta\chi^2$ меньше, чем в экспериментальных данных. Если для рассматриваемой точки в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$ 68% экспериментов дают $\Delta\chi^2$ меньше, чем в данных, то точка входит в 1σ доверительный интервал.

В частности, если нас интересует различие между нулевой гипотезой и наилучшей точкой в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$, то Монте-Карло эксперименты проводятся в предположении отсутствия осцилляций. Для $\Delta\chi^2 = 5.5$,

наблюдаемого в эксперименте, значимость составляет 1.5σ . Таким образом, в эксперименте DANSS не обнаружено статистически значимых свидетельств существования стерильного нейтрино.

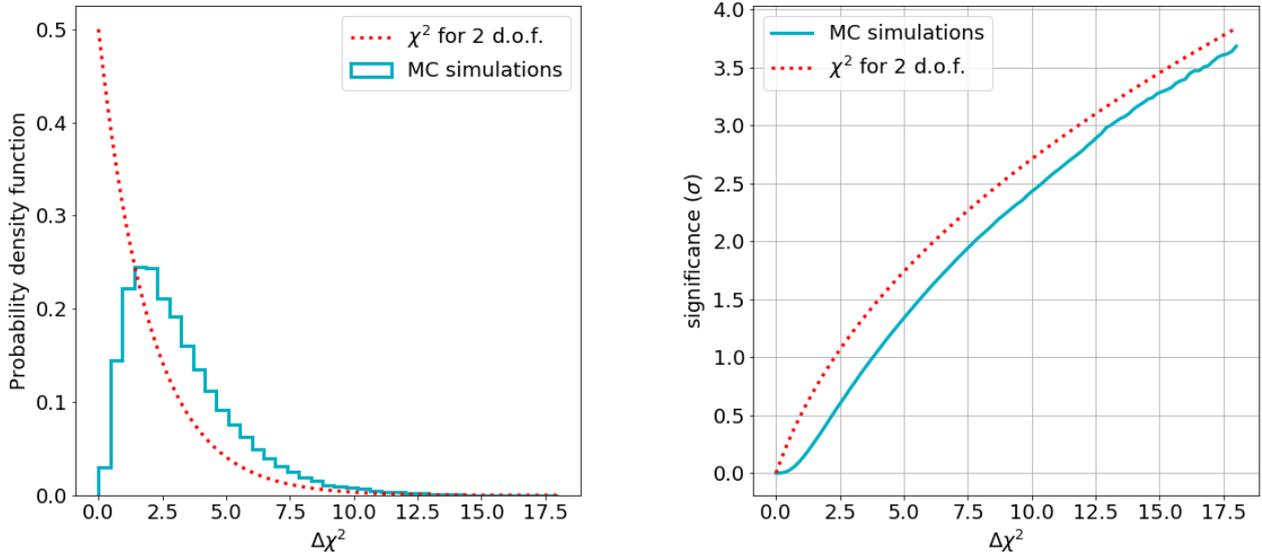


Рисунок 4.15 — Слева: распределения $\Delta\chi^2$, полученные для эксперимента DANSS с помощью численных экспериментов, проводимых в предположении гипотезы отсутствия осцилляций (сплошная линия), и согласно теореме Вилкса (пунктирная линия); справа: значимость лучшей точки в зависимости от $\Delta\chi^2$.

Глава 5. Сравнение с результатами других экспериментов

Сравнение областей исключения полученных в эксперименте DANSS с результатами других экспериментов следует начать с напоминания об особенностях различных статистических методов, применяемых для построения областей исключения.

5.1. Применение различных статистических методов

Как уже отмечалось в разделе 3.3, различные статистические методы могут давать довольно различающиеся результаты в качестве областей исключения в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$. Это различие обусловлено определениями тестовой статистики в каждом из случаев. В зависимости от метода распределение тестовой статистики либо рассчитывается эмпирически посредством проведения множества численных экспериментов, либо аппроксимируется аналитической функцией. Исключения на 90% уровне достоверности устанавливаются, если рассчитанное значение тестовой статистики для экспериментальных данных попадает в 10% интервал справа в распределении тестовой статистики. Рассмотрим основные особенности статистических методов, которые применялись для анализа данных в эксперименте DANSS.

5.1.1. Гауссовский CL_s метод

CL_s метод основан на сравнении сигнальной и нулевой гипотез (в нашем случае это гипотезы наличия осцилляций и отсутствия осцилляций). Этот метод широко применяется в физике высоких энергий для задач поиска новой физики [30]. CL_s метод призван решить следующую проблему: использования тестовой статистики на основе только сигнальной гипотезы (p-value) может приводить к исключению данной точки в области пространства параметров, даже если сигнальная и нулевая гипотеза отличаются слабо. Поэтому делается поправка на уро-

вень достоверности для нулевой гипотезы. Гауссовский CL_s был впервые предложен в [34] для задач поиска нейтринных осцилляций. В основе метода тестовая статистика $\Delta\chi^2 = \chi_{4\nu}^2 - \chi_{3\nu}^2$, которая аппроксимируется гауссовым распределением. Уровни достоверности для 3ν и 4ν определяются на основе этой статистики, а далее $CL_s = CL_{4\nu}/CL_{3\nu}$. Привлекательность метода состоит в том, что он не требует затратных компьютерных вычислений распределения тестовой статистики. Кроме того, результаты различных экспериментов, полученные при помощи гауссовского CL_s метода, легко объединяются. У метода есть и недостатки: такой подход применим только для построения областей исключения, и с его помощью нельзя обнаружить сигнал.

