

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«УТОЧНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОТБОРА СОБЫТИЙ ОБРАТНОГО
БЕТА-РАСПАДА И ВКЛАДА ФОНА ОТ ЛИТИЯ-9 В ОШИБКУ
ИЗМЕРЕНИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ DAYA BAY»**

Выполнил студент

209м группы

Должиков Дмитрий Александрович



Научный руководитель:

доктор физ.-мат. наук Наумов Дмитрий Вадимович

Научный консультант:

кандидат физ.-мат. наук Гончар Максим Олегович

Допущен к защите _____

Зав. кафедрой академик РАН Матвеев В.А.

Москва

2020

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1 НЕЙТРИННАЯ ФИЗИКА	6
1.1 Нейтрино в Стандартной Модели	6
1.2 Осцилляций нейтрино в вакууме	7
1.3 Источники нейтрино	11
1.3.1 Реакторные нейтрино	11
1.4 Современные эксперименты с реакторными нейтрино	13
1.4.1 Эксперимент Double-CHOOZ	14
1.4.2 Эксперимент Daya Bay	16
1.4.3 Эксперимент RENO	16
ГЛАВА 2 Эксперимент Daya Bay	18
2.1 Конфигурация эксперимента	18
2.2 Детектор антинейтрино	20
2.2.1 Мишень	20
2.2.2 Улавливатель гамма-квантов	21
2.2.3 Минеральное масло	21
2.2.4 Система мюонного вето	21
2.3 Критерии отбора событий обратного бета-распада	22
2.4 Фон	24
2.4.1 Спонтанное излучение ФЭУ	24
2.4.2 Случайные совпадения	25
2.4.3 Быстрые нейтроны	25
2.4.4 Фон от реакции $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$	26
2.4.5 Фон от калибровочного источника $^{241}\text{Am}^{13}\text{C}$	26
2.4.6 Фон от распада ^9Li и ^8He	27
2.5 Эффективность детектора	29
ГЛАВА 3 УТОЧНЕНИЕ ВКЛАДА ФОНА ОТ ^9Li	32
3.1 Методика уменьшения вклада неопределенности фона от ^9Li и ^8He в измерение осцилляционных параметров	32
3.2 Относительные доли событий во временных окнах А и В	34
3.3 Неопределенность параметров относительных долей событий	36

3.4	Оценка неопределенностей относительных долей событий между разными экспериментальными залами эксперимента Daya Bay и их корреляций	39
3.5	Влияние разделения фона от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ на неопределенность измерения осцилляционных параметров	46
3.5.1	Используемые инструменты	47
3.5.2	Случай одного независимого параметра разделения полезного окна	48
3.5.3	Случай двух независимых параметров разделения полезного окна	50
3.6	Дальнейшие планы	53

ГЛАВА 4	УТОЧНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОТБОРА СОБЫТИЙ ОБРАТНОГО БЕТА-РАСПАДА	55
4.1	Плотность распределения временных интервалов между мгновенным и запаздывающим сигналом	55
4.2	Вычисление эффективности отбора	56
4.3	Изучение вкладов в неопределенность эффективности отбора	57
4.3.1	Вклад в неопределенность эффективности отбора от параметров Монте-Карло моделирования	57
4.3.2	Вклад в неопределенность эффективности отбора от фона случайных совпадений	58
4.3.3	Вклад в неопределенность эффективности отбора от интегрирования гистограммы методом трапеций	61
4.4	Обсуждение результатов	62
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ	63
	СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	65

ВВЕДЕНИЕ

Нейтрино стало известно физике с того момента, когда В. Паули в письме Физическому обществу Тюбингена постулировал существование частицы, которую он считал составной частью ядра, с полуцелым спином и с близкой к нулю массой. Нейтрино было необходимо, для того чтобы обеспечить сохранение энергии, импульса и углового момента в бета-распаде ядер. Несколько позже Э. Ферми при построении теории бета-распада выдвинул верное предположение, что нейтрино не является частью ядер, а рождается в результате их распада.

Более 50 лет прошло с открытия существования нейтрино в эксперименте Ф. Райнеса и К. Коуэна [1]. Некоторые свойства нейтрино стали хорошо известны за это время, но также остались и загадки.

На данный момент известно, что нейтрино это стабильная нейтральная частица, участвующая только в слабых и гравитационных взаимодействиях. Эксперимент, проведенный на большом электрон-позитронном коллайдере, указывает на наличие трех активных ароматов (флейворов) нейтрино $\nu_\alpha = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ [2], ассоциируемых с тремя заряженными лептонами $l_\alpha = (e, \mu, \tau)$.

В 2015 году Нобелевский комитет присудил премию за открытие нейтринных осцилляций руководителям экспериментальных групп Super-Kamiokande и SNO. В 2016 году премию Breakthrough в категории фундаментальная физика получили пять нейтринных экспериментов: Super-Kamiokande, SNO, T2K, Daya Bay и KamLAND, причем именно KamLAND первым явно наблюдал осцилляции спектра нейтрино [3]. Наличие нейтринных осцилляций стало указанием на отличные от нуля массы данных частиц, и, как следствие, физику вне Стандартной Модели.

Для описания нейтринных осцилляций используются 6 параметров: три угла смешивания нейтрино $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$, фаза нарушения CP инвариантности δ_{CP} , расщепления масс Δm_{32}^2 и Δm_{21}^2 . Современные значения данных параметров приведены в таблице 1.

Основной задачей реакторного эксперимента Daya Bay является измерение параметров нейтринных осцилляций: угла смешивания нейтрино θ_{13} и расщепления масс нейтрино Δm_{32}^2 . В настоящее время Daya Bay предоставляет наиболее точное измерение данных параметров. Точность измерения

Таблица 1 — Значения параметров осцилляций, взятые из [4]. Для δ_{CP} приведен интервал значений, соответствующий 2σ . Значения в скобках соответствуют обратной иерархии масс $m_3 < m_1 < m_2$, без скобок — прямой $m_1 < m_2 < m_3$.

Параметр	best-fit	3σ
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5}\text{эВ}^2]$	7.37	6.93–7.96
$\Delta m_{31(23)}^2 [10^{-3}\text{эВ}^2]$	2.56 (2.54)	2.45–2.69 (2.42–2.66)
$\sin^2 \theta_{12}$	0.297	0.250–0.354
$\sin^2 \theta_{23}, \Delta m_{31(32)}^2 > 0$	0.424	0.381–0.615
$\sin^2 \theta_{23}, \Delta m_{31(32)}^2 < 0$	0.589	0.384–0.636
$\sin^2 \theta_{13}, \Delta m_{31(32)}^2 < 0$	0.0215	0.0190–0.0240
$\sin^2 \theta_{13}, \Delta m_{31(32)}^2 > 0$	0.0216	0.0190–0.0242
δ_{CP}/π	1.38 (1.31)	2σ : 1.0–1.9 (0.92–1.88)

θ_{13} , которая будет достигнута к завершению эксперимента (2020 г.), будет наилучшей в течение десятилетий.

Данная работа посвящена уточнению неопределенностей, связанных с эффективностью отбора событий обратного бета-распада и фона от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$, в реакторном нейтринном эксперименте Daya Bay.

Актуальность данной работы связана с возможностью улучшения финального результата на измерение параметров θ_{13} и Δm_{32}^2 , которые в дальнейшем могут быть использованы для более точного измерения фазы нарушения CP инвариантности δ_{CP} (эксперименты T2HK, NOvA, DUNE) и определения иерархии масс нейтрино (эксперименты JUNO, T2HK, NOvA, DUNE, PINGU, ORCA).

ГЛАВА 1

НЕЙТРИННАЯ ФИЗИКА

В данной работе используется система единиц согласно которой:

$$\hbar = c = 1, \quad (1.1)$$

где \hbar — постоянная Планка и c — скорость света в вакууме.

1.1 Нейтрино в Стандартной Модели

В отличие от лептонов и кварков нейтрино не имеет ни электрического, ни цветового заряда и взаимодействует с веществом только в слабых процессах за счет обмена заряженными W^\pm (канал заряженного тока, СС) и нейтральными Z^0 (канал нейтрального тока, НС) промежуточными бозонами. Лагранжианы данного взаимодействия имеют следующий вид [5]:

$$\mathcal{L}_1^{\text{CC}}(x) = -\frac{g}{2\sqrt{2}} j_\alpha^{\text{CC}}(x) W^\alpha(x) + \text{h.c.}, \quad (1.2)$$

$$\mathcal{L}_1^{\text{NC}}(x) = -\frac{g}{2 \cos \theta_W} j_\alpha^{\text{NC}}(x) Z^\alpha(x), \quad (1.3)$$

где $g = e / \sin \theta_W$ — константа связи слабого взаимодействия, e — заряд электрона, θ_W — угол Вайнберга, j_α^{CC} и j_α^{NC} — заряженный и нейтральный лептонные токи:

$$j_\alpha^{\text{CC}}(x) = 2 \sum_{\sigma=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{\sigma L}(x) \gamma_\alpha l_{\sigma L}(x), \quad (1.4)$$

$$j_\alpha^{\text{NC}}(x) = \sum_{\sigma=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{\sigma L}(x) \gamma_\alpha \nu_{\sigma L}(x). \quad (1.5)$$

Только левые киральные поля участвуют в слабом взаимодействии, таким образом, правые киральные состояния нейтрино не взаимодействуют совсем и отсутствуют в лагранжиане Стандартной Модели.

Отсутствие правого состояния нейтрино приводит к тому, что в рамках Стандартной Модели дираковский массовый член для нейтрино не возникает естественным образом, и, как следствие, нейтрино лишено массы. Но в то же время экспериментальное наблюдение нейтринных осцилляций указывает на наличие у нейтрино масс. Этот факт заставил физиков придумать

множество способов введения массового члена нейтрино в лагранжиан Стандартной Модели, рассмотрим два минимальных способа сделать это [6].

Первый способ — ввести правую компоненту нейтринного поля в теорию и массовый член в той же форме, что и для других частиц:

$$\mathcal{L}_D = -M_\nu \bar{\nu}_L \nu_R + \text{h.c.}, \quad (1.6)$$

где M_ν — массовая матрица, в общем случае недиагональная. В этом случае массовые состояния нейтрино являются дираковскими частицами, т.е. $\nu^C \neq \nu$, где C означает зарядовое сопряжение.

Второй способ — сконструировать массовый член только из левых состояний нейтрино:

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2} M_\nu \bar{\nu}_L \nu_L^C + \text{h.c.}. \quad (1.7)$$

В этом случае массовые состояния нейтрино являются майорановскими частицами, т.е. $\nu^C = \nu$.

1.2 Осцилляций нейтрино в вакууме

Нейтринные осцилляции представляют собой периодический процесс, при котором пучок нейтрино с определенным флейвором ν_α со временем полностью или частично превращается в пучок нейтрино другого флейвора ν_β . Впервые идею о наличии флейворных осцилляций нейтрино высказал Б. Понтекорво в конце 1950-х гг [7; 8].

Феномен нейтринных осцилляций возможен благодаря неэквивалентности флейворных $|\nu_\alpha\rangle$ и массовых $|\nu_k\rangle$ ($k = 1, 2, 3$) состояний нейтрино и отличной от нуля разности масс массовых состояний нейтрино. Также для объяснения осцилляций выдвигается гипотеза о том, что нейтрино с определенным флейвором может быть представлено как линейная суперпозиция состояний с определенными массами:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha k}^* |\nu_k(t)\rangle. \quad (1.8)$$

Здесь U — матрица смешивания Понтекорво-Маки-Накагавы-Сакаты (ПМНС), которая обычно записывается в терминах углов смешивания θ_{12} ,

θ_{13} , θ_{23} и фазы CP-нарушения δ_{CP} :

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{13}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

Здесь введены обозначения $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ и $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$.

Вероятность перехода нейтрино из состояния с ароматом α в состояние с другим ароматом β задается следующей формулой:

$$P_{\alpha\beta} = |A_{\alpha\rightarrow\beta}|^2 = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \left| \sum_{k,j} U_{\alpha k}^* U_{\beta j} \langle \nu_j | \nu_i(t) \rangle \right|^2 = \quad (1.10)$$

$$= \sum_{k,j,m,l} U_{\alpha k}^* U_{\beta j} U_{\alpha m}^* U_{\beta l} \langle \nu_j | \nu_k(t) \rangle \langle \nu_m | \nu_l(t) \rangle^*.$$

В плосковолновом приближении массовые состояния нейтрино эволюционируют согласно уравнению Шредингера:

$$|\nu_k(t)\rangle = e^{-iE_k t} |\nu_k(0)\rangle. \quad (1.11)$$

Подстановка (1.11) в (1.10) и учет того, что массовые состояния ортогональны, дает следующее выражение для вероятности перехода нейтрино с ароматом α в нейтрино с ароматом β :

$$P_{\alpha\beta} = \sum_{j,m} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha m}^* U_{\beta m} e^{-i(E_j - E_m)t} = \quad (1.12)$$

$$= \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} + \sum_{j \neq m} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha m}^* U_{\beta m} e^{-i(E_j - E_m)t}.$$

Данное выражение может быть преобразовано к более простому виду:

$$P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>m} \text{Re} (U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha m}^* U_{\beta m}) \sin^2 \frac{(E_j t - E_m t)}{2} + \quad (1.13)$$

$$+ 2 \sum_{j>m} \text{Im} (U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha m}^* U_{\beta m}) \sin (E_j t - E_m t).$$

Для того чтобы получить выражение (1.13), было сделано предположение, что матрица ПМНС унитарная.

Большинство нейтрино в природе являются ультрарелятивистскими, поэтому можно ограничиться первым членом разложение энергии нейтрино в ряд Тейлора:

$$E_j = \sqrt{p^2 + m_j^2} \approx p + \frac{m_j^2}{2p} \approx E + \frac{m_j^2}{2E}. \quad (1.14)$$

Разность энергий E_j и E_m в (1.13) с учетом (1.15) примет вид:

$$E_j - E_m = \frac{m_j^2 - m_m^2}{2E} = \frac{\Delta m_{jm}^2}{2E}. \quad (1.15)$$

Параметр Δm_{jm}^2 часто называют расщеплением масс.

Так как в экспериментах невозможно вычислить точное время t между рождением и детектированием нейтрино, используется приближение согласно которому $t = L$, где L – расстояние между источником и детектором нейтрино, которое можно вычислить с хорошей точностью. Подставив (1.15) в (1.13), получим хорошо известную формулу для вероятности осцилляций в вакууме в плосковолновом приближении:

$$P_{\alpha\beta} \approx \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>m} \operatorname{Re} (U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha m}^* U_{\beta m}) \sin^2 \frac{\Delta m_{jm}^2 L}{4E} + \quad (1.16)$$

$$+ 2 \sum_{j>m} \operatorname{Im} (U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha m}^* U_{\beta m}) \sin \frac{\Delta m_{jm}^2 L}{2E}.$$

Стоит отметить, что формула (1.16) хоть и является правильной, однако в рамках плосковолнового приближения она может быть получена альтернативным методом, в котором аргумент у \sin^2 будет отличаться в два раза. Чтобы получить выражение (1.16) корректно, необходимо использовать подход с волновыми пакетами, который описан, например, в [9].

Вероятность осцилляций антинейтрино можно получить с помощью комплексного сопряжения выражения (1.16). Наличие мнимого параметра $e^{i\delta_{CP}}$ в матрице смешивания ПМНС приводит к тому, что вероятность перехода для нейтрино $\nu_\alpha \leftrightarrow \nu_\beta$ не совпадает с вероятностью перехода для антинейтрино $\bar{\nu}_\alpha \leftrightarrow \bar{\nu}_\beta$.

Вероятность перехода нейтрино само в себя ($\nu_\alpha \leftrightarrow \nu_\alpha$) имеет вид:

$$P_{\alpha\alpha} \approx 1 - 4 \sum_{j>m} |U_{\alpha j}|^2 |U_{\alpha m}|^2 \sin^2 \frac{\Delta m_{jm}^2 L}{4E} \quad (1.17)$$

и называется вероятностью выживания.

Часто в качестве характеристической длины вводят длину осцилляций:

$$L_{ij}^{\text{osc}} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{jm}^2}. \quad (1.18)$$

Хотя формулы (1.16) и (1.17) подходят для широкого спектра экспериментальных вычислений, получены они были с рядом предположений, а именно:

1. в процессах рождения и детектирования нейтрино взаимодействует когерентная суперпозиция состояний с определенными массами ($|\nu_\alpha\rangle = \sum U_{\alpha j}^* |\nu_j\rangle$);
2. массовые состояния $|\nu_i\rangle$ обладают определенными импульсами p_i ;
3. все импульсы p_i одинаковы;
4. нейтрино являются ультрарелятивистскими ($p \gg \max(m_i^2)$);
5. время распространения нейтрино заменяется пройденным расстоянием $t = L$.

Эксперимент Daya Bay измеряет недостаток потока электронный антинейтрино, поэтому выпишем явно вероятность выживания электронных антинейтрино. Для этого подставим в формулу (1.17) коэффициенты из матрицы ПМНС (1.9):

$$P_{\text{sur}} = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \left(\sin^2 \theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} + \cos^2 \theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) - \sin^2 2\theta_{12} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}. \quad (1.19)$$

Расщепления масс нейтрино Δm_{31}^2 и Δm_{32}^2 отличаются друг от друга примерно на 3%, поэтому формула (1.19) может быть упрощена до следующего вида:

$$P_{\text{sur}} = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{ee}^2 L}{4E} - \sin^2 2\theta_{12} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}, \quad (1.20)$$

где Δm_{ee}^2 — характерная для реакторных экспериментов с короткой и средней базой величина, определенная следующим образом:

$$\sin^2 \frac{\Delta m_{ee}^2 L}{4E} = \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} + \cos^2 \theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}. \quad (1.21)$$

Величину Δm_{ee}^2 часто называют флейворным средним.

1.3 Источники нейтрино

Источники нейтрино можно условно разделить на две группы: естественные и искусственные. К естественным нейтрино можно отнести:

1. Космические нейтрино:

- (a) реликтовые (или космологические) нейтрино;
- (b) нейтрино от ядерных реакций внутри звезд (например, солнечные нейтрино);
- (c) нейтрино рожденные в результате взаимодействий космических лучей (например, атмосферные нейтрино);
- (d) нейтрино от вспышек сверхновых.