5.1.2. Метод растрового сканирования

Рассмотрим в пространстве параметров $\Delta m_{41}^2, \sin^2 2\theta_{ee}$ срез с фиксированным значением Δm_{41}^2 . Определим статистику $\Delta\chi^2 = \chi_{4\nu}^2 - \chi_{\min}^2$, где минимум χ^2 ищется по текущему срезу. По теореме Вилкса такая тестовая статистика имеет распределение χ^2 с одной степенью свободы. И хотя условия теоремы Вилкса удовлетворены не в полной мере (существуют границы в пространстве параметров $\sin^2 2\theta_{ee} = 0$ и $\sin^2 2\theta_{ee} = 1$), эмпирическое распределение для этой тестовой статистики чаще всего достаточно хорошо совпадает с соответствующим распределением χ^2 . Это позволяет как и в случае CL_s метода не производить каждый раз дорогостоящие компьютерные вычисления. Поскольку при построении тестовой статистики рассматриваются все гипотезы с различными значениями $\sin^2 2\theta_{ee}$, то такой метод позволяет определить лучшую точку в пространстве параметров и установить доверительный интервал вокруг нее (а все остальное исключить). Только пространство параметров в данном случае одномерно, и для каждого значения Δm_{41}^2 оно свое. Это естественным образом приводит к тому, что для разных срезов по Δm_{41}^2 наилучшие точки различаются, и не всегда совпадают с гипотезой отсутствия осцилляций ($\sin^2 2\theta_{ee} = 0$). Более того, для некоторых значений Δm_{41}^2 нулевая гипотеза может исключаться.

5.1.3. Метод двумерного сканирования (метод Фельдмана-Кузинса)

Для данного метода тестовая статистика определяется схожим образом: $\Delta\chi^2 = \chi_{4\nu}^2 - \chi_{\min}^2$, только минимум χ^2 теперь глобальный по всему пространству параметров $\Delta m_{41}^2, \sin^2 2\theta_{ee}$. Такой метод позволяет и определить значимость лучшей точки, и установить области исключения. Как было продемонстрировано во многих работах [26; 27; 34; 40—42], статистические флуктуации всегда приводят к возникновению лучшей точки в пространстве параметров $\Delta m_{41}^2, \sin^2 2\theta_{ee}$, причем использование теоремы Вилкса зачастую приводит к переоценке полученного сигнала. Алгоритм Фельдмана-Кузинса позволяет этого избежать. Более явное чем в одномерном случае отличие от теоремы Вилкса отчасти связано с тем, что при приближении значений $\sin^2 2\theta_{ee}$ к 0 пространство параметров из двухмерного практически схлопывается в одну точку, поскольку все гипотезы с $\sin^2 2\theta_{ee} = 0$ по сути одинаковы. Это обуславливает необходимость проводить затратные компьютерные вычисления. В эксперименте DANSS этот метод применялся для определения значимости лучшей точки (установление величины доверительного интервала, в который входит безосцилляционная гипотеза). Поскольку полученная значимость оказалась всего 1.5σ , дальнейшая процедура по определению областей исключения во всем пространстве параметров $\Delta m_{41}^2, \sin^2 2\theta_{ee}$ не проводилась. Методом Фельдмана-Кузинса было также установлено, что оптимальная точка RAA и GA фита [5] ($\sin^2 2\theta_{ee} = 0.14, \Delta m_{41}^2 = 2.3 \text{ эВ}^2$) исключается на уровне более 5σ .

5.1.4. Сравнение методов

На рисунке 5.1 представлено сравнение областей исключения на 90% уровне достоверности для методов CL_s и растрового сканирования с учетом теоремы Вилкса на основе 3.5 млн событий ОБР и с учетом относительных счетов. Аналогичное сравнение уже приводилось на рисунке 3.11 для меньшей статистики и анализа без учета относительных счетов. Как и раньше [A5; A7], CL_s в среднем дает менее жесткие пределы, нежели метод растрового сканирования.

Сравнение с методом двумерного сканирования здесь не приводится поскольку он требует затратных компьютерных вычислений.

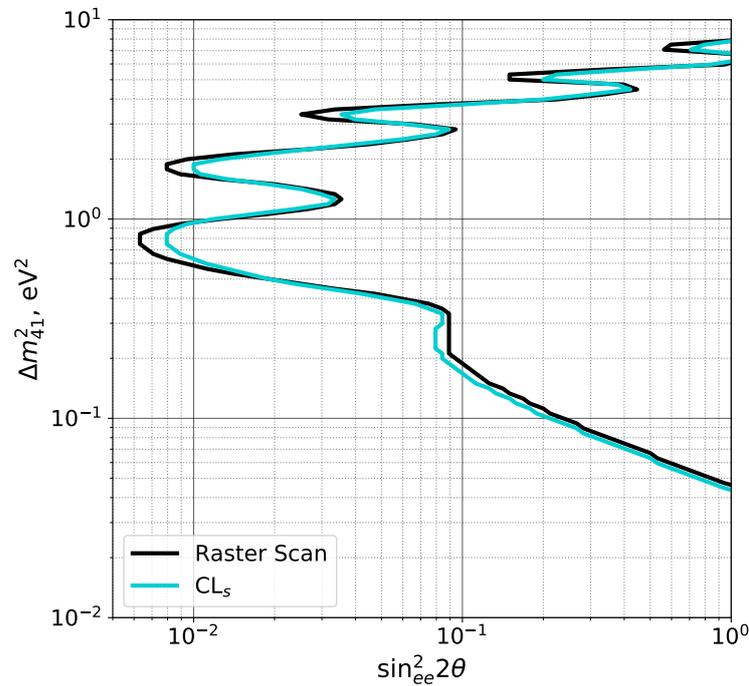


Рисунок 5.1 — Области исключения на 90% C.L. для CL_s метода и метода растрового сканирования в эксперименте DANSS.

Детальные обсуждения различных статистических методов приводятся в [34] и в [40]. Правда авторы [40] по сути вместо гауссовского CL_s метода ставят исключения на основании $CL_{4\nu}$, и естественным образом заключают, что такой подход приводит к переоценке областей исключения для некоторых значений параметров. Однако это не имеет никакого отношения к гауссовскому CL_s методу. На рисунке 5.2 представлена иллюстрация, как использование CL_s метода позволяет избежать переоценки областей исключения, там где различия между осцилляционной и безосцилляционной гипотезами малы.