2. Нейтрино от естественных источников на Земле, возникающие в процессах бета-распада радионуклидов (например, геонейтрино).

К искусственным нейтрино относят:

- 1. Ускорительные нейтрино;
- 2. Реакторные нейтрино.

Эксперимент Daya Bay работает с реакторными нейтрино, поэтому остановимся на них подробнее.

1.3.1 Реакторные нейтрино

Ядерные реакторы являются интенсивными и изотропными источниками электронных антинейтрино. В коммерческих ядерных реакторах энергия выделяется благодаря бета-распадам продуктов деления ядерного топлива, 2-5% которого состоит из обогащенного урана ^{235}U . Один из возможных вариантов цепной реакции ^{235}U изображен на рис. 1.1. Остальной состав ядерного топлива распределен между ^{238}U и изотопами плутония ^{239}Pu и ^{241}Pu , которые также испытывают вынужденное деление после захвата нейтронов.

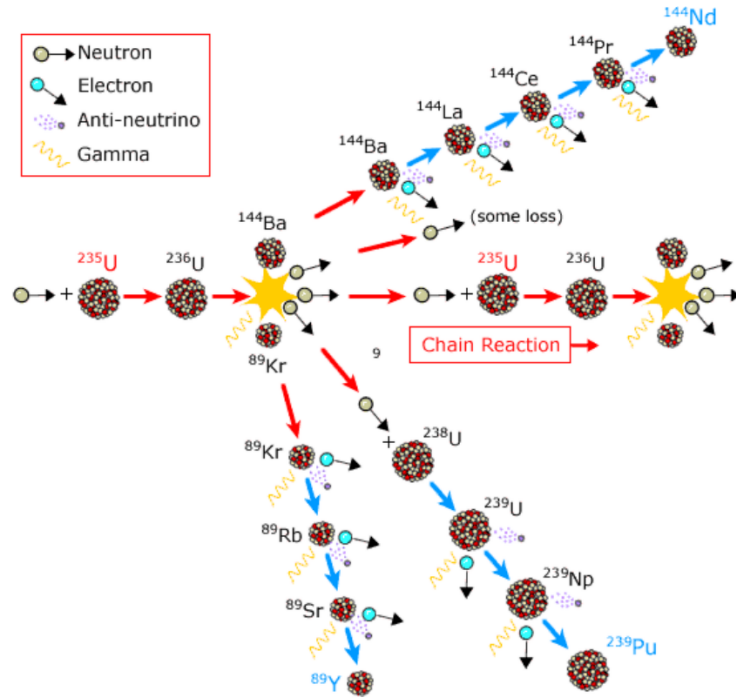
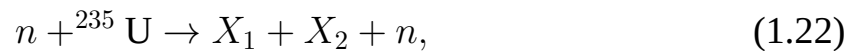


Рисунок 1.1 — Этап цепной реакции деления ^{235}U .

Наиболее важные процессы имеют следующий вид



где X_1 и X_2 два изотопа, содержащих в сумме 142 нейтрона. Чтобы прийти в стабильное состояние этим изотопам необходимо в среднем испытать шесть бета-распадов и, как следствие, излучить 6 электронных антинейтрино. В среднем в результате каждого распада выделяется 204 МэВ энергии. Энергия излучаемых электронных антинейтрино не превышает 10 МэВ со средним значением наблюдаемого спектра около 3 МэВ.

Можно оценить количество антинейтрино, которое излучает реактор:

$$\dot{N}_{\bar{\nu}_e} \approx 6 \times \left(\frac{\text{Мощность}}{204 \text{ МэВ}} \right) \approx 8.9 \times 10^{20} \left(\frac{\text{Мощность}}{10 \text{ ГВт}} \right) \bar{\nu}_e \text{ c}^{-1}. \quad (1.23)$$

Электронные антинейтрино от реактора детектируются при помощи реакции обратного бета-распада (ОБР):



Данная реакция имеет энергетический порог равный 1.8 МэВ и производит два сигнала в детекторе, которые называют мгновенным и запаздывающим.

Мгновенный сигнал соответствует рождению позитрона и его аннигиляции с электроном детектора в два фотона, энергия мгновенного сигнала варьируется от 1 МэВ до 10 МэВ. Запаздывающий сигнал соответствует захвату нейтрона на ядре детектирующего материала и последующей релаксации этого ядра с испусканием фотонов. При захвате нейтрона на водороде, рождается дейтерий, который затем излучает фотон с энергией 2.2 МэВ. Часто в детектирующий материал добавляют изотопы гадолиния. Изотоп ^{155}Gd (^{157}Gd) обладает огромным сечением захвата тепловых нейтронов равным 60.9 кбн (254 кбн) и при релаксации испускает несколько фотонов с суммарной энергией 8.53 МэВ (7.94 МэВ). Временная задержка между мгновенным и запаздывающим сигналом варьируется от десятков до сотен микросекунд в зависимости от ядра на котором происходит захват нейтрона. Схематическое изображение данной реакции предоставлено на рис. 1.2.

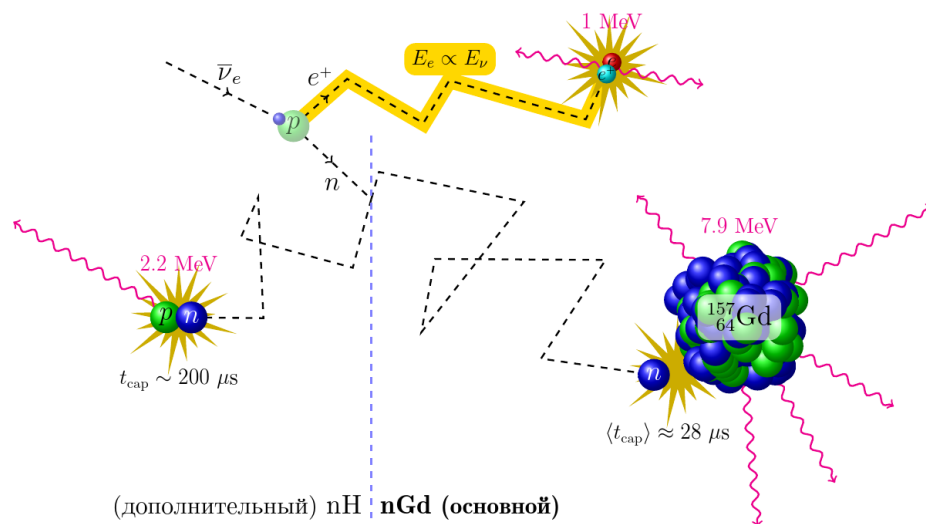


Рисунок 1.2 — Схематическое изображение реакции ОБР на водороде (слева) и гадолинии (справа).

1.4 Современные эксперименты с реакторными нейтрино

В конце 1990-х два эксперимента — CHOOZ [10] и Palo Verde [11] были специально сконструированы для изучения реакторных антинейтрино и поиска угла смешивания θ_{13} . Однако данные, полученные в этих экспериментах, соответствовали гипотезе отсутствия осцилляций.

Результаты экспериментов CHOOZ и Palo Verde позволили сформулировать требования к экспериментам нового поколения, необходимые для снижения систематической погрешности и успешного измерения угла смешивания θ_{13} . Одним из этих требований было наличие нескольких детекторов: ближний детектор, расположенный недалеко от источника нейтрино и предназначенный для измерения начального потока нейтрино, и дальний детектор, измеряющий недостаток нейтрино из-за осцилляций.

В 2000-х было предложено множество схожих реакторных экспериментов, но состоялось в итоге только три: Double CHOOZ [12], Daya Bay [13] и RENO [14].

1.4.1 Эксперимент Double-CHOOZ

Дальний детектор расположен в лаборатории эксперимента CHOOZ, который проводился в 1993-1998 гг. Среднее расстояние от детектора до реакторов составляет 1050 м.

Помещение для ближнего детектора было построено только в 2012 г., поэтому первый осцилляционный анализ был основан только на данных из дальнего детектора, что значительно снизило точность данных измерений. После установки ближнего детектора, идентичного дальнему детектору, точность выросла, но все еще была ограничена из-за относительно небольшой массы мишени детекторов и не самого оптимального расстояния от дальнего детектора до источника антинейтрино.

Дизайн детекторов

Ближний и дальний детекторы состоят из четырех вложенных в друг друга зон, схема детекторов продемонстрирована на рис. 1.3.

Первая (внутренняя) зона служит мишенью для электронных антинейтрино. В качестве детектирующего материала был использован жидкий сцинтиллятор с добавлением гадолиния для увеличения сечения захвата тепловых нейтронов от реакции ОБР. Масса мишени составила 8 т.

Вторая зона — улавливатель гамма-квантов (gamma catcher), который так-

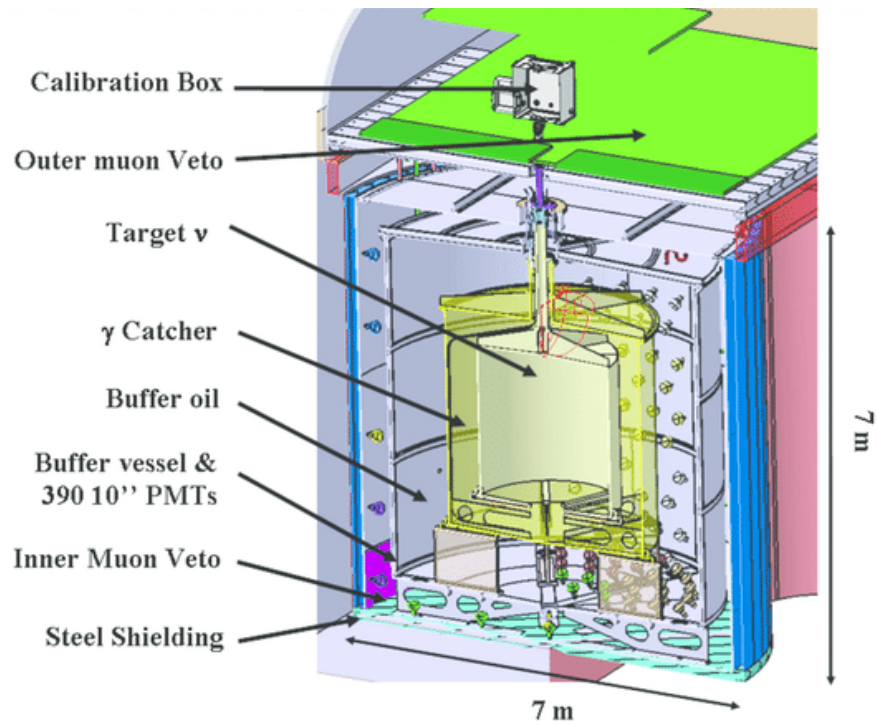


Рисунок 1.3 — Схема детектора Double Chooz.

же наполнен жидким сцинтиллятором, но уже без добавления гадолиния. Эта зона предназначена для увеличения эффективности регистрации продуктов реакции ОБР.

Третья зона представляет собой непрозрачный цилиндр из нержавеющей стали, заполненный линейным алкилбензолом без сцинтиллирующих добавок, по краям которого расположено 390 фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) диаметром 10 дюймов.

Четвертая зона представляет собой внутреннюю вето-систему. Эта зона заполнена сцинтиллятором, а на ее стенках расположены фотоумножители, просматривающие пространство до третьей зоны.

Снаружи детектора находится пассивная защита — слой железа толщиной 17 см.

Результат измерений

Эксперимент Double CHOOZ дал первое среди реакторных нейтринных экспериментов указание на отличное от нуля значение параметра смешивания θ_{13} [15]. Используя статистику порядка 4000 событий, был проведен осцилляционный анализ. При ожидаемых 4344 ± 165 событиях их оказа-

лось 4121. Этому соответствует значение $\sin^2 2\theta_{13} = 0.086 \pm 0.041$ (стат.) ± 0.030 (сист.) для значения $\Delta m_{ee}^2 = 2.4 \times 10^{-3}$ эВ². Результат исключает гипотезу отсутствия осцилляций на уровне достоверности 94.6%.

1.4.2 Эксперимент Daya Bay

Эксперимент Daya Bay расположен в Китае и был сконструирован для измерения угла смешивания θ_{13} . В качестве источника электронных антинейтрино используются две АЭС Daya Bay и Ling Ao. АЭС Daya Bay имеет два реактора, а Ling Ao четыре. Все реакторы имеют тепловую мощность 2.9 ГВт. В отличие от Double CHOOZ, где в первое время использовался только дальний детектор, в эксперименте Daya Bay был в полной мере использован принцип идентичных детекторов на разных расстояниях от источника антинейтрино.

Более подробное описание эксперимента представлено во второй главе. Здесь же остановимся лишь на основных результатах.

Результат измерений

Daya Bay стал первым экспериментом, который сообщил об отличии угла смешивания θ_{13} от нуля со статистической значимостью 5σ [16]. На основе измерений, сделанных за 55 дней, был проведен анализ и получен следующий результат: $\sin^2 2\theta_{13} = 0.092 \pm 0.016$ (стат.) ± 0.005 (сист.) для $\Delta m_{ee}^2 = 2.32 \times 10^{-3}$ эВ².

1.4.3 Эксперимент RENO

Эксперимент RENO (Reactor Experiment for Neutrino Oscillation) проводится в Корее у АЭС Йонгван, которая содержит 6 ядерных реакторов, расположенных вдоль Желтого моря. Два реактора имеют тепловую мощность 2.66 ГВт, а остальные четыре 2.8 ГВт.

Расстояние от ближнего детектора до линии реакторов составляет 294 м, от дальнего – 1380 м. Конструкция детектора напоминает Double CHOOZ,

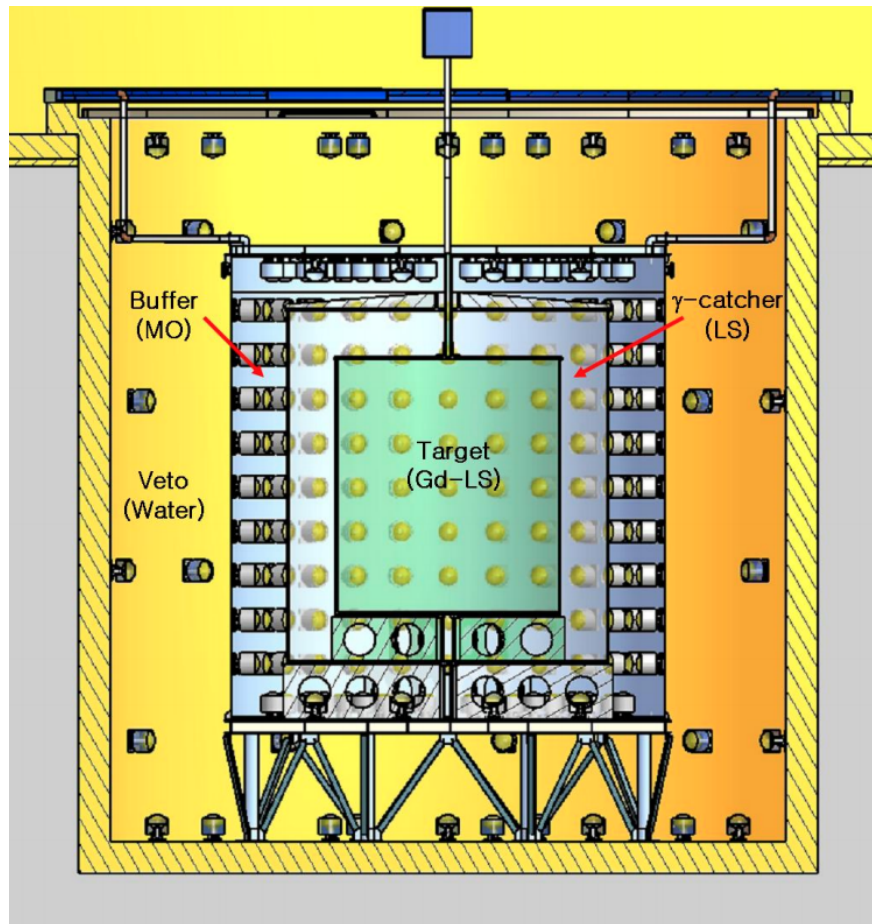


Рисунок 1.4 — Схема детектора RENO.

но имеет мишень массой 16 т. Схематическое изображение детектора продемонстрировано на рис. 1.4.

Результат измерений

Немного позже публикации результатов Daya Bay было опубликовано измерение эксперимента RENO $\sin^2 2\theta_{13} = 0.113 \pm 0.013$ (стат.) ± 0.019 (сист.) для $\Delta m_{ee}^2 = 2.32 \times 10^{-3}$ эВ² со статистической значимостью отличия от нуля угла смешивания θ_{13} равной 4.9σ [17].

ГЛАВА 2

Эксперимент Daya Bay

Эксперимент Daya Bay был предложен в 2003 г. для измерения угла смешивания θ_{13} с чувствительностью к $\sin^2 2\theta_{13}$ равной 0.01 или лучше.

Для достижения такой точности было предложено использовать идентичные детекторы, расположенные на разном расстоянии от источника электронных антинейтрино. Ближний детектор предназначен для измерения начального потока $\bar{\nu}_e$ от реактора, а дальний детектор измеряет недостаток $\bar{\nu}_e$ из-за осцилляций.

Благодаря идентичности детекторов, коррелированные систематические неопределенности полностью или преимущественно сокращаются. Таким образом, неопределенность измерения угла смешивания будет в основном зависеть от некоррелированных неопределенностей детекторов, связанных с числом мишеней-протонов N_p , эффективностью детектирования электронных антинейтрино ε и расстоянием L между ближними и дальними детекторами. Если эти неопределенности хорошо известны, то небольшие различия в вероятности выживания (1.20) становятся детектируемыми в отношении количества событий в ближнем и дальнем детекторах:

$$\frac{N_f}{N_n} = \left(\frac{N_{p,f}}{N_{p,n}} \right) \left(\frac{L_n}{L_f} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_n} \right) \left[\frac{P_{\text{sur}}(E_\nu, L_f)}{P_{\text{sur}}(E_\nu, L_n)} \right]. \quad (2.1)$$

Формула 2.1 несет иллюстративную функцию и в анализе не используется.