5.2. Области исключения других экспериментов

Поскольку различные статистические методы могут давать различающиеся результаты, то сравнивать области исключения, полученные в различных экспериментах, следует при условии, что они получены одинаковым способом. Экс-

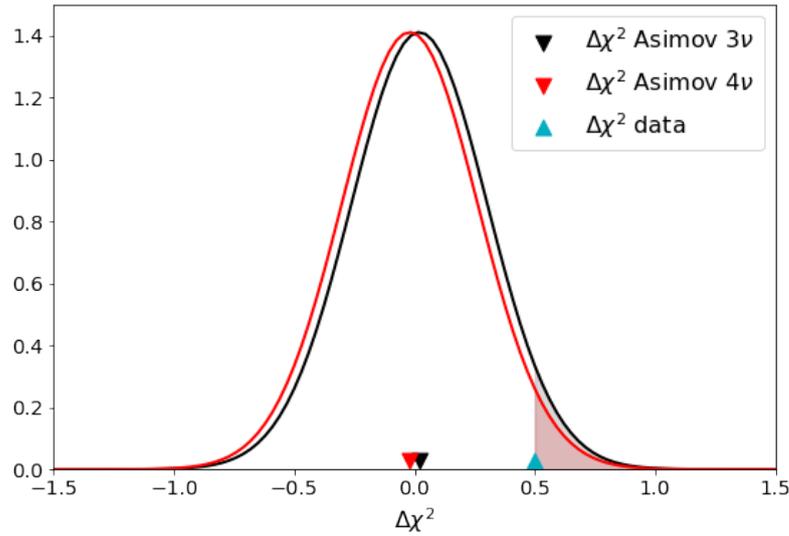


Рисунок 5.2 — Распределение статистики $\Delta\chi^2 = \chi_{4\nu}^2 - \chi_{3\nu}^2$ для сигнальной гипотезы (4ν , красная линия) и для нулевой гипотезы (3ν , черная линия). Без поправки на $CL_{3\nu}$ точка в пространстве параметров $\Delta m_{41}^2, \sin^2 2\theta_{ee}$ с такими результатами для тестовой статистики исключалась бы на уровне достоверности $1 - \alpha \approx 97\%$. Использование CL_s позволяет избежать переоценки областей исключения. $CL_s = CL_{4\nu}/CL_{3\nu} = 0.03/0.04 \approx 0.7$.

перименты PROSPECT и STEREO приводят в своих публикациях результаты, полученные различными статистическими методами, в том числе и CL_s [21; 22]. Сравнение областей исключения на 95% уровне достоверности приведено на рисунке 5.3. Кроме того, показана наилучшая точка, полученная в эксперименте Нейтрино-4 [24]. Все эти эксперименты установлены вблизи компактных исследовательских реакторов и расположены ближе к реактору, нежели DANSS, что дает более высокую чувствительность в области больших значений Δm_{41}^2 .

Эксперимент NEOS использует метод растрового сканирования для получения областей исключения [16]. Сравнение областей исключения на 90% уровне достоверности приведено на рисунке 5.4. Поскольку в детекторе NEOS отсутствует сегментация и нет возможности изменять расстояние от детектора до реактора, то для проведения модельно-независимого анализа использовался восстановленный спектр антинейтрино, измеренный в эксперименте Daya Bay [38]. При этом пришлось учесть все возможные систематические эффекты, связанные с различием реакторов, на которых установлены эти эксперименты. Недавно коллаборация RENO выпустила публикацию с объединением результатов измерений RENO и NEOS для поиска нейтринных осцилляций. Поскольку детекторы NEOS и RENO находятся около одного и того же реактора, потенциальных систематических оши-

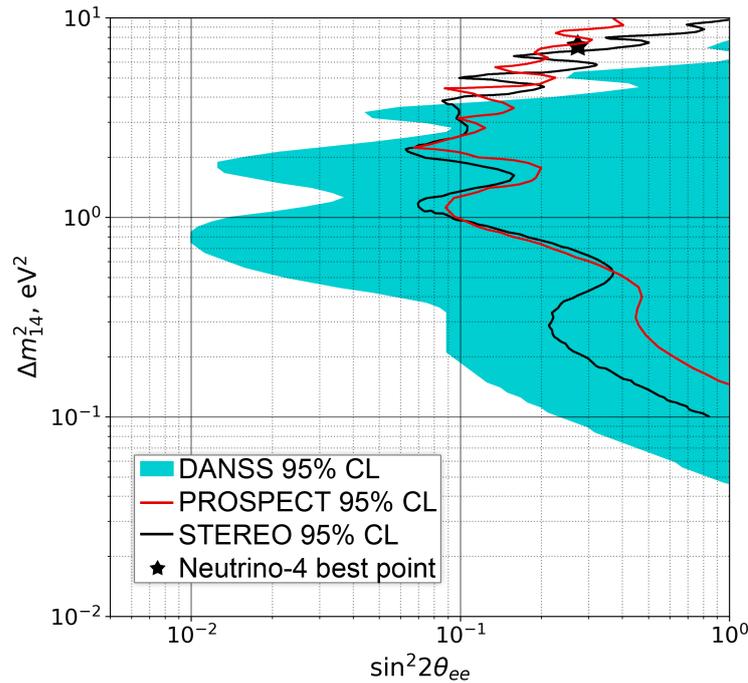


Рисунок 5.3 — Области исключения на 95% уровне достоверности полученные гауссовским CL_s методом. Для DANSS исключается залитая область, для PROSPECT и STEREO область справа от контура. Черная точка – наилучшая точка в пространстве параметров, полученная в эксперименте Нейтрино-4.

бок должно быть меньше. Совместные результаты RENO и NEOS [43] несколько отличаются от того, что было ранее представлено коллаборацией NEOS.

В данный момент эксперимент SoLid не приводит результатов по поиску стерильного нейтрино из-за проблем с высоким уровнем коррелированного фона, которые обсуждались во введении.

5.3. Глобальный анализ

Делалось много попыток объединить результаты различных экспериментов для получения наиболее полной информации о параметрах гипотетического стерильного нейтрино [44–46]. Это довольно сложно сделать, поскольку разные эксперименты используют различные методы статистического анализа, а часть их систематических ошибок может иметь корреляции. Простейшим подходом является предположение, что величина $\Delta\chi^2 = \chi^2_{4\nu} - \chi^2_{\min}$ имеет распределение χ^2 с двумя