2.1 Конфигурация эксперимента

Эксперимент Daya Bay расположен в Китае возле комплекса атомных электростанций, состоящего из двух АЭС: Дая Бэй, Лин Ао. Дая Бэй содержит два ядерных реактора, а Лин Ао — четыре. Все реакторы относятся к одному типу¹ и имеют номинальную тепловую мощность 2.9 ГВт.

Восемь идентичных детекторов расположены в специальных экспериментальных залах и сгруппированы следующим образом (рис. 2.1): два

¹PWR — pressurized water reactor. Ядерный реактор, в качестве замедлителя нейтронов в котором используется вода под давлением.

детектора рядом с АЭС Дая Бэй (ЕН1), два детектора рядом с АЭС Лин Ао и Лин Ао II (ЕН2) и четыре детектора вдали от АЭС (ЕН3).

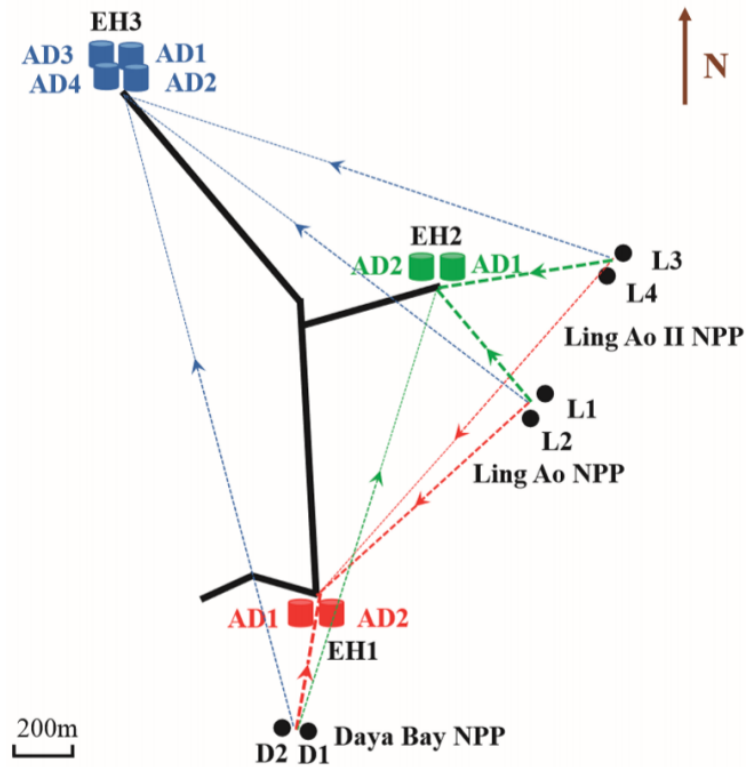


Рисунок 2.1 — Расположение реакторов и детекторов антинейтрино в эксперименте Daya Bay.

Каждый экспериментальный зал находится под землей, что позволяет хорошо подавить поток космогенных мюонов и ассоциируемого с ними фона. Средние расстояния между экспериментальными залами и АЭС и глубина каждого зала в метрах водного эквивалента (м.в.э.) представлена в таблице 2.1.

Таблица 2.1 — Средние расстояния от экспериментальных залов до АЭС и их глубина.

	АЭС Дая Бэй, м	АЭС Лин Ао, м	АЭС Лин Ао II, м	Глубина, м.в.э.
ЕН1	364	857	1307	250
ЕН2	1348	480	528	265
ЕН3	1912	1540	1548	860

2.2 Детектор антинейтрино

Каждый детектор представляет собой систему из трех concentric cylinders, ограничивающих три объема. Схематический вид антинейтринного детектора предоставлен на рис. 2.2

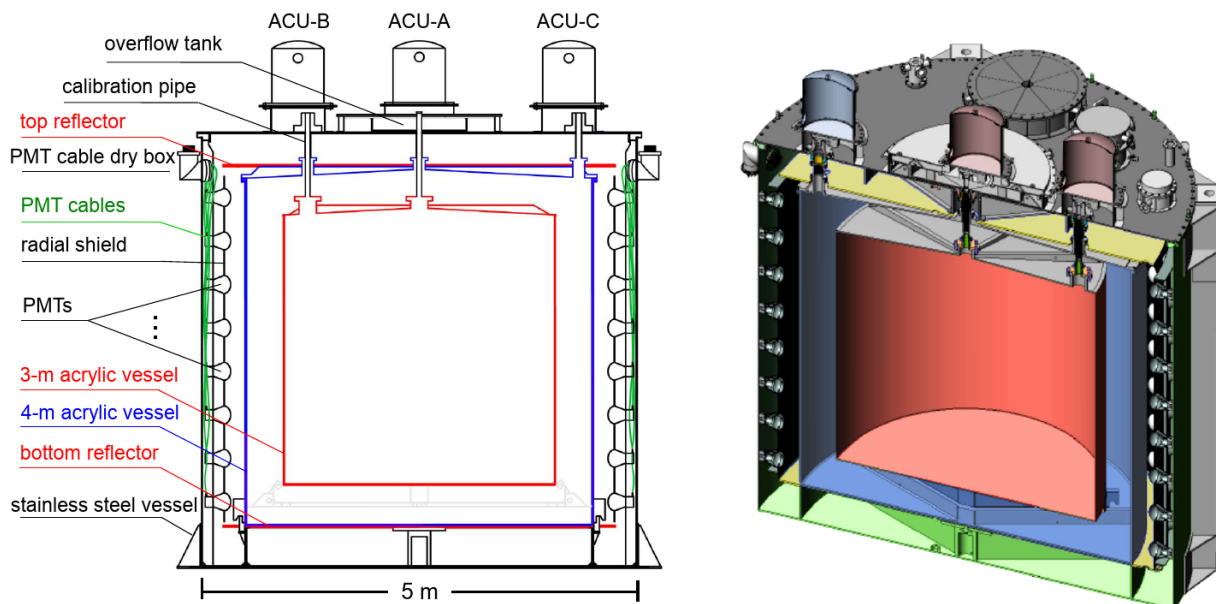


Рисунок 2.2 — Схематическое изображение антинейтринного детектора Daya Bay.

2.2.1 Мишень

Мишень — внутренним объемом, ограниченным прозрачным акриловым цилиндром высотой и диаметром 3.1 м с толщиной стенок 10 мм. Данный объем заполнен 20-ю тоннами органического жидкого сцинтиллятора с добавлением гадолиния. Гадолиний имеет массу равную 0.1% от общей массы жидкого сцинтиллятора. Добавление гадолиния обусловлено двумя его свойствами: очень большим сечением захвата тепловых нейтронов и большой энергией релаксации после захвата.

2.2.2 Улавливатель гамма-квантов

Улавливатель гамма-квантов — средний объем, содержащий в себе цилиндр с мишенью. Объем ограничен прозрачным акриловым цилиндром высотой и диаметром 4 м и толщиной стенок 18 мм. Объем заполнен таким же жидким сцинтиллятором, как и внутренний объем, но без добавления гадолиния. Основное назначение данного объема — конверсия гамма-квантов, рожденных в мишени, в сцинтилляционный свет.

2.2.3 Минеральное масло

Минеральное масло — внешний объем, в котором находятся улавливатель гамма-квантов и мишень. Объем ограничен цилиндром из нержавеющей стали, на вертикальной поверхности которого расположены 192 8-ти дюймовых ФЭУ Hamamatsu R5912, и заполнен 37-ю т минерального масла. Минеральное масло имеет схожие с жидким сцинтиллятором оптические свойства, но при этом не сцинтиллирует. Задача данного слоя — пассивная защита сцинтиллятора от внешних радиоактивных фонов.

2.2.4 Система мюонного вето

Детекторы каждого экспериментального зала погружены в бассейн из очищенной воды. Бассейн является дополнительной пассивной защитой от естественного радиационного фона и внешних фонов. С помощью слоя из белого непрозрачного тайвека² бассейн разделен на две оптически независимые области: внутреннюю и внешнюю. Помимо пассивной защиты, бассейн выполняет функцию черенковского детектора, для этого обе области содержат фотоумножители.

Над бассейном установлены многослойные детекторы заряженных частиц на основе резистивных плоских камер, которые используются в качестве мюонного вето.

²Тайвек — прочный материал изготовленный из полиэтилена высокой плотности

Комбинированная система мюонного вето, включающая в себя черенковский детектор и резистивные плоские камеры, имеет эффективность более 95% при неопределенности менее 0.25%.

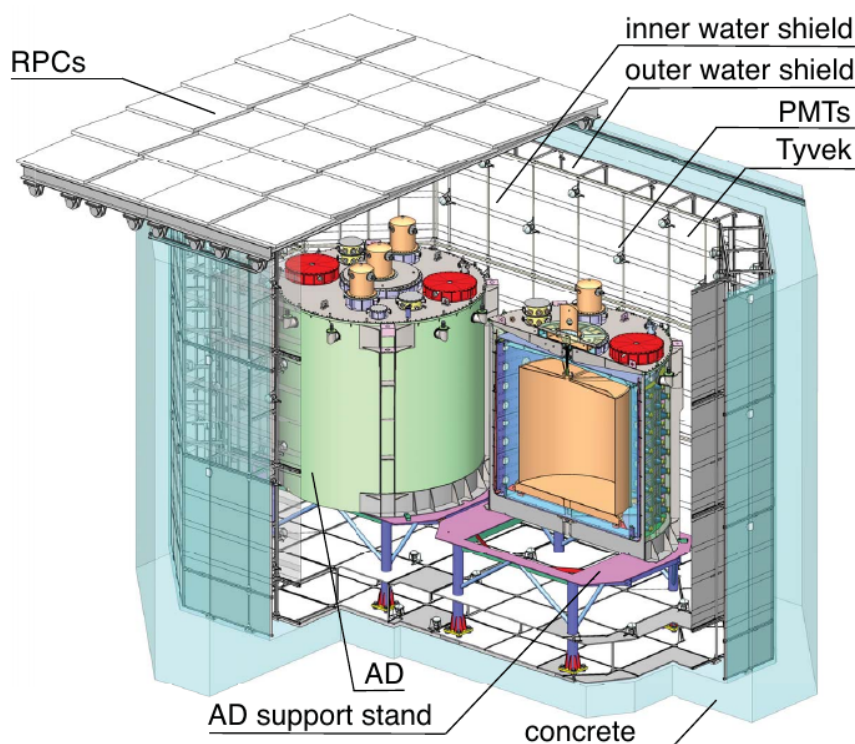


Рисунок 2.3 — Система мюонного вето эксперимента Daya Bay. Расположение детекторов соответствует ближним экспериментальным залам (ЕН1, ЕН2).

2.3 Критерии отбора событий обратного бета-распада

Как было сказано в разделе 1.3.1 сигнал от событий ОБР состоит из мгновенного и запаздывающего импульсов, разделенные в среднем временным промежутком 28 мкс. Причем мгновенный сигнал может иметь энергию от 1 МэВ до 10 МэВ, а запаздывающий при захвате нейтрона на гадолинии (водороде) имеет энергию около 8 МэВ (2.2 МэВ).

Для отбора подобных событий в эксперименте Daya Bay используются следующие критерии [18]:

1. Исключение на основе топологии сигналов, вызванных аппаратным фоном.

2. Реконструированная энергия мгновенного сигнала должна быть от 0.7 МэВ до 12 МэВ.
3. Реконструированная энергия запаздывающего сигнала должна быть от 6 МэВ до 12 МэВ.
4. Временной промежуток между мгновенным и запаздывающим сигналом должен быть от 1 мкс до 200 мкс.
5. Мюонное вето. Не учитываются события, произошедшие во временном окне связанном с приходом мюона.
 - (a) За 2 мкс до и 600 мкс после прихода мюона, вызвавшего срабатывание более 12 ФЭУ из внешнего или внутреннего водяного буфера.
 - (b) 1 мс после мюона, оставившего сигнал в детекторе с энергией более 20 МэВ.
 - (c) 1 с после мюона, оставившего сигнал в детекторе с энергией более 2.5 ГэВ.
6. Критерий множественности. Не учитываются события в которых нельзя однозначно выделить мгновенный и запаздывающий сигналы. Существует два независимых критерия множественности, используемых разными группами, — А и В [19].
 - (a) Критерий множественности А (рис. 2.4):
 - i. Не должно быть дополнительных сигналов с энергией от 0.7 МэВ до 12 МэВ во временном промежутке 200 мкс до мгновенного сигнала.
 - ii. Не должно быть дополнительных сигналов с энергией от 6 МэВ до 12 МэВ во временном промежутке 200 мкс после запаздывающего сигнала.
 - iii. Не должно быть дополнительных сигналов с энергией от 0.7 МэВ до 12 МэВ во временном промежутке между мгновенным и запаздывающим сигналами.

(b) Критерий множественности В (рис. 2.5):

- i. Не должно быть дополнительных сигналов с энергией от 0.7 МэВ до 12 МэВ во временном промежутке 400 мкс до запаздывающего сигнала.
- ii. Не должно быть дополнительных сигналов с энергией от 6 МэВ до 12 МэВ во временном промежутке 200 мкс после запаздывающего сигнала.

2.4 Фон

Не только сигнал от ОБР может удовлетворять критериям отбора, рассмотренным в разделе 2.3. В данном разделе будут рассмотрены основные источники фоновых событий в эксперименте Daya Bay.

2.4.1 Спонтанное излучение ФЭУ

В ходе эксплуатации антинейтринных детекторов было обнаружено, что некоторые ФЭУ могут спонтанно излучать свет. Излученный свет имеет реконструированную энергию вплоть до 100 МэВ, что позволяет пройти критерий как для мгновенного, так и для запаздывающего сигнала. Подобные события называют флэшерами.

События, связанные со спонтанным излучением ФЭУ, отличаются от сцинтилляционных событий топологически. При сцинтилляционном событии свет распространяется во всех направлениях равномерно, что приводит к более-менее равномерному отклику детектора. Излученный ФЭУ свет направлен в противоположную сторону детектора и вызывает срабатывание ФЭУ как напротив себя, так и в непосредственной близости.

Критерии отбора для событий-флэшеров позволяют добиться неэффективности отбора событий ОБР всего 0.02% и использования детекторов, не отключая ФЭУ-флэшеры.

2.4.2 Случайные совпадения

Фоном случайных совпадений называют два причинно-несвязанных события, которые прошли критерии отбора ОБР. Два метода используется для оценки фона случайных совпадений.

В первом методе измеряются частоты появления изолированных сигналов, удовлетворяющих критериям мгновенного или запаздывающего сигналов. Сигнал считается изолированным, если в пределах ± 200 мкс отсутствуют другие сигналы. После этого вычисляется вероятность, что два события случайно пройдут критерии отбора ОБР.

Во втором методе используются мгновенные и запаздывающие сигналы, имеющие разделение во времени более 1 мс или в пространстве более 2 м. Таким образом мгновенный и запаздывающие сигналы точно причинно-несвязаны, что позволяет оценить их вклад в фон.

2.4.3 Быстрые нейтроны

Нейтроны высоких энергий, или, как их еще называют, быстрые нейтроны могут родиться вне детектора при взаимодействии космогенных мюонов с веществом. Затем, попав в детектор, симулировать мгновенный сигнал за счет столкновения с протонами среды и их последующей энергии отдачи. Далее захват нейтрона на гадолинии порождает запаздывающий сигнал.

Энергия, наблюдаемая в детекторе при взаимодействии быстрых нейтронов, изменяется в широком диапазоне от кэВ до сотен МэВ.

В эксперименте Daya Bay используется два метода оценки данного фона.

Первый метод — это линейная экстраполяция измеренного спектра с энергиями больше 12 МэВ в область более низких энергий. Моделирование подтвердило правильность такой экстраполяции, однако для большей надежности был необходим метод, целиком основанный на данных.

Второй метод — отобрать события с сигнатурой ОБР и совпадающие с приходом мюона на границу детектора, например во внешний водяной буфер или в резистивную плоскую камеру детектора. На основе отобранных

данных измерить спектр фона от быстрых нейтронов и оценить его вклад в общее число кандидатов в события ОБР.

2.4.4 Фон от реакции $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$

Источником данных фоновых событий является взаимодействие альфа-частиц с изотопом углерода ^{13}C :



Мгновенный сигнал складывается из ионизации сцинтиллятора альфа-частицей, протонов отдачи после упругого столкновения с нейтроном, неупругого столкновения нейтрона с ^{12}C и энергии релаксации кислорода. Запаздывающий сигнал соответствует захвату нейтрона на гадолинии.

Фон от $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ оценивается при помощи монте-карло моделирования цепочек распада ^{210}Po , ^{238}U , ^{232}Th и ^{227}Ac в жидком сцинтилляторе с добавлением гадолиния.

2.4.5 Фон от калибровочного источника $^{241}\text{Am}^{13}\text{C}$

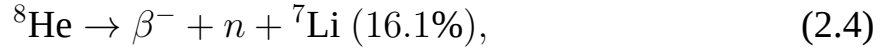
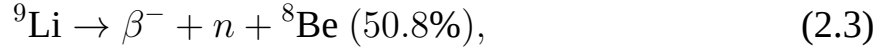
В ходе эксперимента было обнаружено, что нейтроны от калибровочного источника $^{241}\text{Am}^{13}\text{C}$ периодически попадают в детектор.

Сначала нейтроны неупруго рассеиваются на ядрах детектора, испуская при этом первичные гамма-кванты. Затем нейтроны могут быть захвачены на ядрах, содержащихся в нержавеющей стали, которые в дальнейшем релаксируют и испускают задержанные гамма-кванты. Если излучение от обоих процессов попадает в сцинтиллирующую область детектора, вызванные этим сигналы могут пройти критерии отбора ОБР.

Оценка данного фона проводится на основе моделирования.