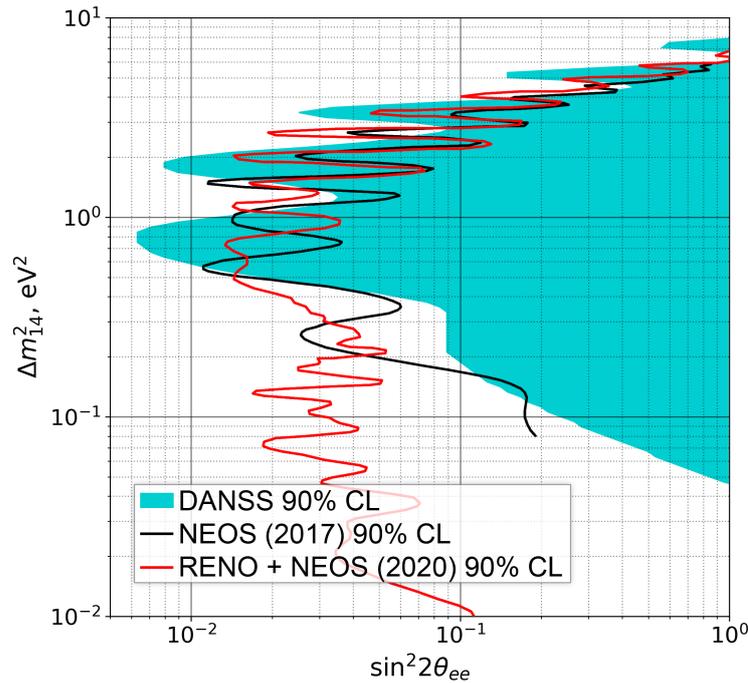


Рисунок 5.4 — Области исключения на 90% уровне достоверности полученные методом растрового сканирования. Для DANSS исключается залитая область, для NEOS область справа от контура.

степенями свободы в соответствии с теоремой Вилкса [35]. Как уже обсуждалось ранее, это предположение не выполняется при поиске стерильных нейтрино на реакторах. Однако такой подход широко использовался. На рисунке 5.5 показаны результаты одного из таких анализов [44]. Наилучшая точка для гипотезы со стерильным нейтрино соответствует $\Delta m_{41}^2 = 1.3 \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta_{ee} = 0.036$ и имеет значимость 3.2σ . Наибольший вес в этот результат вносят данные эксперимента DANSS за первый год набора статистики [A4] и эксперимента NEOS [16]. Результаты эксперимента Neutrino-4 в этом анализе не рассматривались. Для того, чтобы избежать предположения, что величина $\Delta\chi^2 = \chi_{4\nu}^2 - \chi_{\min}^2$ имеет распределение χ^2 с двумя степенями свободы, в работе [45] было проведено упрощенное МК-моделирование экспериментов DANSS [47], NEOS [16], Bugey-3 [48], и PROSPECT [49]. Было показано, что результаты с использованием упрощенного моделирования эксперимента PROSPECT [49] дает очень близкие области исключения со случаем полного МК моделирования, выполненного в оригинальной работе. При этом области исключения для $\sin^2 2\theta_{ee}$ оказались в несколько раз менее жесткими, чем при предположении о справедливости теоремы Вилкса для данного анализа. После этого был проведен совместный фит результатов четырех

экспериментов. Результат показан на рисунке 5.6. Значимость наилучшей точки для гипотезы со стерильным нейтрино $\Delta m_{41}^2 = 1.3 \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta_{ee} = 0.026$ соответствует 1.8σ . В случае предположения о справедливости теоремы Вилкса для данного анализа, значимость наилучшей точки составляет 2.4σ . Хотя в данной работе были использованы не все имеющиеся эксперименты, можно заключить, что значимость указания на существование стерильного нейтрино в экспериментах, использующих отношения спектров нейтрино на коротких расстояниях от реактора составляет около 2σ (без учета результатов эксперимента Нейтрино-4). Добавление результатов по абсолютному потоку антинейтрино от реакторов и учет Галлиевой Аномалии может увеличить значимость, но не сильно, поскольку основной вклад в чувствительность сейчас вносят эксперименты измеряющие отношение антинейтринных спектров на разных расстояниях от реактора (DANSS, NEOS, PROSPECT и STEREO).

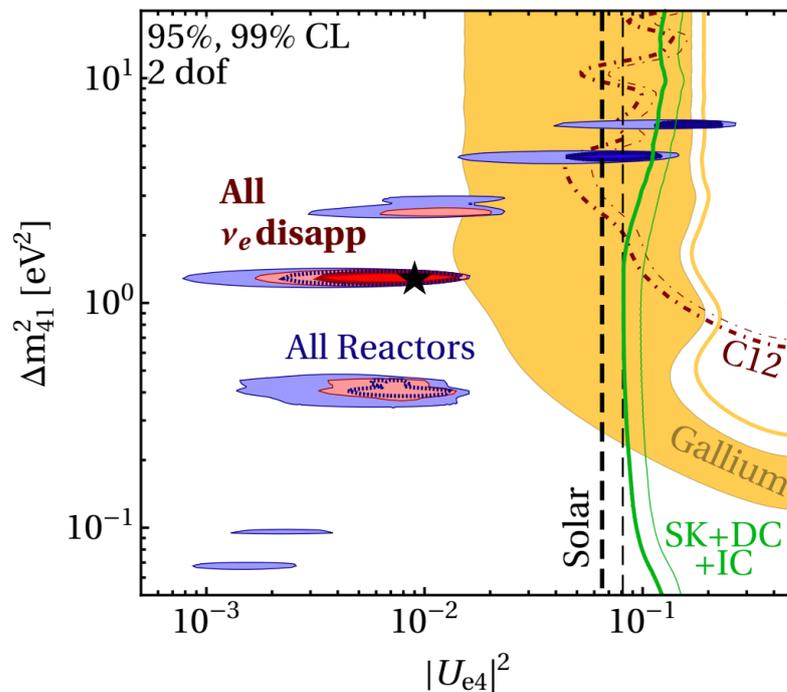


Рисунок 5.5 — Результаты глобального фитирования из работы [44, рис. 3] для $\nu_e/\bar{\nu}_e$ исчезновения в модели 3+1. Заполненные области соответствуют разрешенным значениям в пространстве параметров $|U_{e4}|^2$, Δm_{41}^2 . Область пространства параметров справа от контуров исключается. Зеленые линии соответствуют пределам на основе данных SuperK, IceCube и DeepCore.