2.4.6 Фон от распада ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$

Космические высокоэнергетические мюоны при взаимодействии с ядрами жидкого сцинтиллятора детектора могут родить адронный ливень, частью которого являются изотопы ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$. ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ являются $\beta - n$ распадчиками



со средним временем жизни $\tau_{9\text{Li}} = 257$ мс и $\tau_{8\text{He}} = 172$ мс, что позволяет им пережить время мюонного вето и симулировать сигнал от ОБР.

Электрон имитирует мгновенный сигнал, а захват нейтрона на гадолинии — запаздывающий. Энергия электрона находится в пределах от нескольких кэВ до 12 МэВ со средним значением около 5 МэВ.

Оценка данного фона проводится на основе подгонки данных со специальными критериями отбора к функции распределения количества событий со времени последнего пришедшего мюона $f(t)$ [20]:

$$f(t) = \underbrace{N_{\text{bkg}} (r \lambda_{\text{Li}} e^{-\lambda_{\text{Li}} t} + (1 - r) \lambda_{\text{He}} e^{-\lambda_{\text{He}} t})}_{f_{\text{LiHe}}(t)} + \underbrace{N_{\text{IBD}} R_{\mu} e^{-R_{\mu} t}}_{f_{\text{other}}(t)}, \quad (2.5)$$

здесь t — время с последнего мюона, N_{bkg} — количество фоновых событий, r — доля ${}^9\text{Li}$ от суммы ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$, N_{IBD} — количество событий ОБР и событий некоррелированных с прилетом мюона. λ_{Li} и λ_{He} — параметры, определенные следующим образом:

$$\lambda_{\text{Li}} = R_{\mu} + 1/\tau_{\text{Li}}, \quad (2.6)$$

$$\lambda_{\text{He}} = R_{\mu} + 1/\tau_{\text{He}}, \quad (2.7)$$

Первое слагаемое в (2.5) относится к фоновым событиям от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$, а второе ко всем остальным событиям.

Временные параметры λ зависят не только от среднего времени жизни изотопа τ , отвечающего за скорость его экспоненциального распада, но и от скорости счета мюонов R_{μ} , способных родить ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$. Для того чтобы понять откуда взялась эта зависимость, рассмотрим вывод той части выражения (2.5), которая относится к распадам ${}^9\text{Li}$ (${}^8\text{He}$).

Предположим, что мюоны случайно распределены во времени. Тогда время t между двумя мюонами будет распределено экспоненциально:

$$f_{\mu}(t) = R_{\mu}e^{-R_{\mu}t}, \quad (2.8)$$

причем $1/R_{\mu}$ — среднее время между двумя мюонами.

Распады ${}^9\text{Li}$ (${}^8\text{He}$) скоррелированы с прилетом мюонов и если скорость счета мюонов достаточно велика, то ${}^9\text{Li}$ (${}^8\text{He}$) может быть рожден любым из предшествующих мюонов. После суммирования по всем предыдущим мюонам функция распределения количества событий со времени последнего пришедшего мюона имеет вид:

$$\begin{aligned} \tilde{f}_{\text{Li(He)}}(t) &= \frac{1}{\tau}e^{-t/\tau} + \int R_{\mu}e^{-R_{\mu}t_1} \cdot \frac{1}{\tau}e^{-R_{\mu}(t_1+t)} dt_1 + \\ &+ \dots + \int (R_{\mu})^n e^{-\sum_i R_{\mu}t_i} \cdot \frac{1}{\tau}e^{-(\sum_i t_i+t)/\tau} dt_1 \dots dt_n + \dots = \\ &= e^{-t/\tau} \left\{ \frac{1}{\tau} + \frac{R_{\mu}}{\tau R_{\mu} + 1} \left[1 + \frac{\tau R_{\mu}}{\tau R_{\mu} + 1} + \dots + \left(\frac{\tau R_{\mu}}{\tau R_{\mu} + 1} \right)^n + \dots \right] \right\} = \\ &= \left(\frac{1}{\tau} + R_{\mu} \right) e^{-t/\tau}, \end{aligned} \quad (2.9)$$

здесь t_i — временной интервал между двумя предшествующими мюонами. Первое слагаемое в (2.9) отвечает за вклад от последнего пришедшего в детектор мюона. Второе слагаемое относится к вкладу от мюона, который был перед последним, и так далее. Так как t это время между последним мюоном и последующим, выражение (2.9) необходимо умножить на пуассоновскую вероятность отсутствия дополнительных мюонов во временном интервале t :

$$f_{\text{Li(He)}}(t) = \tilde{f}_{\text{Li(He)}}(t) \cdot e^{-R_{\mu}t} = \lambda e^{-t\lambda}. \quad (2.10)$$

Далее вводя отдельную функцию распределения вида (2.10) для ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ и долю ${}^9\text{Li}$ относительно суммы ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ r , можно получить первый член из выражения (2.5)

Таким образом, зависимость от скорости счета мюонов R_{μ} в параметрах λ учитывает вклад от бесконечного количества предшествующих мюонов, а зависимость от τ связана с законом радиоактивного распада изотопов ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$.

2.5 Эффективность детектора

Коррелированные неопределенности эффективностей детекторов напрямую влияют на точность измерения осцилляционных параметров. Поэтому качественная оценка эффективности необходима для улучшения результатов эксперимента.

Часть эффективности детектора, связанная с отбором событий и из измеряющаяся из данных, состоит из двух сомножителей:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\mu} \cdot \varepsilon_m \cdot \dots, \quad (2.11)$$

где ε_{μ} — эффективность мюонного вето, ε_m — эффективность критерия множественности отбора событий ОБР.

Эффективность мюонного вето определяется следующим образом:

$$\varepsilon_{\mu} = \frac{L_{\text{total}} - L_{\text{vetoed}}}{L_{\text{total}}}, \quad (2.12)$$

где L_{total} — полное время работы детектора, L_{vetoed} — время пребывания детектора в мюонном вето.

Как было описано в разделе 2.3, существует два независимых критерия множественности — А и В. Соответственно, будут и две различные эффективности для данных критериев — ε_m^A и ε_m^B .

Введем следующие обозначения (в скобках указано, в каком из отборов используется данный параметр):

1. R_p — скорость счета сигналов, удовлетворяющих критериям отбора мгновенных сигналов (А и В);
2. R_d — скорость счета сигналов, удовлетворяющих критериям отбора запаздывающих сигналов (А и В);
3. V_{d-} — время вето перед запаздывающим сигналом (В);
4. V_p — время вето перед мгновенным сигналом (А);
5. V_{d+} — время вето после запаздывающего сигнала (А и В);
6. $P(n, R, T) = (RT)^n e^{-RT} / n!$ — пуассоновская вероятность иметь n сигналов со скоростью счета R во временном окне T (А и В).

Графическое изображение критериев отбора А и В продемонстрировано на рис. 2.4 и 2.5

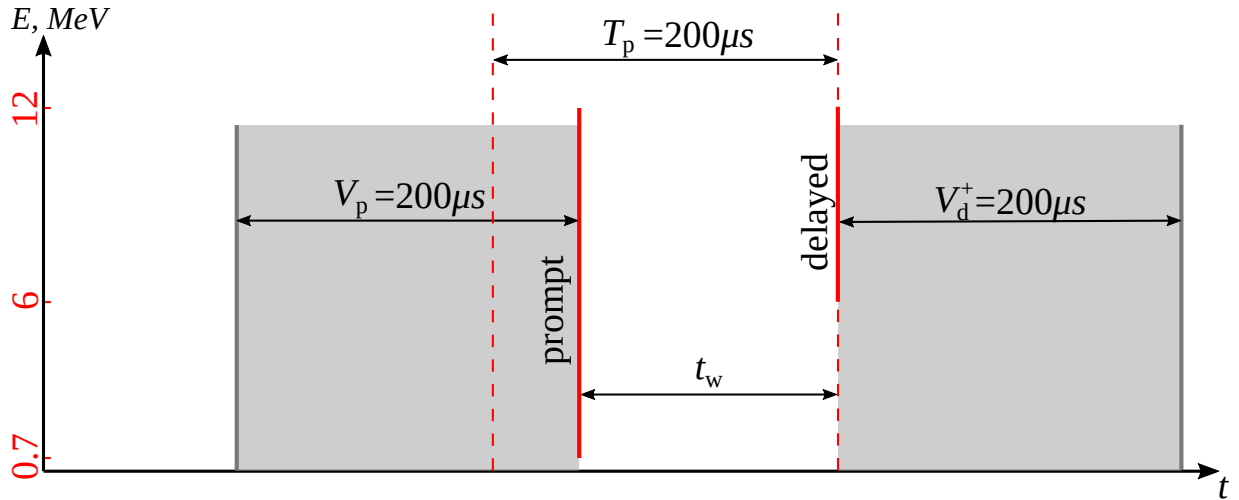


Рисунок 2.4 — Критерий отбора А.

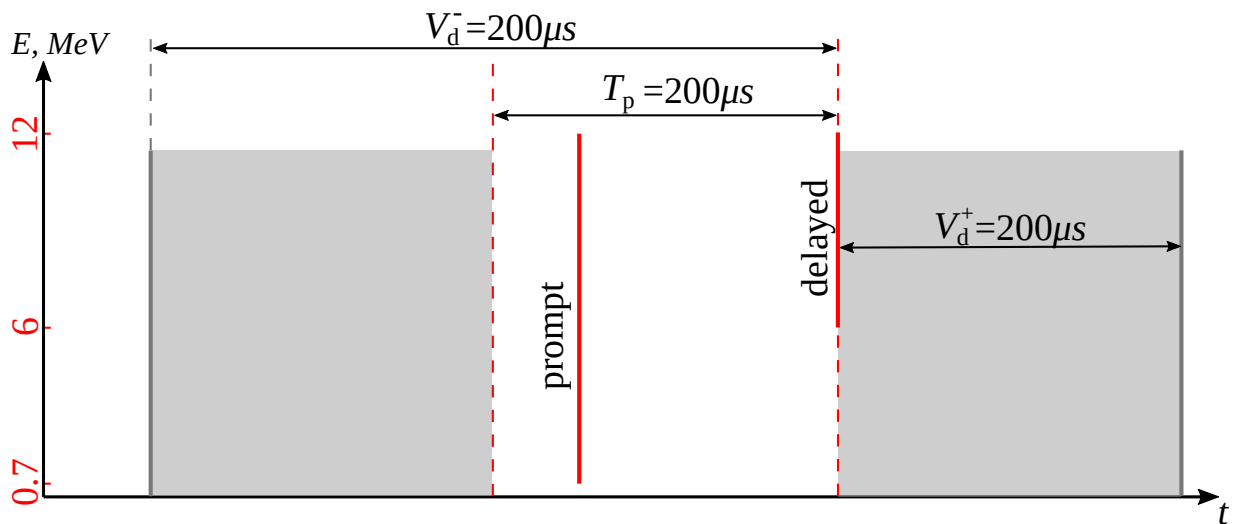


Рисунок 2.5 — Критерий отбора В.

С учетом сделанных определений, эффективность ε_m^B будет определена следующим образом:

$$\varepsilon_m^B = P(0, R_p, V_d^-) P(0, R_d, V_d^+) = e^{-(R_p V_d^- + R_d V_d^+)}. \quad (2.13)$$

Эффективность ε_m^A имеет более сложный вид из-за привязки временного вето не только к запаздывающему сигналу, но и к мгновенному. В таком подходе для оценки эффективности необходимо учитывать плотность распределения $F(t_w)$ временных окон t_w между мгновенным и запаздывающим

СИГНАЛОМ:

$$\begin{aligned}\varepsilon_m^A &= P(0, R_p, V_p) P(0, R_d, V_d^+) \times \int P(0, R_p, t_w) F(t_w) dt_w = \\ &= e^{-(R_p V_p + R_d V_d^+)} \times \int F(t_w) e^{-R_p t_w} dt_w.\end{aligned}\tag{2.14}$$

Причем не существует теоретически обоснованного аналитического вида для плотности распределения $F(t_w)$, поэтому она либо может быть получена из данных, либо записана в рамках какой-либо модели.

УТОЧНЕНИЕ ВКЛАДА ФОНА ОТ ${}^9\text{Li}$

${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ рождаются после прилета в детектор космического высокоэнергетического (“ливневого,”) мюона (с энергией $E_\mu \geq 2.5$ ГэВ) и затем распадаются со временем согласно экспоненциальному закону. Лишь $\approx 0.2\%$ от общего количества ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ переживают временное вето, связанного с ливневыми мюонами и равное 1 секунде. Однако неопределенность, связанная с данным фоном, занимает первое место по величине среди других фонов, описанных в разделе 2.4. Этот факт является мотивацией для проведения данной работы.

3.1 Методика уменьшения вклада неопределенности фона от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ в измерение осцилляционных параметров

Основная идея для уменьшения вклада в неопределенность осцилляционных параметров от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ это разделение данных по времени на две независимые части относительно попадания в детектор ливневого мюона. Такое разделение приводит к уменьшению статистики в каждом отдельном окне, но суммарная статистика остается прежней. Кроме того, временные окна будут иметь разную систематическую неопределенность, связанную с ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$, что в итоге может приводить к уменьшению систематической ошибки на измеряемые осцилляционные параметры экспериментом Daya Bay.

Обозначим за t_w полезное временное окно, то есть время в котором ведется поиск событий ОБР. Окно t_w будет ограничено слева концом мюонного вето от ливневого мюона μ_0 , и прилетом следующего ливневого мюона μ_1 справа (рис. 3.1).

Введем новый параметр t_{cut} , который будет делить на две независимые части полезное окно t_w (рис. 3.2). Так как истинные события ОБР и фоны, не связанные с распадами ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$, не зависят от времени прилета мюона в детектор, они будут распределены равномерно между окнами (далее под событиями ОБР будут пониматься сумма истинных событий ОБР и фоновых событий некоррелированных с прилетом ливневого мюона в детектор). В то же

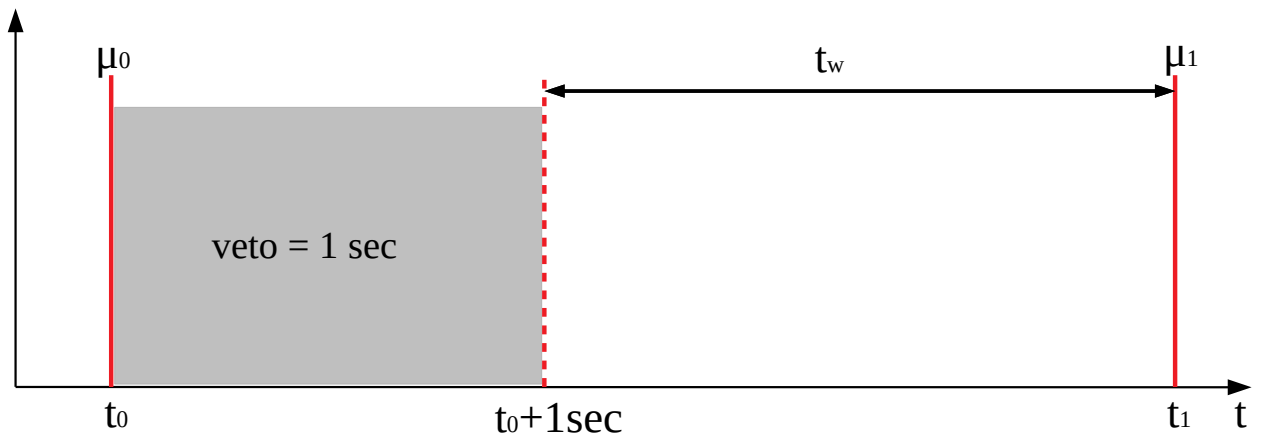


Рисунок 3.1 — Визуализация введенных переменных.

время ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ распадаются согласно экспоненциальному закону, поэтому первая часть полезного окна, обозначенная за t_A , будет содержать большее количество фоновых событий данной моды фона, чем вторая часть полезного окна, обозначенная за t_B . Это значит, что и систематическая неопределенность, связанная с оценкой фона от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$, будет больше в окне t_A , в то время как в t_B меньше фона и меньше систематическая неопределенность.

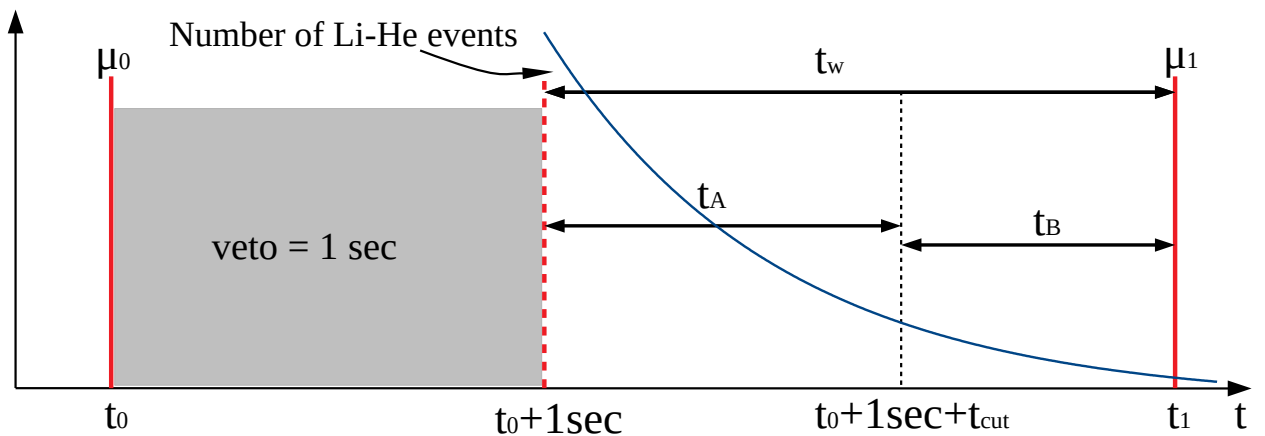


Рисунок 3.2 — Разделенное на две части с помощью параметра t_{cut} полезное временное окно t_w . Синяя кривая демонстрирует количество фоновых событий от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$, уменьшающихся из-за радиоактивного распада.

Полезное окно t_w не имеет фиксированное значение, а случайно распределено во времени, поэтому возможна ситуация, когда выбранный параметр t_{cut} превышает размер окна t_w . В этом случае окно В пустое, что необходимо учитывать в расчетах.

Заключительным этапом является подбор параметра разделения полезного окна t_{cut} . Подбор осуществляется таким образом, чтобы уменьшение си-

стематической неопределенности от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ во втором окне и увеличение в первом окне в результате приводило к уменьшению систематической ошибки на измеряемые экспериментом Daya Bay осцилляционные параметры.

3.2 Относительные доли событий во временных окнах А и В

Для подбора параметра t_{cut} необходимо знать, как относительно его вариации меняются относительные доли событий связанных с событиями ОБР и фоновыми событиями от распадов ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ в окнах t_A и t_B .

Предположим, что мюоны случайно распределены во времени. Тогда временной интервал между двумя мюонами, также как и продолжительность полезного окна, будет распределена экспоненциально с плотностью вероятности

$$f(t_w) = \begin{cases} R_\mu e^{-R_\mu t_w}, & t_w \geq 0, \\ 0, & t_w < 0, \end{cases} \quad (3.1)$$

где R_μ — скорость счета ливневых мюонов.

Для того чтобы получить количество событий в первом временном окне t_A , необходимо свернуть плотность распределения полезного окна (3.1) с плотностью распределения количества событий от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ со времени последнего пришедшего мюона $f_{\text{LiHe}}(t)$ из (2.5):

$$N_A^{\text{LiHe}} = \int_{-\infty}^{\infty} f(t_w) \int_{t_0+1\text{sec}}^{t_0+1\text{sec}+\min(t_w, t_{\text{cut}})} f_{\text{LiHe}}(t) dt dt_w. \quad (3.2)$$

Аналогичным образом получим количество событий в окне t_B :

$$N_B^{\text{LiHe}} = \int_{-\infty}^{\infty} f(t_w) \int_{t_0+1\text{sec}+\min(t_w, t_{\text{cut}})}^{t_0+1\text{sec}+t_w} f_{\text{LiHe}}(t) dt dt_w. \quad (3.3)$$

В формулах (3.2) и (3.3) в границах второго интеграла фигурирует функция взятия минимального значения $\min(t_w, t_{\text{cut}})$. Она необходима для корректного учета случая, когда параметр t_{cut} превышает размер полезного окна t_w (в этом случае окно В не существует и, соответственно, количество событий в нем равно нулю).

После интегрирования (3.2) и (3.3) имеем:

$$N_A^{\text{LiHe}} = N_{\text{bkg}} \left[r \frac{\lambda_{\text{Li}}}{R_\mu + \lambda_{\text{Li}}} e^{-\lambda_{\text{Li}}(t_0+1\text{sec})} \left(1 - e^{-t_{\text{cut}}(R_\mu + \lambda_{\text{Li}})} \right) + \right. \\ \left. + (1 - r) \frac{\lambda_{\text{He}}}{R_\mu + \lambda_{\text{He}}} e^{-\lambda_{\text{He}}(t_0+1\text{sec})} \left(1 - e^{-t_{\text{cut}}(R_\mu + \lambda_{\text{He}})} \right) \right], \quad (3.4)$$

$$N_B^{\text{LiHe}} = N_{\text{bkg}} \left[r \frac{\lambda_{\text{Li}}}{R_\mu + \lambda_{\text{Li}}} e^{-\lambda_{\text{Li}}(t_0+1\text{sec})} e^{-t_{\text{cut}}(R_\mu + \lambda_{\text{Li}})} + \right. \\ \left. + (1 - r) \frac{\lambda_{\text{He}}}{R_\mu + \lambda_{\text{He}}} e^{-\lambda_{\text{He}}(t_0+1\text{sec})} e^{-t_{\text{cut}}(R_\mu + \lambda_{\text{He}})} \right]. \quad (3.5)$$

Теперь несложно найти относительные доли фоновых событий от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ в окнах А и В:

$$\omega_A^{\text{LiHe}}(t_{\text{cut}}; R_\mu, \tau_{\text{Li}}, \tau_{\text{He}}, r) = \frac{N_A^{\text{LiHe}}}{N_A^{\text{LiHe}} + N_B^{\text{LiHe}}}, \quad (3.6)$$

$$\omega_B^{\text{LiHe}}(t_{\text{cut}}; R_\mu, \tau_{\text{Li}}, \tau_{\text{He}}, r) = \frac{N_B^{\text{LiHe}}}{N_A^{\text{LiHe}} + N_B^{\text{LiHe}}}. \quad (3.7)$$

Видно, что доли ω_A^{LiHe} и ω_B^{LiHe} это функции от t_{cut} с четырьмя независимыми параметрами: скоростью счета ливневых мюонов в детекторе R_μ , среднем времени жизни ${}^9\text{Li}$ τ_{Li} , среднем времени жизни ${}^8\text{He}$ τ_{He} и относительным вкладом ${}^9\text{Li}$ в число фоновых событий от ${}^9\text{Li}/{}^8\text{He}$ r .

Чтобы найти количество событий ОБР в окнах А и В, необходимо проделать аналогичные вычисления с одной заменой, а именно, вместо $f_{\text{LiHe}}(t)$ в (3.2) и (3.3) нужно использовать плотность распределения событий ОБР f_{IBD} . Плотность распределения f_{IBD} не зависит от времени прилета мюона и имеет вид:

$$f_{\text{IBD}} = R_{\text{IBD}}, \quad (3.8)$$

где R_{IBD} — скорость счета событий ОБР.

После подстановки ($f_{\text{LiHe}}(t) \rightarrow f_{\text{IBD}} = R_{\text{IBD}}$) в (3.2) и (3.3), интегрирования и взятия отношений, аналогичных (3.6) и (3.7), получим доли событий ОБР в окнах А и В:

$$\omega_A^{\text{IBD}}(t_{\text{cut}}; R_\mu) = 1 - e^{-R_\mu t_{\text{cut}}}, \quad (3.9)$$

$$\omega_B^{\text{IBD}}(t_{\text{cut}}; R_\mu) = e^{-R_\mu t_{\text{cut}}}. \quad (3.10)$$

Доли ω_A^{IBD} и ω_B^{IBD} не зависят от f_{IBD} и являются функциями от t_{cut} с одним параметром: скоростью счета ливневых мюонов R_μ .

На основании формул (3.6), (3.7), (3.9) и (3.10) были построены графики для долей соответствующих событий в каждом экспериментальном зале для эксперимента Daya Bay (рис. 3.3, 3.4, 3.5).

Графики для первого (ЕН1) и второго (ЕН2) экспериментального зала выглядят похоже, из-за близкого значения скорости счета ливневых мюонов R_μ . График для третьего экспериментального зала (ЕН3) выглядит иначе из-за большей пассивной защиты, что приводит к подавлению потока мюонов на порядок больше, чем в первом и втором экспериментальном зале.

Исходя из полученных графиков уже можно делать первые выводы касаемые выбора параметра t_{cut} . Например, если выбрать $t_{\text{cut}} = 1.5$ с, то в окне А для ЕН1 и ЕН2 будет почти 100% фоновых событий от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ и около 20% событий ОБР, в то время как окно В будет практически полностью чисто от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ и содержать в себе около 80% событий ОБР. Аналогичный выбор $t_{\text{cut}} = 1.5$ с для ЕН3 приводит к тому, что окно В в этом случае все также практически полностью не подвержено систематической неопределенности от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ и при этом содержит в себе подавляющее количество событий ОБР.

Благодаря однозначному соответствию между параметром t_{cut} и относительной долей событий ОБР в окне А ω_A^{IBD} , в качестве параметра разделения полезного окна может выступать и ω_A^{IBD} . Выбор используемого параметра может осуществляться, например, исходя из того, какой вариант проще реализовать технически.

Следует отметить, что параметр t_{cut} (ω_A^{IBD}) не обязательно должен быть одинаковым для всех экспериментальных залов, напротив, имеет смысл для лучшего результата t_{cut} (ω_A^{IBD}) подбирать для ближних и дальнего экспериментального зала независимо.

3.3 Неопределенность параметров относительных долей событий

Обсудим в данном разделе неопределенность параметров, используемых при вычислении относительных долей событий в окнах А и В.

EH1, $R_\mu = 0.144 \text{ [s}^{-1}\text{]}$, $\tau_{9\text{Li}} = 257 \text{ [ms]}$, $\tau_{8\text{He}} = 172 \text{ [ms]}$, $r = 0.9$

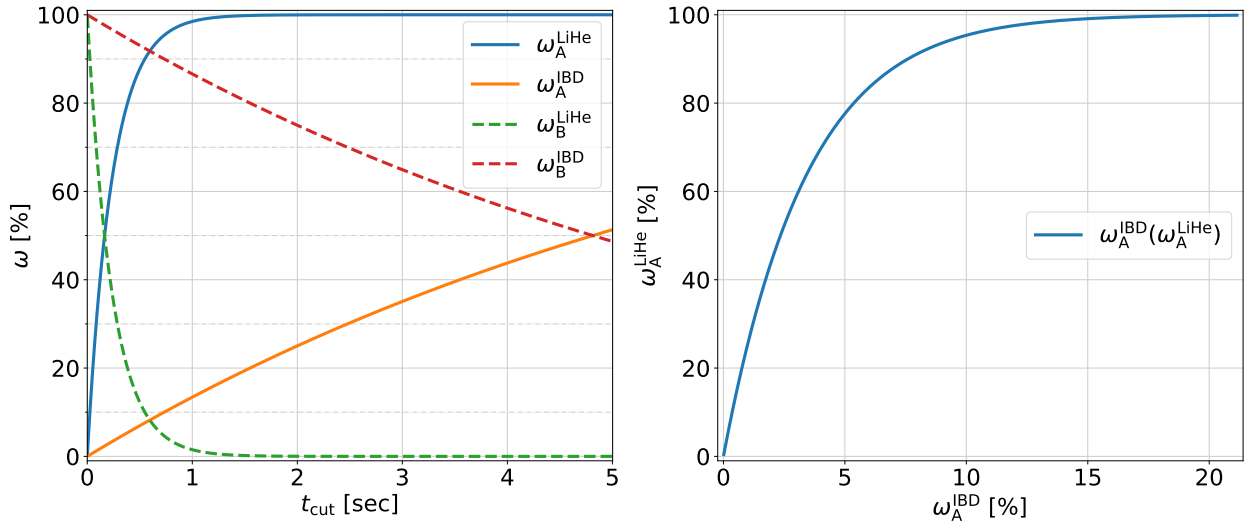


Рисунок 3.3 — Относительные доли событий для первого экспериментального зала (EH1) эксперимента Daya Bay. Сверху значения параметров, используемых при построении. Слева зависимости долей от параметра разделения t_{cut} полезного окна t_w . Справа зависимость доли фоновых событий от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ в окне А ω_A^{LiHe} от доли событий ОБР в окне А ω_A^{IBD} .

EH2, $R_\mu = 0.129 \text{ [s}^{-1}\text{]}$, $\tau_{9\text{Li}} = 257 \text{ [ms]}$, $\tau_{8\text{He}} = 172 \text{ [ms]}$, $r = 0.9$

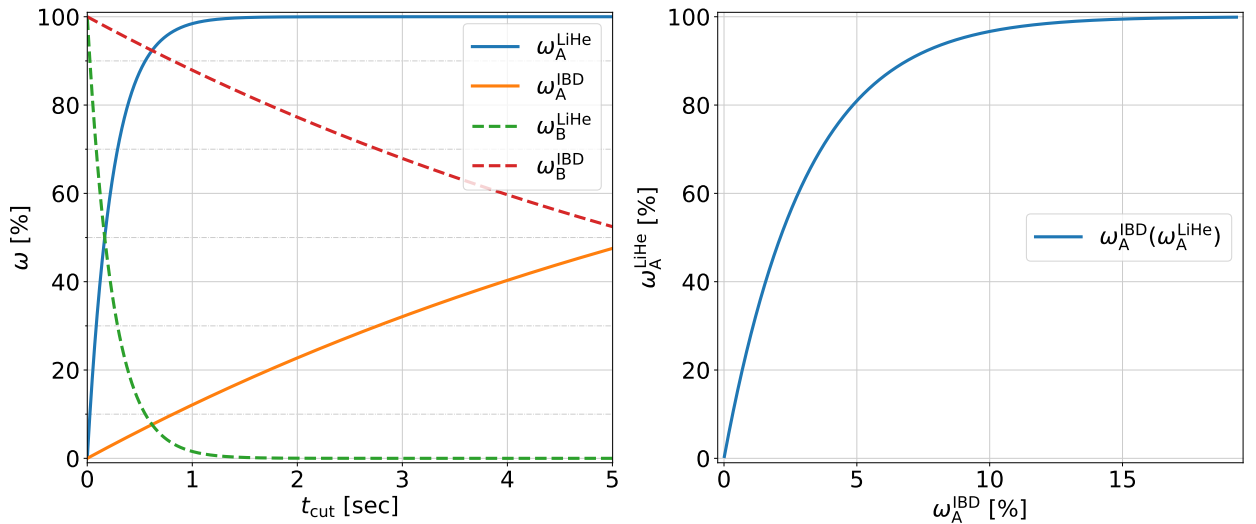


Рисунок 3.4 — Относительные доли событий для второго экспериментального зала (EH2) эксперимента Daya Bay. Сверху значения параметров, используемых при построении. Слева зависимости долей от параметра разделения t_{cut} полезного окна t_w . Справа зависимость доли фоновых событий от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ в окне А ω_A^{LiHe} от доли событий ОБР в окне А ω_A^{IBD} .

Среднее время жизни лития-9 было опубликовано в [21] и равно:

$$\tau_{\text{Li}} = 257.2 \pm 0.6 \text{ мс.} \quad (3.11)$$

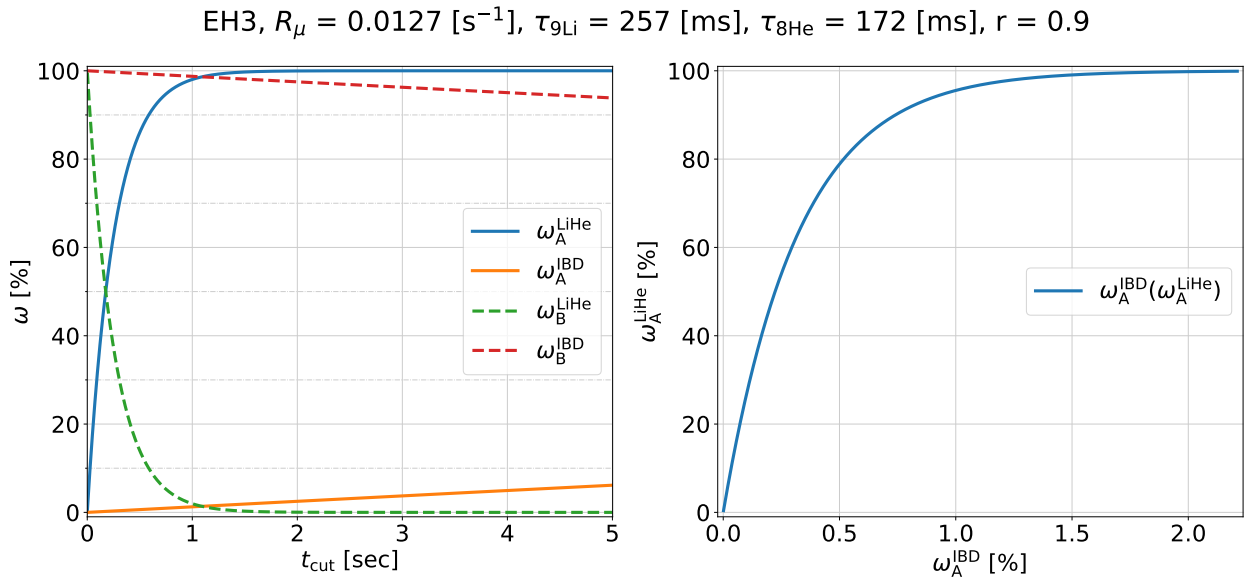


Рисунок 3.5 — Относительные доли событий для третьего экспериментального зала (ЕНЗ) эксперимента Daya Bay. Сверху значения параметров, используемых при построении. Слева зависимости долей от параметра разделения t_{cut} полезного окна t_w . Справа зависимость доли фоновых событий от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ в окне А ω_A^{LiHe} от доли событий ОБР в окне А ω_A^{IBD} .

Среднее время жизни гелия-9 было опубликовано в [22] и равно:

$$\tau_{\text{He}} = 171.7 \pm 2.7 \text{ мс.} \quad (3.12)$$

Доля лития-9 от суммы лития-9 и гелия-8 не может быть измерена точно из-за близких по значению средних времен жизни ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$. Измерения, описанные в [23], указывают на то, что r может принимать значения от 0.85 до 1 для эксперимента Daya Bay. В данной работе используется значение

$$r = 0.9 \pm 0.5. \quad (3.13)$$

Скорость счета мюонов должна быть вычислена для каждого экспериментального зала ввиду различий между залами в уровне пассивной защиты, и, как следствие, потоке мюонов.

Не все мюоны, попадающие в детектор, способны родить адронный ливень. Однако учет низкоэнергетических мюонов ($20 \text{ МэВ} < E_\mu < 2.5 \text{ ГэВ}$) необходим ввиду того, что после их попадания в детектор следует мюонное вето равное 1 мс, что влияет на продолжительность полезного временного окна t_w . В данный момент предполагается, что влияние мюонного вето от низкоэнергетических мюонов на моделирование долей событий ω_A и ω_B мало, ввиду малости времени вето относительно полезного окна t_w . Однако в

дальнейшем для более точного анализа стоит учитывать данный фактор, для чего необходимо знать скорость счета низкоэнергетических мюонов в том числе.

Для измерения скорости счета мюонов, попавших в детектор, была проанализирована часть данных, набранных экспериментом Daya Bay. Результат анализа представлен на рис. 3.6, 3.7 и 3.8.