Появление электронных (анти)нейтрино в пучках мюонных (анти)нейтрино в моделях со стерильными нейтрино происходит за счет осцилляций мюонного нейтрино в стерильное, а затем стерильного в электронного. Поэтому вероятность

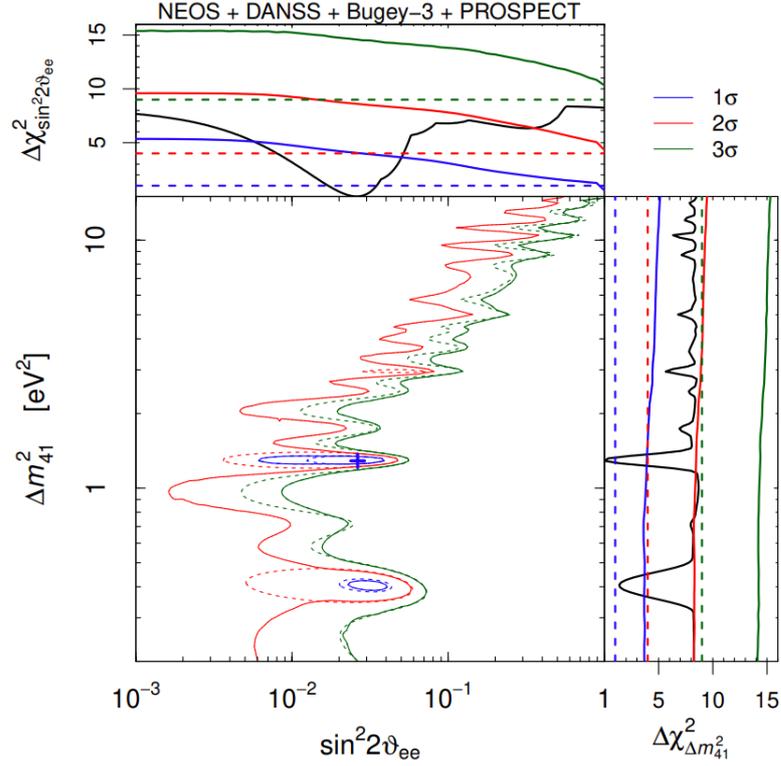


Рисунок 5.6 — Результаты глобального фитирования из работы [45, рис. 3] в пространстве параметров Δm_{41}^2 , $\sin^2 2\theta_{ee}$. Разрешенные 1σ (синий), 2σ (красный), 3σ (зеленый) контуры получены для совместного анализа данных четырех реакторных экспериментов: NEOS [16], DANSS [47], Bugey-3 [48] и PROSPECT [49]. Сплошные линии соответствуют контурам, полученным с помощью Монте-Карло экспериментов для генерации распределения $\Delta\chi^2$ (метод Фельдмана-Кузинса), а пунктирные в предположении теоремы Вилкса. Синий крест соответствует наилучшей точке.

возникновения электронного нейтрино пропорциональна произведению вероятности исчезновения мюонного нейтрино и вероятности исчезновения электронного нейтрино:

$$P^{\text{SBL}} \approx \sin^2 2\theta_{\mu e} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E} \right), \quad (5.1)$$

$$\sin^2 2\theta_{\mu e} = 4|U_{e4}|^2|U_{\mu4}|^2 \approx \frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{ee} \sin^2 2\theta_{\mu\mu} \quad (5.2)$$

Как обсуждалось выше, имеются весьма жесткие пределы на вероятность исчезновения для реакторных электронных антинейтрино (они справедливы и для электронных нейтрино). Жесткие пределы установлены и на вероятность исчезновения мюонных нейтрино [50]. В результате можно получить очень сильные ограничения на вероятность появления электронных (анти)нейтрино в пуч-

ках мюонных (анти)нейтрино, которые противоречат параметрам, необходимым для описания наблюдаемой вероятности появления электронных (анти)нейтрино в пучках мюонных(анти)нейтрино, показанной на рисунке 5.7 [44]. Таким образом, в моделях со стерильным нейтрино не удастся одновременно описать процессы исчезновения электронных и мюонных (анти)нейтрино и процесс возникновения электронных (анти)нейтрино в пучках мюонных (анти)нейтрино. Добавление второго стерильного нейтрино не исправляет ситуацию [44].

Стандартная космологическая модель исключает возможность существования стерильного нейтрино с массой порядка 1 эВ^2 . Обсуждение этого вопроса выходит за рамки данной работы. Однако существуют модели в которых существование таких стерильных нейтрино возможно. Например в модели с дополнительным псевдоскаляром [51] существование стерильных нейтрино с массой порядка 1 эВ^2 не запрещено. В этой модели исчезает противоречие между измерениями постоянной Хаббла H_0 на разных расстояниях. Более того, одновременный фит космологических данных и результатов по поиску стерильных нейтрино на реакторах дает наиболее вероятное значение для массы стерильного нейтрино, равное 1.14 эВ^2 .

Можно заключить, что вопрос о существовании стерильного нейтрино остается открытым. В близком будущем ожидаются новые результаты от экспериментов на реакторах, некоторые из которых проходят модернизацию. В скором времени должны появиться результаты эксперимента BEST [52], измеряющего в Ga/Ge детекторе поток нейтрино от сверхмощного радиоактивного источника. Этот эксперимент должен прояснить ситуацию с галлиевой аномалией.

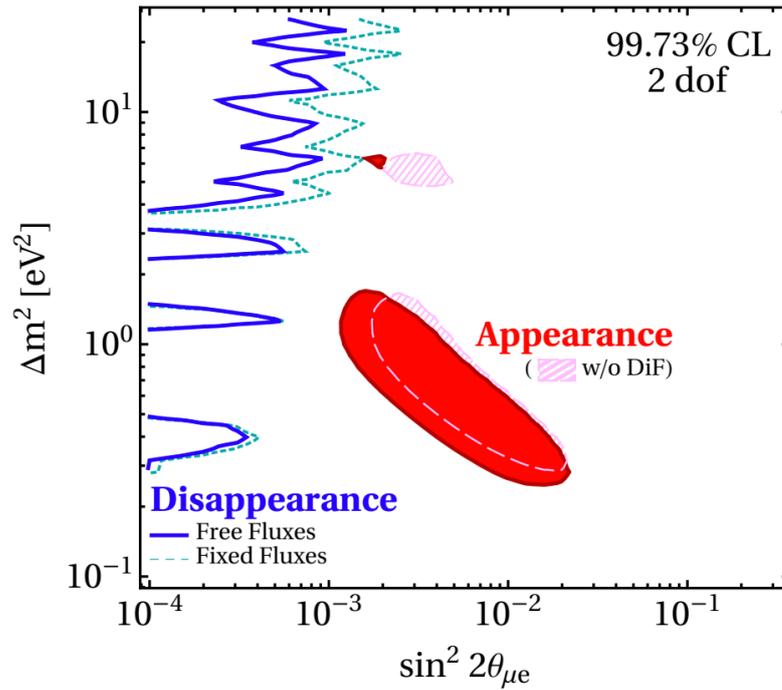


Рисунок 5.7 — Результаты глобального фитирования из работы [44, рис. 7] в пространстве параметров $\sin^2 2\theta_{\mu e}$, Δm_{41}^2 . Синие контуры соответствуют пределам для данных по исчезновению электронных(мюонных) (анти)нейтрино со свободными значениями потоков (сплошная линия) и зафиксированными значениями потоков (пунктирная линия). Заполненные контуры соответствуют разрешенным областям на основе данных по возникновению электронных (анти)нейтрино в пучках мюонных (анти)нейтрино.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Разработан метод анализа данных с использованием информации только о форме спектров на основе сравнения измеренных отношений энергетических спектров позитронов в реакции обратного бета-распада на разных расстояниях от реактора с использованием гауссовского CL_s метода. На основе этого максимально модельно-независимого метода получены ограничения на параметры гипотетического стерильного нейтрино. Область исключения перекрывает большую и самую интересную часть предсказаний на основе результатов предыдущих экспериментов, указывающих на существование стерильного нейтрино (GA и RAA). Для ряда областей параметров полученные ограничения оказались лучшими в мире. В частности, наилучшая точка для объяснения предыдущих экспериментов исключена на уровне более 5σ , что также является лучшим в мире результатом. Показано, что гауссовский CL_s метод в среднем дает более консервативные результаты, чем метод растрового сканирования. Проведен анализ влияния систематических погрешностей и продемонстрирована стабильность результатов.
2. С помощью численных Монте-Карло экспериментов получены оценки чувствительности установки к параметрам гипотетического стерильного нейтрино. Получены оценки чувствительности эксперимента после его модернизации. Показано, что расширение чувствительности установки в области больших Δm_{41}^2 позволит проверить результаты эксперимента Нейтрино-4, который заявляет о наблюдении стерильного нейтрино.
3. Изучены дополнительные систематические погрешности, влияющие на анализ с учетом информации об относительных счетах детектора на разных расстояниях до реактора. Стабильная работа детектора в течении 4 лет демонстрирует, что эти погрешности достаточно малы для использования такого метода анализа. Получены ограничения на параметры стерильного нейтрино на основе не только различий в форме энергетического спектра позитронов, но и с учетом зависимости относительных счетов антинейтрино в зависимости от расстояния до реактора. Использование дополнительной информации позволило еще более расширить область

исключения параметров стерильного нейтрино, которая для некоторых Δm_{41}^2 простирается вплоть до $\sin^2 2\theta_{ee} < 0.01$, что стало лучшим в мире.

4. С помощью метода Фельдмана-Кузинса установлена значимость полученной в эксперименте наилучшей точки для гипотезы со стерильным нейтрино, равная 1.5σ . Показано, что это более консервативная оценка значимости, нежели часто используемая оценка на основе применения теоремы Вилкса (условия которой не выполняются при поиске осцилляций нейтрино). Таким образом, в эксперименте DANSS не обнаружено статистически значимых свидетельств существования стерильного нейтрино.
5. Разработан метод коррекции нелинейности кремниевых фотоумножителей при помощи восстановленных треков космических мюонов, примененный в анализе по поиску стерильного нейтрино. Определено эффективное количество пикселей в кремниевых фотоумножителях. Проверена линейность отклика сцинтилляционных счетчиков после корректировки насыщения кремниевых фотоумножителей, которая оказалась лучше 1%.

Планируется дальнейший набор данных и их анализ. Проводится работа по модернизации детектора и планируется последующая работа с данными.

Автор выражает глубокую благодарность научному руководителю Данилову Михаилу Владимировичу за постановку задачи и всестороннюю помощь в ее реализации, постоянный интерес к работе, полезные дискуссии и замечания, а также неустанную поддержку.

Автор очень признателен коллективу коллаборации DANSS за возможность работы в данном проекте, интересные дискуссии и обсуждения полученных результатов. Выражаю искреннюю благодарность своим коллегам Игорю Алексееву, Александру Кобякину и Дмитрию Свириде за плодотворные обсуждения методов анализа данных, ценные советы, а также помощь в работе с программным обеспечением.

Я очень признательна коллективу Лаборатории тяжёлых кварков и лептонов ФИАН за создание приятной рабочей атмосферы. Наконец, хочу поблагодарить своих родных и друзей за моральную поддержку в ходе работы над данным исследованием и диссертацией.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. *Skrobova, N.* Statistical data analysis in the DANSS experiment [Text] / N. Skrobova // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Vol. 1690. — P. 012173. — URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1690/1/012173>.
- A2. DANSS Neutrino Spectrometer: Detector Calibration, Response Stability, and Light Yield [Text] / I. G. Alekseev [et al.] // Phys. Part. Nuclei Lett. — 2018. — Vol. 15. — P. 272. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1547477118030020>.
- A3. *Skrobova, N.* Calibration of the DANSS Detector with Cosmic Rays [Text] / N. Skrobova // Bull. Lebedev Phys. Inst. — 2018. — Vol. 45. — P. 325. — URL: <https://doi.org/10.3103/S106833561810010X>.
- A4. Search for sterile neutrinos at the DANSS experiment [Text] / I. Alekseev [et al.] // Phys.Lett.B. — 2018. — Vol. 787, no. 10. — P. 6—63. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.10.038>.
- A5. *Skrobova, N.* Statistical data analysis in the DANSS experiment [Text] / N. Skrobova // Journal of Physics: Conference Series. — 2019. — Vol. 1390. — P. 012056. — URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1390/1/012056>.
- A6. *Skrobova, N.* Estimation of the DANSS Experiment Sensitivity to Neutrino Oscillations [Text] / Skrobova, N. // Bull. Lebedev Phys. Inst. — 2020. — Vol. 47. — P. 101—104. — URL: <https://doi.org/10.3103/S1068335620040077>.
- A7. *Skrobova, N.* New results from the DANSS experiment [Text] / N. Skrobova // International Journal of Modern Physics A. — 2020. — Dec. — Vol. 35. — P. 2044015. — URL: <https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/S0217751X20440157>.
- A8. *Skrobova, N.* Statistical Data Analysis in the DANSS Experiment Including Antineutrino Relative Count Rate Data as a Function of Distance [Text] / Skrobova, N. // Bull. Lebedev Phys. Inst. — 2020. — Vol. 47. — P. 271—275. — URL: <https://doi.org/10.3103/S1068335620090067>.