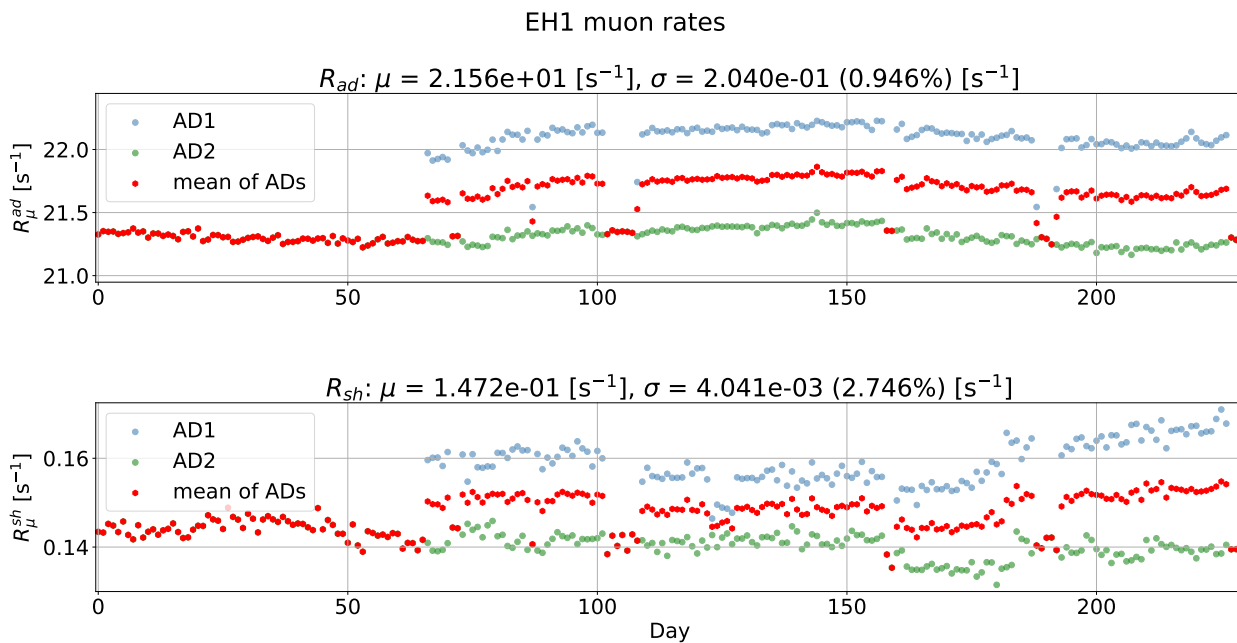


Рисунок 3.6 — Скорость счета мюонов для первого экспериментального зала (E11) эксперимента Daya Bay. Каждая точка соответствует 24 часам набора данных. В заголовке графика для каждого типа мюонов записана средняя скорость счета μ и стандартное отклонение σ . Нижний график соответствует ливневым мюонам, способным родить ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$. Верхний график соответствует остальным мюонам, попавшим в детектор.

3.4 Оценка неопределенностей относительных долей событий между разными экспериментальными залами эксперимента Daya Bay и их корреляций

Чтобы корректно использовать относительные доли событий в анализе, необходимо знать, какую неопределенность в их значения вносят неопределенности используемых параметров. Для этого была вычислена ковариационная матрица двумя согласующимися друг с другом способами: методом Монте-Карло и методом разложения в ряд Тейлора.

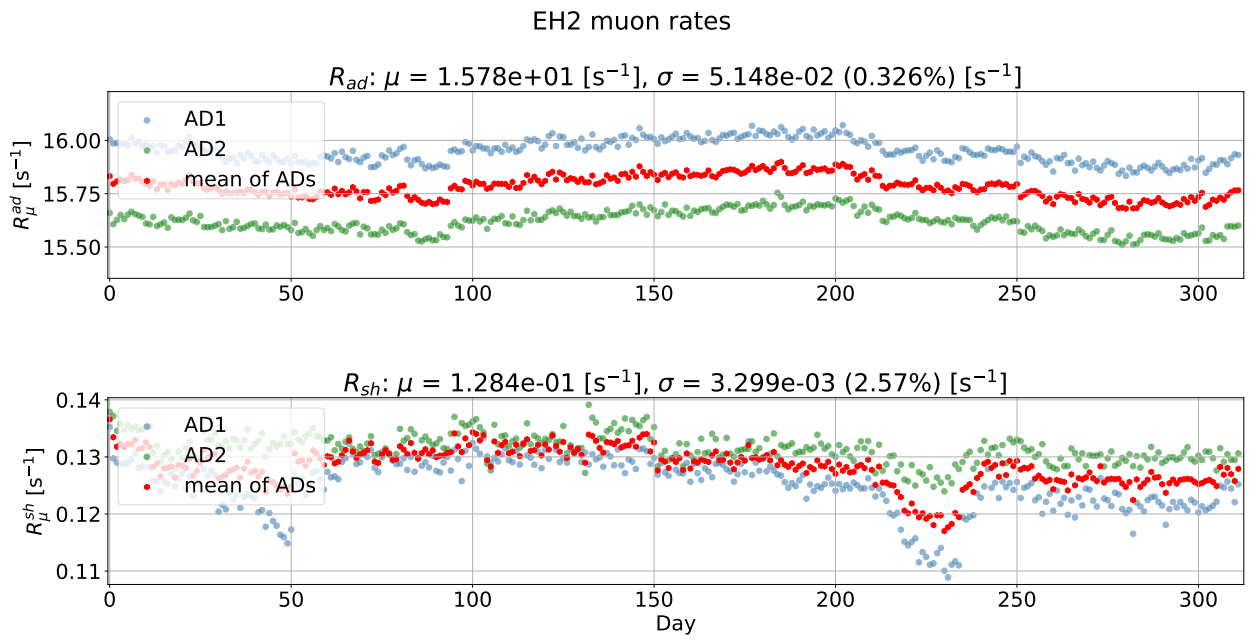


Рисунок 3.7 — Скорость счета мюонов для второго экспериментального зала (EH2) эксперимента Daya Bay. Каждая точка соответствует 24 часам набора данных. В заголовке графика для каждого типа мюонов записана средняя скорость счета μ и стандартное отклонение σ . Нижний график соответствует ливневым мюонам, способным родить ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$. Верхний график соответствует остальным мюонам, попавшим в детектор.

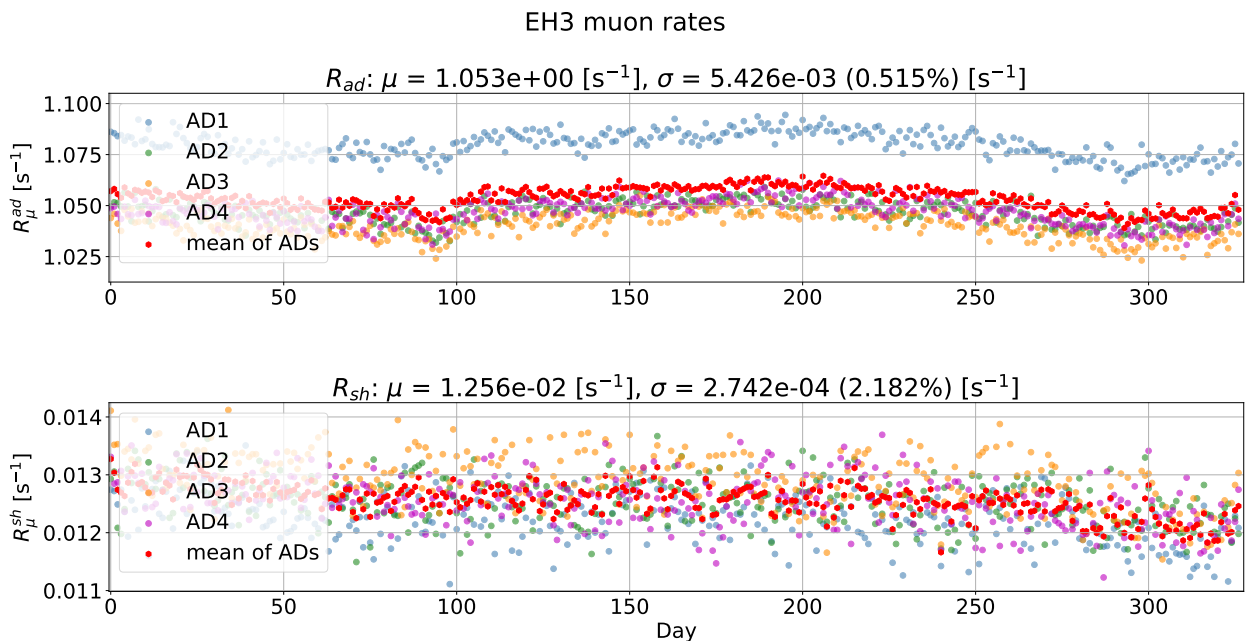


Рисунок 3.8 — Скорость счета мюонов для третьего экспериментального зала (EH3) эксперимента Daya Bay. Каждая точка соответствует 24 часам набора данных. В заголовке графика для каждого типа мюонов записана средняя скорость счета μ и стандартное отклонение σ . Нижний график соответствует ливневым мюонам, способным родить ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$. Верхний график соответствует остальным мюонам, попавшим в детектор.

Вычисление неопределенностей и корреляций с помощью метода Монте-Карло

Для вычисления ковариационной матрицы методом Монте-Карло были сгенерированы наборы данных, состоящие из 100 000 значений, с помощью библиотеки NumPy [24] для каждого из параметров, описанных в разделе 3.3. Таким образом, имеется 6 наборов данных, а именно $\{R_{\mu, \text{ЕН1}}^i\}$, $\{R_{\mu, \text{ЕН2}}^i\}$, $\{R_{\mu, \text{ЕН3}}^i\}$, $\{\tau_{\text{Li}}^i\}$, $\{\tau_{\text{He}}^i\}$ и $\{r^i\}$, где $i = 1, \dots, 100\,000$. Предполагается, что каждый из параметров распределен нормально вокруг своего среднего значения с соответствующим стандартным отклонением.

На основе сгенерированных наборов данных для параметров были получены соответствующие относительные доли событий в окнах А и В, для которых были вычислены неопределенности и корреляционные коэффициенты по формулам:

$$\text{cov}(X, Y) = \mathbb{M}[(X - \mathbb{M}X)(Y - \mathbb{M}Y)], \quad (3.14)$$

$$r(X, Y) = \frac{\text{cov}(X, Y)}{\sigma_X \sigma_Y}, \quad (3.15)$$

где X, Y — наборы данных для случайной величины (в данном случае это наборы данных для относительных долей событий в разных экспериментальных залах), \mathbb{M} — взятие среднего, $\text{cov}(X, Y)$ — коэффициент ковариации, $r(X, Y)$ — коэффициент корреляции, σ_X, σ_Y — стандартные отклонения случайных величин X и Y .

Результат построения матриц методом Монте-Карло предоставлен на рис. 3.9 и 3.10.

Ковариационная матрица (метод Монте-Карло)

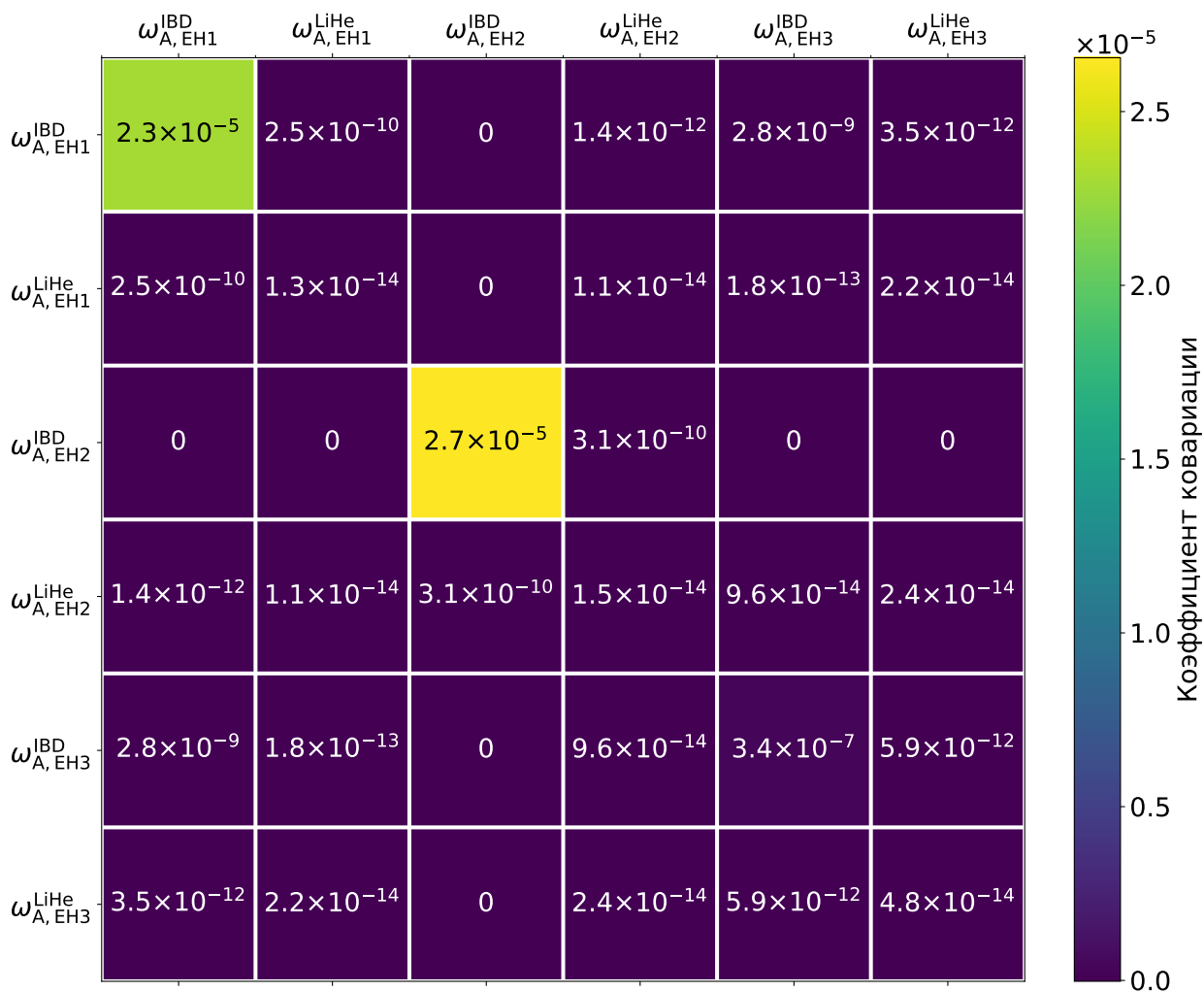


Рисунок 3.9 — Ковариационная матрица для относительных долей событий во временном окне A в трех экспериментальных залах эксперимента Daya Bay. Матрица рассчитана методом Монте-Карло. Значения ковариаций меньше 10^{-18} приравнены к 0.

Корреляционная матрица (метод Монте-Карло)

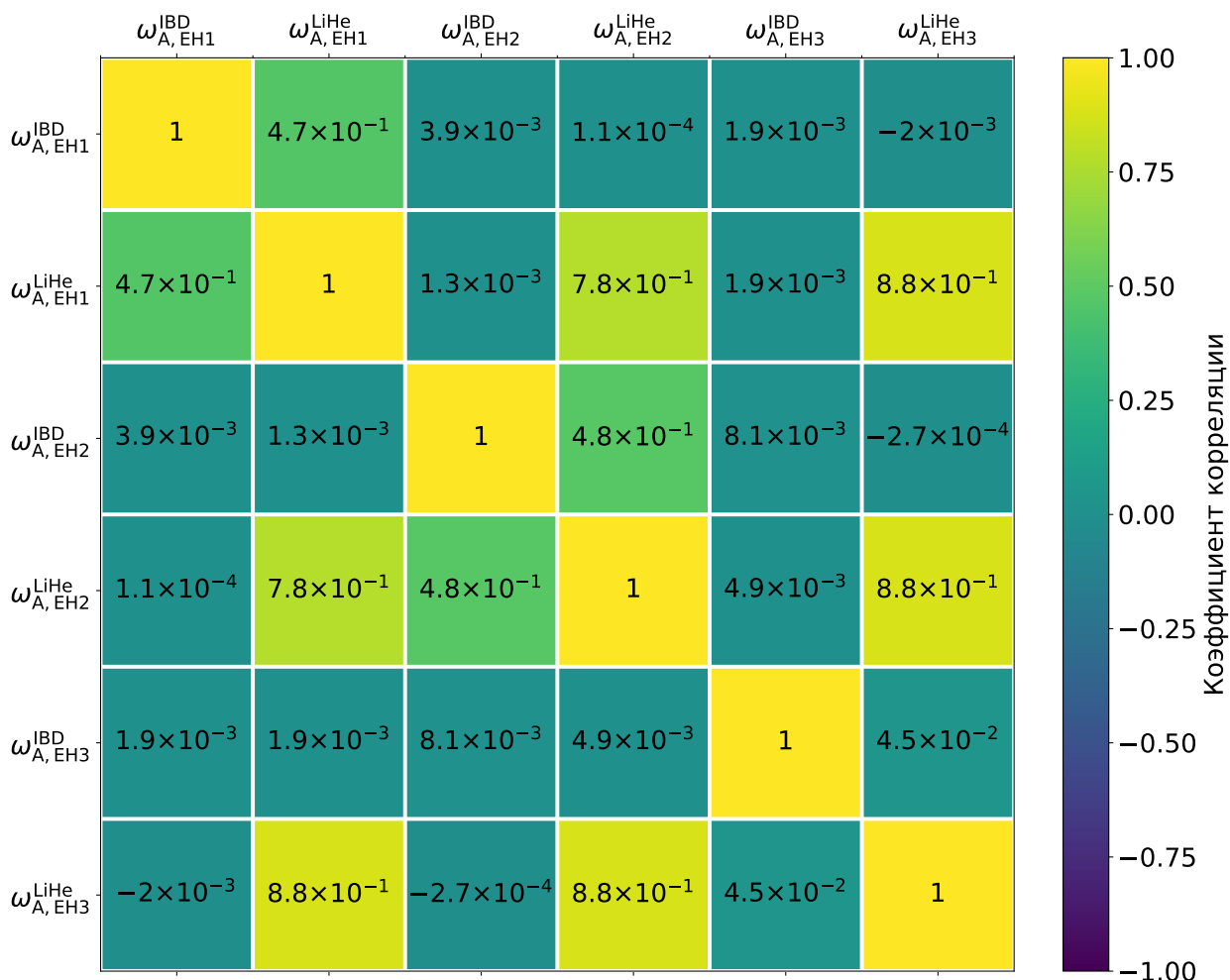


Рисунок 3.10 — Корреляционная матрица для относительных долей событий во временном окне A в трех экспериментальных залах эксперимента Daya Bay. Матрица рассчитана методом Монте-Карло.