Список литературы

1. Measurement of the response of a Ga solar neutrino experiment to neutrinos from a ^{37}Ar source [Text] / J. N. Abdurashitov [et al.] // Phys.Rev. C. — 2006. — Vol. 73. — P. 045805. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.73.045805>.
2. Reanalysis of the Gallex solar neutrino flux and source experiments [Text] / F. Kaether [et al.] // Physics Letters B. — 2010. — Vol. 685, no. 1. — P. 47—54. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269310000729>.
3. Improved predictions of reactor antineutrino spectra [Text] / T. A. Mueller [et al.] // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 83, issue 5. — P. 054615. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.83.054615>.
4. *Giunti, C.* Statistical significance of the gallium anomaly [Text] / C. Giunti, M. Laveder // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 83, issue 6. — P. 065504. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.83.065504>.
5. Reactor antineutrino anomaly [Text] / G. Mention [et al.] // Phys. Rev. D. — 2011. — Vol. 83, issue 7. — P. 073006. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.83.073006>.
6. *Huber, P.* Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors [Text] / Huber, P. // Phys.Rev.C. — 2011. — Vol. 84. — P. 024617.
7. Determination of the antineutrino spectrum from ^{235}U thermal neutron fission products up to 9.5 MeV [Text] / K. Schreckenbach [et al.] // Physics Letters B. — 1985. — Vol. 160, no. 4. — P. 325—330. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269385913371>.
8. *von Feilitzsch, F.* Experimental beta-spectra from ^{239}Pu and ^{235}U thermal neutron fission products and their correlated antineutrino spectra [Text] / F. von Feilitzsch, A. Hahn, K. Schreckenbach // Physics Letters B. — 1982. — Vol. 118, no. 1. — P. 162—166. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269382906220>.

9. Antineutrino spectra from ^{241}Pu and ^{239}Pu thermal neutron fission products [Text] / A. Hahn [et al.] // *Physics Letters B*. — 1989. — Vol. 218, no. 3. — P. 365—368. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269389915980>.
10. *Kopeikin, V.* Reevaluating reactor antineutrino spectra with new measurements of the ratio between ^{235}U and ^{239}Pu β spectra [Text] / V. Kopeikin, M. Skorokhvatov, O. Titov. — 2021. — URL: <https://arxiv.org/abs/2103.01684>.
11. *Kopeikin, V. I.* Measurement of the Ratio of Cumulative Spectra of Beta Particles from ^{235}U and ^{239}Pu Fission Products for Solving Problems of Reactor-Antineutrino Physics [Text] / V. I. Kopeikin, Y. N. Panin, A. A. Sabelnikov // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2021. — Vol. 84, issue 1. — P. 1—10.
12. Significant Excess of Electronlike Events in the MiniBooNE Short-Baseline Neutrino Experiment [Text] / A. A. Aguilar-Arevalo [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. 121, issue 22. — P. 221801. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.221801>.
13. Evidence for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations from the LSND Experiment at the Los Alamos Meson Physics Facility [Text] / C. Athanassopoulos [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1996. — Vol. 77, issue 15. — P. 3082—3085. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.3082>.
14. The first observation of effect of oscillation in Neutrino-4 experiment on search for sterile neutrino [Text] / A. P. Serebrov [et al.] // *Jetp Lett.* — 2019. — Vol. 109. — P. 213—221. — URL: <https://doi.org/10.1134/S0021364019040040>.
15. DANSS: Detector of the reactor AntiNeutrino based on Solid Scintillator [Text] / I. Alekseev [et al.] // *JINST*. — 2016. — Vol. 11, no. 11. — P11011. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/11/P11011>.
16. Sterile Neutrino Search at the NEOS Experiment [Text] / Y. J. Ko [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — Vol. 118, issue 12. — P. 121802. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.121802>.
17. The PROSPECT reactor antineutrino experiment [Text] / J. Ashenfelter [et al.] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2019. — Vol. 922. — P. 287—309. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218318953>.

18. A novel segmented-scintillator antineutrino detector [Text] / Y. Abreu [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2017. — Vol. 12, no. 04. — P04024—P04024. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/04/p04024>.
19. The STEREO experiment [Text] / N. Allemandou [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2018. — Vol. 13, no. 07. — P07009—P07009. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/07/p07009>.
20. *Danilov, M.* Searches for sterile neutrinos at very short baseline reactor experiments [Text] / M. Danilov // J.Phys.Conf.Ser. — 2019. — Vol. 1390, no. 1. — P. 012049.
21. Improved short-baseline neutrino oscillation search and energy spectrum measurement with the PROSPECT experiment at HFIR [Text] / M. Andriamirado [et al.] // Phys. Rev. D. — 2021. — Vol. 103, issue 3. — P. 032001. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.103.032001>.
22. Improved sterile neutrino constraints from the STEREO experiment with 179 days of reactor-on data [Text] / H. Almazán [et al.] // Phys. Rev. D. — 2020. — Vol. 102, issue 5. — P. 052002. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.102.052002>.
23. SoLid: a short baseline reactor neutrino experiment [Text] / Y. Abreu [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2021. — Vol. 16, no. 02. — P02025—P02025. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/02/p02025>.
24. *Serebrov, A. P.* The analysis of the results of the Neutrino-4 experiment on search for sterile neutrino and comparison with results of other experiments [Text] / A. P. Serebrov, R. M. Samoilov // JETP Lett. — 2020. — Vol. 112. — P. 211—225. — URL: <https://doi.org/10.1134/S0021364020160122>.
25. *Danilov, M. V.* Comment on "Analysis of the Results of the Neutrino-4 Experiment on the Search for the Sterile Neutrino and Comparison with Results of Other Experiments" (JETP Letters 112, 199 (2020)) [Text] / M. V. Danilov, N. A. Skrobova // JETP Lett. — 2020. — Vol. 112, no. 7. — P. 452—454. — URL: <https://doi.org/10.1134/S0021364020190066>.
26. Neutrino-4 anomaly: Oscillations or fluctuations? [Text] / C. Giunti [et al.] // Physics Letters B. — 2021. — Vol. 816. — P. 136214. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269321001544>.

27. Note on arXiv:2005.05301, 'Preparation of the Neutrino-4 experiment on search for sterile neutrino and the obtained results of measurements' [Text] / H. Almazan [et al.] // arXiv:2006.13147. — 2020. — URL: <https://arxiv.org/abs/2006.13147>.
28. Improved STEREO simulation with a new gamma ray spectrum of excited gadolinium isotopes using FIFRELIN [Text] / H. Almazan [et al.] // The European Physical Journal A. — 2019. — Vol. 55. — P. 183. — URL: <https://doi.org/10.1140/epja/i2019-12886-y>.
29. *Litaize, O.* Fission modelling with FIFRELIN [Text] / O. Litaize, O. Serot, L. Berge // The European Physical Journal A. — 2015. — Vol. 51. — P. 177. — URL: <https://doi.org/10.1140/epja/i2015-15177-9>.
30. Review of Particle Physics [Text] / P. Zyla [et al.] // PTEP. — 2020. — Vol. 2020, no. 8. — P. 083C01.
31. Modeling crosstalk in silicon photomultipliers [Text] / L. Gallego [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2013. — Vol. 8. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/05/P05010>.
32. The Nonuniformity of the Light Yield in Scintillator Strips with Wavelength-Shifting Fibers of the DANSS Detector [Text] / I. G. Alekseev [et al.] // Instrum Exp Tech. — 2018. — Vol. 61. — P. 328—331. — URL: <https://doi.org/10.1134/S002044121803003X>.
33. *Alessandro Strumia and Francesco Vissani.* Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section [Text] / Alessandro Strumia and Francesco Vissani // Phys.Lett.B. — 2003. — Vol. 564. — P. 42—54.
34. The Gaussian CL_s method for searches of new physics [Text] / X. Qian [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2016. — Vol. 827. — P. 63—78. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890021630314X>.
35. *Wilks, S. S.* The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses [Text] / S. S. Wilks // Ann. Math. Statist. — 1938. — Vol. 9, no. 1. — P. 60—62.
36. *Svirida, D.* DANSS experiment: current status and future plans [Text] / D. Svirida // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Vol. 1690. — P. 012179. — URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1690/1/012179>.

37. Industrial Reactor Power Monitoring Using Antineutrino Counts in the DANSS Detector [Text] / I. G. Alekseev [et al.] // Phys. At. Nuclei. — 2019. — Vol. 82. — P. 415.
38. Improved measurement of the reactor antineutrino flux and spectrum at Daya Bay [Text] / F. P. An [et al.] // Chinese Physics C. — 2017. — Vol. 41, no. 1. — P. 013002. — URL: <https://doi.org/10.1088/1674-1137/41/1/013002>.
39. *Feldman, G. J.* Unified approach to the classical statistical analysis of small signals [Text] / G. J. Feldman, R. D. Cousins // Phys. Rev. D. — 1998. — Vol. 57, issue 7. — P. 3873—3889.
40. *Matteo Agostini and Birgit Neumair.* Statistical methods applied to the search of sterile neutrinos [Text] / Matteo Agostini and Birgit Neumair // The European Physical Journal C. — — Vol. 80. — P. 750.
41. *Coloma, P.* Statistical interpretation of sterile neutrino oscillation searches at reactors [Text] / P. Coloma, P. Huber, T. Schwetz // The European Physical Journal C. — 2021. — Vol. 81. — P. 2. — URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08774-2>.
42. *Silaeva, S. V.* Simulation of an experiment on looking for sterile neutrinos at nuclear reactor [Text] / S. V. Silaeva, V. V. Sinev. — 2020. — URL: <https://arxiv.org/abs/2001.10752>.
43. Search for sterile neutrino oscillation using RENO and NEOS data [Text] / Z. Atif [et al.] // arXiv:2011.00896. — 2020. — URL: <https://arxiv.org/abs/2011.00896>.
44. Updated global analysis of neutrino oscillations in the presence of eV-scale sterile neutrinos [Text] / M. Dentler [et al.] // J. High Energ. Phys. — 2018. — Vol. 8. — P. 10. — URL: [https://doi.org/10.1007/JHEP08\(2018\)010](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2018)010).
45. *Giunti, C.* Updated global analysis of neutrino oscillations in the presence of eV-scale sterile neutrinos [Text] / C. Giunti // Phys. Rev. D. — 2020. — Vol. 101. — P. 095025. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.095025>.
46. *Berryman, J. M.* Sterile neutrinos and the global reactor antineutrino dataset [Text] / J. M. Berryman, P. Huber // Journal of High Energy Physics. — 2021. — Vol. 2021, issue 1. — P. 167. — URL: [https://doi.org/10.1007/JHEP01\(2021\)167](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2021)167).
47. *Danilov, M.* Recent results of the DANSS experiment [Text] / M. Danilov // PoS. — 2020. — Vol. EPS—HEP2019. — P. 401.

48. Search for neutrino oscillations at 15, 40 and 95 meters from a nuclear power reactor at Bugey [Text] / B. Achkar [et al.] // Nuclear Physics B. — 1995. — Vol. 434, no. 3. — P. 503—532. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/055032139400513E>.
49. First Search for Short-Baseline Neutrino Oscillations at HFIR with PROSPECT [Text] / J. Ashenfelter [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Vol. 121, issue 25. — P. 251802. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.251802>.
50. Search for Sterile Neutrinos in MINOS and MINOS+ Using a Two-Detector Fit [Text] / P. Adamson [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. — Vol. 122, issue 9. — P. 091803. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.091803>.
51. Sterile neutrino self-interactions: H_0 tension and short-baseline anomalies [Text] / M. Archidiacono [et al.] // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2020. — Vol. 2020, no. 12. — P. 029—029. — URL: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/12/029>.
52. BEST potential in testing the eV-scale sterile neutrino explanation of reactor antineutrino anomalies [Text] / V. Barinov [et al.] // Phys. Rev. D. — 2019. — Vol. 99, issue 11. — P. 111702. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.99.111702>.