Вычисление неопределенностей и корреляций с помощью разложения в ряд Тейлора

Для того, чтобы удостовериться в правильности полученных методом Монте-Карло матриц, было проведено вычисление неопределенностей и корреляционных коэффициентов альтернативным методом.

В приближении малых неопределенностей ковариационная матрица мо-

жет быть получена следующим образом [25]:

$$V = V_{\text{stat.}} + V_{\text{syst.}} = V_{\text{stat.}} + DV_{\eta}D^T, \quad (3.16)$$

$$[V_{\text{syst.}}]_{km} = \sum_{ij} \frac{d\omega_k}{d\eta_i} \frac{d\omega_m}{d\eta_j} \Big|_{\eta_i^0, \eta_j^0} (V_{\eta})_{ij}, \quad (3.17)$$

где V — полная ковариационная матрица, состоящая из статистической и систематической частей, D — матрица первых производных функции ω_k по параметру η_i , V_{η} — матрица ошибок параметров η_i .

В случае, рассматриваемом в данной работе, ω_k представляют собой относительные доли событий ОБР и ${}^9\text{Li}/{}^8\text{He}$ во всех экспериментальных залах, а η_i являются параметрами, описанными в разделе 3.3.

В рассматриваемой задаче существуют дополнительные упрощения, а именно: в формуле (3.16) отсутствует слагаемое $V_{\text{stat.}}$, связанное со статистической неопределенностью и в формуле (3.17) необходимо положить $i = j$, так как параметры независимы и не имеют корреляций, а значит матрица V_{η} диагональная.

С учетом вышеописанного, ковариационная матрица для данной задачи может быть вычислена следующим образом:

$$V = DV_{\eta}^{\text{diag.}}D^T, \quad (3.18)$$

$$V_{km} = \sum_i \frac{d\omega_k}{d\eta_i} \frac{d\omega_m}{d\eta_i} \Big|_{\eta_i^0} \sigma_{\eta_i}^2, \quad (3.19)$$

где σ_{η_i} — ошибка i -го параметра.

Частные производные вычислялись численно при помощи библиотеки SciPy [26]. Результат построения матриц предоставлен на рис. 3.11 и 3.12.

Ковариационная матрица (при помощи ряда Тейлора)

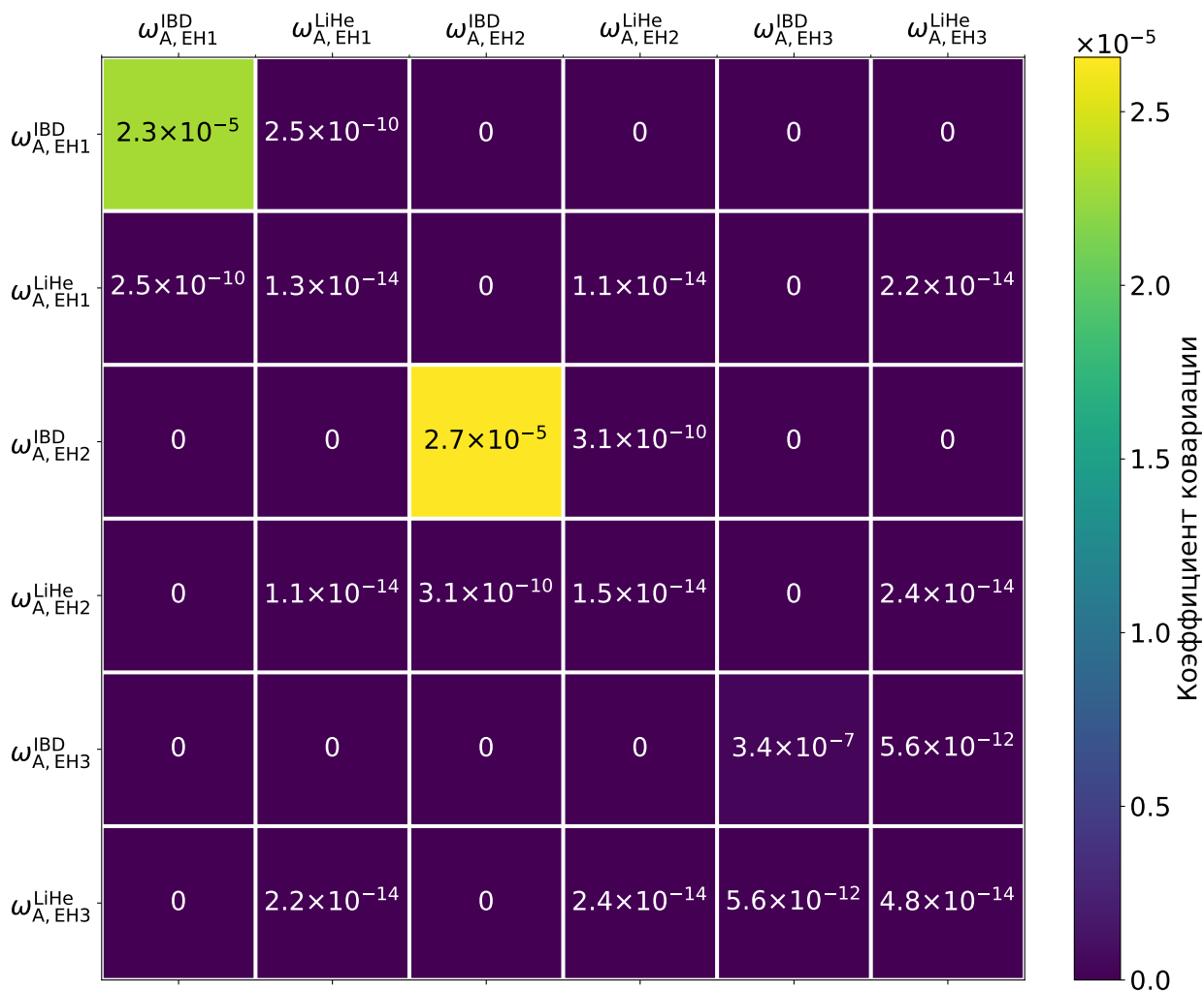


Рисунок 3.11 — Ковариационная матрица для относительных долей событий во временном окне A в трех экспериментальных залах эксперимента Daya Bay. Матрица рассчитана при помощи разложения в ряд Тейлора.

Корреляционная матрица (при помощи ряда Тейлора)

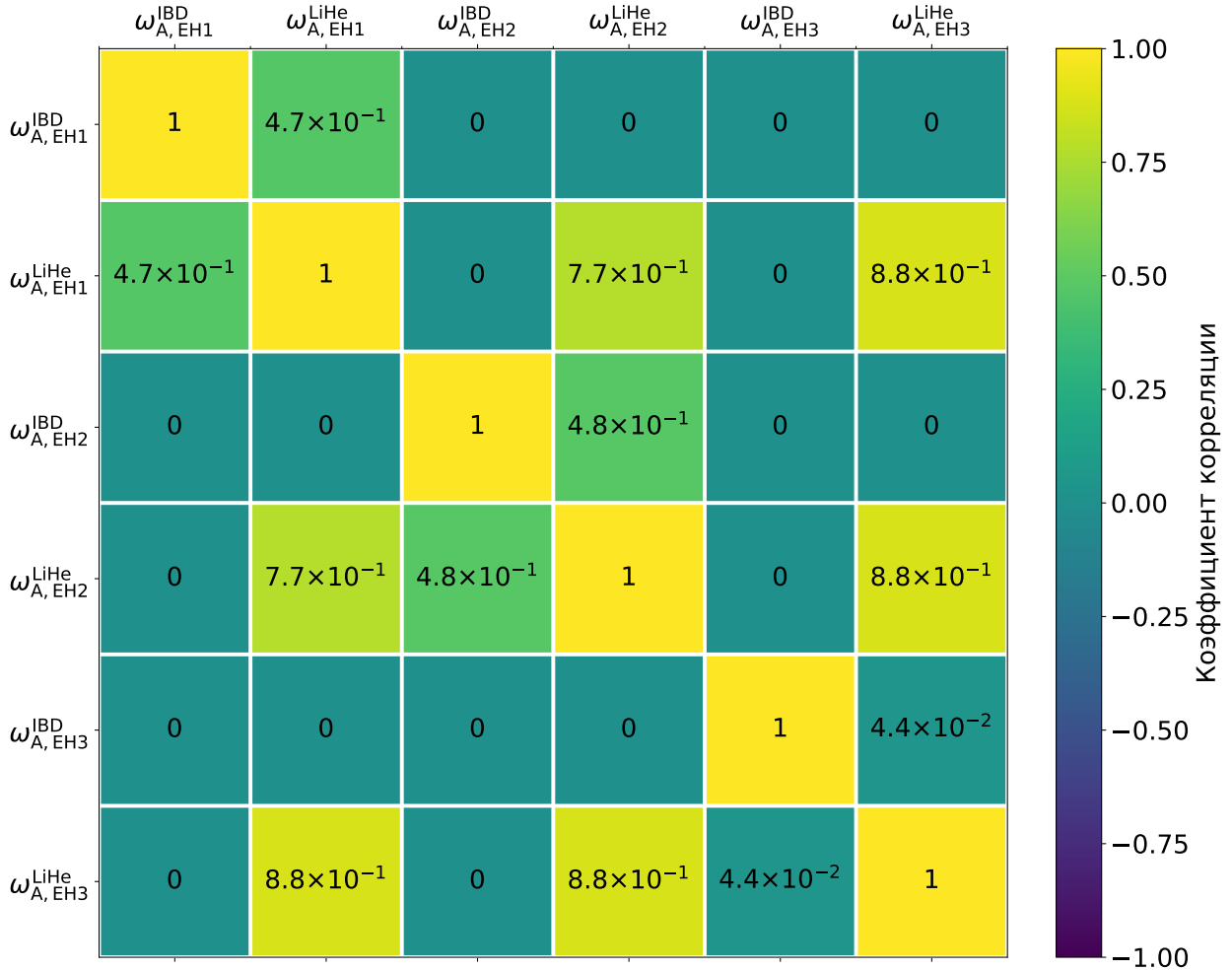


Рисунок 3.12 — Корреляционная матрица для относительных долей событий во временном окне А в трех экспериментальных залах эксперимента Daya Bay. Матрица рассчитана при помощи разложения в ряд Тейлора.

3.5 Влияние разделения фона от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ на неопределенность измерения осцилляционных параметров

В данном разделе будут рассмотрены две стратегии выбора параметра разделения полезного окна.

Упрощенный вариант — один независимый параметр разделения полезного окна для всех экспериментальных залов. Это наиболее простой вариант, позволяющий легко исследовать и проверять предложенную в данной работе методику.

Усложненный вариант — два независимых параметра разделения полезного окна. Первый параметр делит полезные окна для ближних экспериментальных залов, а второй — для дальнего. Этот вариант позволяет учитывать разное поведение относительных долей событий на ближних и дальнем экспериментальных залах, что делает его более реалистичным.

Можно использовать и три независимых параметра разделения полезного окна (по одному на каждый экспериментальный зал), однако поведение относительных долей слабо отличается между двумя ближними экспериментальными залами. Такой вариант не может привести к существенному улучшению результата и не будет рассмотрен в данной работе.

3.5.1 Используемые инструменты

Получение осцилляционных параметров с учетом разделения полезного окна на две части производилась при помощи высокопроизводительного программного пакета Global Neutrino Analysis (GNA) [27; 28], который разрабатывается в ЛЯП ОИЯИ. На момент начала данной работы в GNA уже была реализована модель эксперимента Daya Bay. Один из разработчиков GNA — Константин Тресков, добавил в модель эксперимента Daya Bay дополнительные опции, связанные с разделением полезного окна.

В качестве параметра разделения была выбрана относительная доля событий ОБР в окне А ω_A^{IBD} , которая может быть определена независимо для каждой экспериментальной площадки. С помощью формул (3.6), (3.7), (3.9) и (3.10) для ω_A^{IBD} в каждом экспериментальном зале могут быть посчитаны соответствующие t_{cut} и ω_A^{LiHe} .

Процесс подгонки осцилляционных параметров в программном пакете GNA, осуществленный в данной работе, можно разбить на следующие основные шаги:

1. Создание модели эксперимента Daya Bay, которая будет подгоняться к данным.
2. Установка параметров модели, в том числе параметров разделения полезного окна.

3. Создание экспериментальных данных к которым будет подгоняться модель. В данной работе используются так называемые данные „Азимова”, то есть случай, когда реальные данные заменяются на предсказание модели без статистических и систематических флуктуаций.
4. Создание анализа. При создании анализа указываются наборы данных для анализа, наборы параметров для построения ковариационной матрицы и другое.
5. Выбор функции, с помощью которой будет осуществлен поиск наилучшего значения подгонки. В данном случае используется функция χ^2 .
6. Выбор функции для поиск наименьшего значения χ^2 . В данном случае используется MINUIT [29] из программного пакета ROOT [30].

Данным Азимова, используемым в настоящей работе, соответствует 1230 дней набора данных в эксперименте Daya Bay. Статистика составляет более 2.5 миллионов событий [19].

Систематические неопределенности параметров модели учитываются при помощи ковариационной матрицы, построенной методом разложения в ряд Тейлора. Ковариационная матрица строится для 125 параметров среди которых: относительная эффективность детекторов, номинальная тепловая мощность реакторов, относительные доли распадов радиоактивных изотопов в реакторах, вклад от фонов, описанных в разделе (2.4), энергетическая шкала и другие.

Для ускорения генерации точек подгонки была использована утилита GNU Parallel [31], позволяющая выполнять подгонку параллельно на доступных ядрах компьютера.

3.5.2 Случай одного независимого параметра разделения полезного окна

Результат подгонки для параметра осцилляции $\sin^2 2\theta_{13}$ представлен на рис. 3.13. Метод разделения полезного окна позволил уменьшить неопределенность параметра $\sin^2 2\theta_{13}$ на 2.417% относительно неопределенности без использования данного метода σ_{ref} . При стремлении ω_A^{IBD} к 100% неопреде-

ленность параметров осцилляций стремится к значению, полученному без использования метода разделения полезного окна.

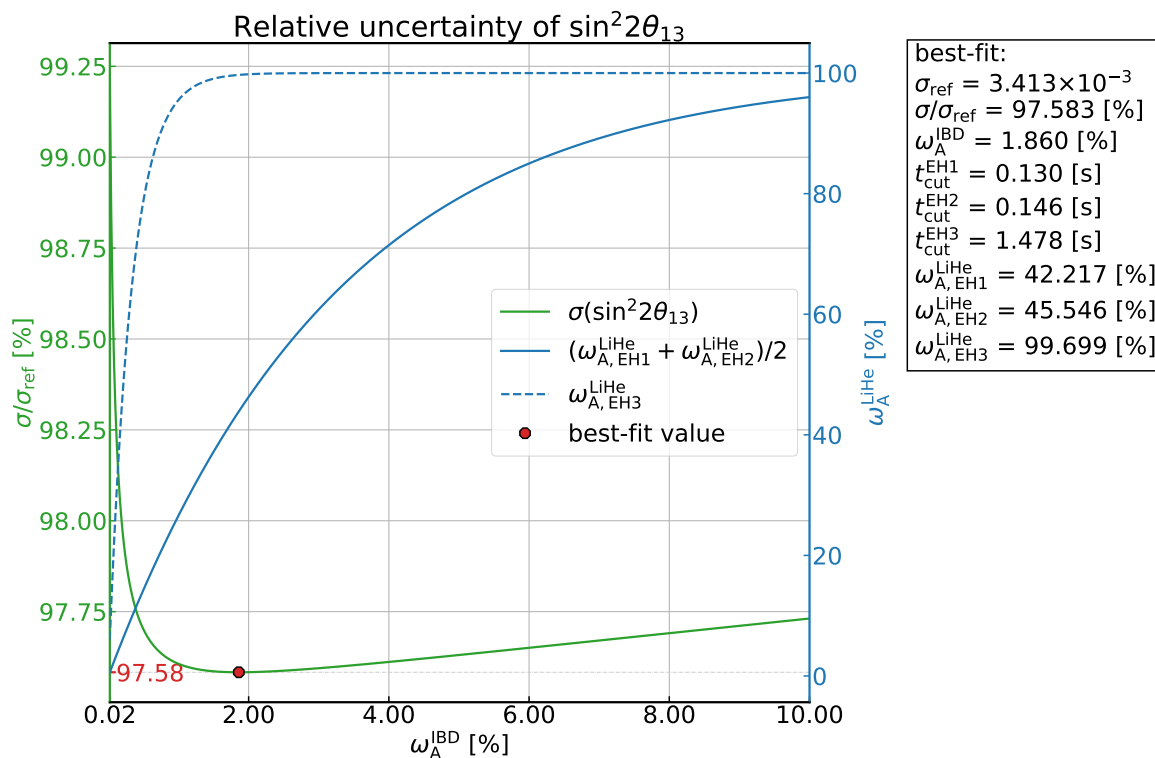


Рисунок 3.13 — Относительная ошибка параметра осцилляции $\sin^2 2\theta_{13}$. На графике продемонстрирована зависимость относительной ошибки параметра $\sin^2 2\theta_{13}$ от параметра разделения полезного окна ω_A^{IBD} (зеленая кривая и ось левая Y). Также приведена зависимость относительной доли событий ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ в ближнем и дальнем экспериментальных залах от ω_A^{IBD} (синие кривые и правая ось Y). Красная точка соответствует значению с наименьшей неопределенностью $\sin^2 2\theta_{13}$. Основные параметры, соответствующие данной точке, вынесены в таблицу справа.

Абсолютное значение $\sin^2 2\theta_{13}$:

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta_{13} &= 0.085000 \pm 0.003413 \text{ — без разделения полезного окна,} \\ \sin^2 2\theta_{13} &= 0.085000 \pm 0.003330 \text{ — best-fit значение с разделением.} \end{aligned} \quad (3.20)$$

Результат подгонки для параметра осцилляции Δm_{32}^2 представлен на рис. 3.14. Метод разделения полезного окна позволил уменьшить неопределенность параметра Δm_{32}^2 на 1.906% относительно неопределенности без использования данного метода σ_{ref} .

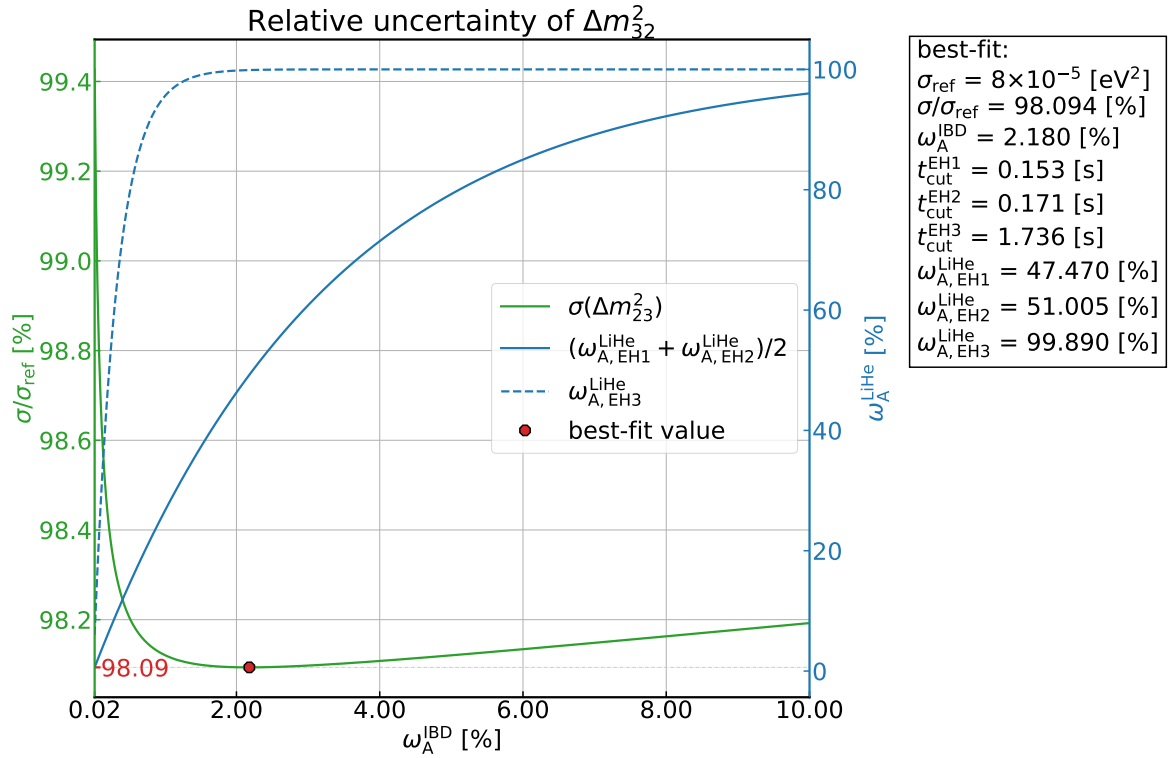


Рисунок 3.14 — Относительная ошибка параметра осцилляции Δm_{32}^2 . На графике продемонстрирована зависимость относительной ошибки параметра Δm_{32}^2 от параметра разделения полезного окна ω_A^{IBD} (зеленая кривая и ось левая Y). Также приведена зависимость относительной доли событий ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ в ближнем и дальнем экспериментальных залах от ω_A^{IBD} (синие кривые и правая ось Y). Красная точка соответствует значению с наименьшей неопределенностью Δm_{32}^2 . Основные параметры, соответствующие данной точке, вынесены в таблицу справа.

Абсолютное значение Δm_{32}^2 :

$$\Delta m_{32}^2 = (2.44 \pm 0.0800) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2 \text{ — без разделения полезного окна,}$$

$$\Delta m_{32}^2 = (2.44 \pm 0.0785) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2 \text{ — best-fit значение с разделением.}$$

(3.21)

3.5.3 Случай двух независимых параметров разделения полезного окна

Из-за разного поведения относительных долей событий для ближнего и дальнего экспериментальных залов, подход только с одним параметром разделения окна может давать не самый лучший результат. Поэтому следующим

шагом было использование двух параметров разделения окна: первый параметр фиксирует относительную долю событий ОБР в ближних экспериментальных залах ($\omega_{A,EH1/2}^{IBD}$), а второй — на дальнем ($\omega_{A,EH3}^{IBD}$).

Такой подход все еще не является самым общим случаем (когда варьировались бы доли независимо для каждого зала). Однако использование общего параметра для ближних залов может быть оправдано схожим поведением относительных долей событий (см. рис. 3.3 и 3.4).

Результат подгонки для параметра осцилляции $\sin^2 2\theta_{13}$ представлен на рис. 3.15. Метод разделения полезного окна позволил уменьшить неопределенность параметра $\sin^2 2\theta_{13}$ на 2.447% (на 0.03% лучше, чем с использованием одной переменной разделения) относительно неопределенности без использования данного метода σ_{ref} . При стремлении $\omega_{A,EH1/2}^{IBD}$ и $\omega_{A,EH3}^{IBD}$ к 100% неопределенность параметров осцилляций стремится к значению без использования метода разделения полезного окна.

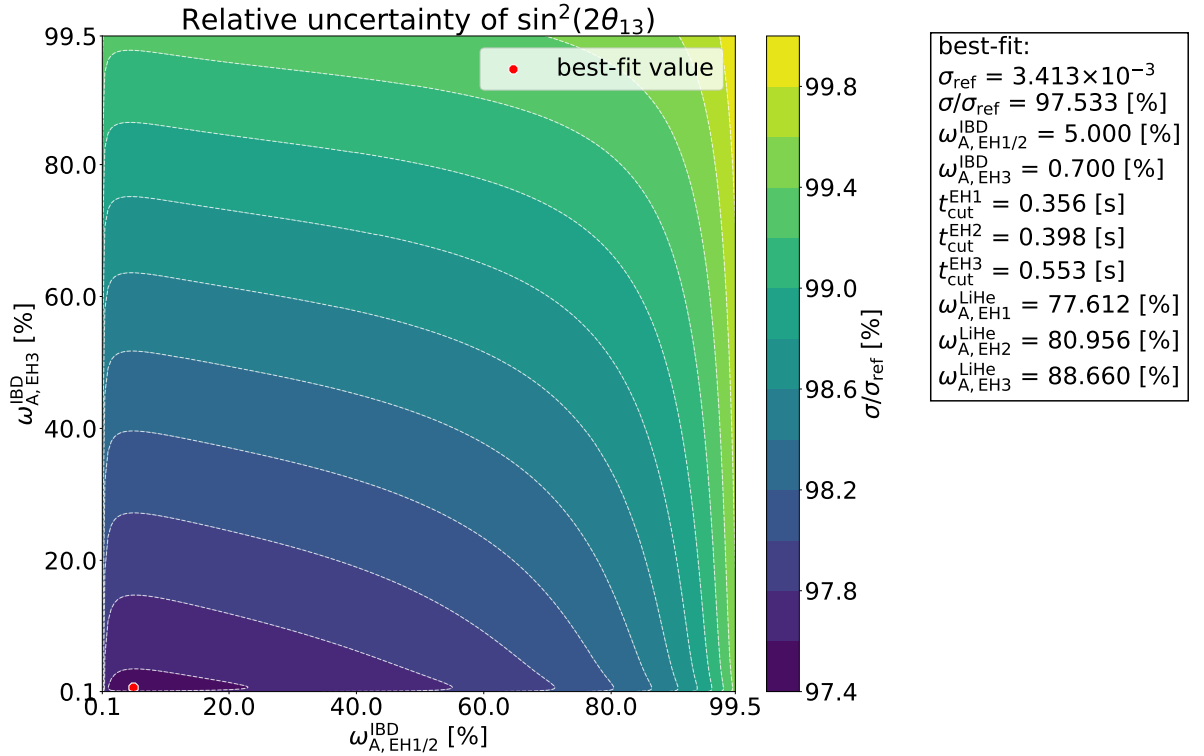


Рисунок 3.15 — Зависимость относительной неопределенности параметра осцилляции $\sin^2 2\theta_{13}$ от двух параметров разделения полезного окна. Красная точка соответствует значению с наименьшей неопределенностью Δm_{32}^2 . Основные параметры, соответствующие данной точке, вынесены в таблицу справа.

Абсолютное значение $\sin^2 2\theta_{13}$:

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta_{13} &= 0.085000 \pm 0.003413 \text{ — без разделения полезного окна,} \\ \sin^2 2\theta_{13} &= 0.085000 \pm 0.003328 \text{ — best-fit значение с разделением.} \end{aligned} \quad (3.22)$$

Результат подгонки для параметра осцилляции Δm_{32}^2 представлен на рис. 3.16. Метод разделения полезного окна позволил уменьшить неопределенность параметра Δm_{32}^2 на 1.995% (на 0.089% лучше, чем с использованием одной переменной разделения) относительно неопределенности без использования данного метода σ_{ref} .

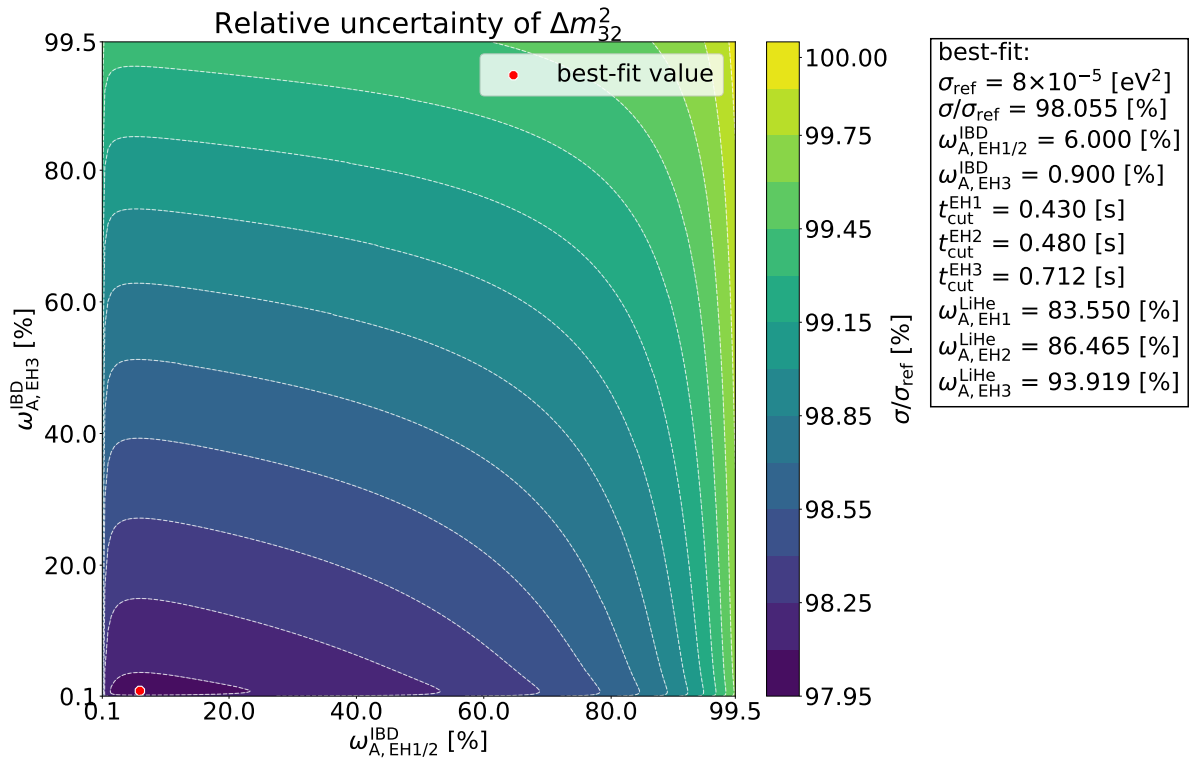


Рисунок 3.16 — Зависимость относительной неопределенности параметра осцилляции Δm_{32}^2 от двух параметров разделения полезного окна. Красная точка соответствует значению с наименьшей неопределенностью Δm_{32}^2 . Основные параметры, соответствующие данной точке, вынесены в таблицу справа.

Абсолютное значение Δm_{32}^2 :

$$\begin{aligned} \Delta m_{32}^2 &= (2.44 \pm 0.0800) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2 \text{ — без разделения полезного окна,} \\ \Delta m_{32}^2 &= (2.44 \pm 0.0784) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2 \text{ — best-fit значение с разделением.} \end{aligned} \quad (3.23)$$

3.6 Дальнейшие планы

В дальнейшем планируется сделать следующее:

1. **Учесть мюоны неспособные родить адронный ливень.** Помимо ливневых мюонов, рождающих ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$, в детектор попадают мюоны с меньшими энергиями. После мюонов, оставивших сигнал в детекторе с энергией от 20 МэВ до 2.5 ГэВ, следует мюонное вето равное 1 мс, которое влияет на продолжительность полезного окна t_w . В данный момент предполагается, что малость такого вето относительно продолжительности полезного окна приводит к незначительному влиянию на результат.
2. **Учесть изменение смеси ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ со временем при разделении полезного окна на две части.** В данный момент при подгонке параметров осцилляций для первой и второй части полезного окна используются одна и та же смесь ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$. Разное время жизни ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ должно приводить к тому, что во второй части полезного окна будет больше ${}^9\text{Li}$ и меньше ${}^8\text{He}$, относительно первой части. В дальнейшем будет необходимо либо ввести отдельные веса для ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$, либо показать, что данное приближение имеет небольшое влияние на результат.
3. **Провести анализ на полной статистике.** В данной работе использовалась статистика, набранная экспериментом Daya Bay за 1230 дней. Последний опубликованный результат основан на 1958 днях набора данных [13], а также планируется анализ основанный на полной статистике после остановки эксперимента в 2020 году. Вклад систематической неопределенности в осцилляционные параметры на полной статистике больше, что может привести к улучшению полученного в данной работе результата.
4. **Использовать три независимых параметра разделения полезного окна, по одному на каждый экспериментальный зал.** Модель эксперимента Daya Bay в GNA позволяет осуществить такой подход, но это может занять относительно большое количество процессорного времени и не дать существенного улучшения результата. Поэтому в данной

работе было решено ограничиться случаем двух независимых параметров.

УТОЧНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОТБОРА СОБЫТИЙ ОБРАТНОГО БЕТА-РАСПАДА

Существует систематическое расхождение в измерениях двух эффективностей отбора, описанных в разделе 2.5, полученных в разных экспериментальных группах. Данная глава посвящена поиску возможных причин данного расхождения.

Основное внимание уделено эффективности отбора А, так как она имеет более сложную структуру, чем эффективность отбора В, из-за чего могут возникать искомые причины систематического отклонения.

4.1 Плотность распределения временных интервалов между мгновенным и запаздывающим сигналом

Важным элементом в при вычислении эффективности отбора событий ОБР является плотность распределения временных интервалов $F(t_w)$ между мгновенным и запаздывающим сигналом. В данной работе в качестве модели выбран следующий вид для данной плотности распределения:

$$F(t_w) = \frac{1}{C_n} \left(n_1 \cdot e^{-t_w/\tau_1} + n_2 \cdot e^{-t_w/\tau_2} \right) \cdot \tanh(t_w/\tau_3) \cdot \Theta(t_w), \quad (4.1)$$

где C_n — константа нормировки, $n_1 = 10000$, $n_2 = 50$, $\tau_1 = 28$ мкс, $\tau_2 = 200$ мкс, $\tau_3 = 10$ мкс и $\Theta(t_w)$ — единичная ступенчатая функция Хевисайда. Значения параметров выбраны таким образом, чтобы вид распределения был похож на данные, полученные в эксперименте Daya Bay.

Первая экспонента в (4.1) соответствует захвату нейтрона на гадолинии со средним временем захвата τ_1 , вторая экспонента соответствует захвату нейтрона на водороде со средним временем захвата τ_2 .

4.2 Вычисление эффективности отбора

Эффективность отбора A задается следующей формулой (см. раздел 2.5):

$$\varepsilon_m^A = e^{-(R_p V_p + R_d V_d^+)} \times \int F(t_w) e^{-R_p t_w} dt_w. \quad (4.2)$$

В данной работе эффективность отбора (4.2) вычислялась двумя способами.

Способ первый

В первом способе, эффективность отбора была вычислена при помощи явной подстановки формулы (4.1) в подынтегральное выражение формулы (4.2) с последующим численным интегрированием.

Данный способ хорош тем, что дает понимание того, какое значение должна иметь эффективность отбора с данной плотностью вероятности интервалов между мгновенным и запаздывающим сигналом.

Далее эффективность, рассчитанная данным способом, будет обозначаться как $\varepsilon_{\text{theor}}$.

Способ второй

Во втором способе вместо аналитически заданной плотности распределения (4.1) была использована плотность распределения в виде гистограммы $F_h(t_w)$. При этом интегрирование в (4.2) заменяется на суммирование:

$$\int F(t_w) e^{-R_p t_w} dt_w \rightarrow \sum_i e^{-R_s(t_i+t_{i+1})/2} \cdot F_h\left(\frac{t_i + t_{i+1}}{2}\right) \cdot (t_{i+1} - t_i), \quad (4.3)$$

где t_i — левая граница i -го бина гистограммы $F_h(t_w)$. Данная замена соответствует интегрированию гистограммы методом прямоугольников.

Существует два способа получить гистограмму $F_h(t_w)$: при помощи Монте-Карло моделирования и из экспериментальных данных. Оба способа имеют свои недостатки. К недостаткам первого метода можно отнести тот факт, что Монте-Карло моделирование не соответствует в полной мере

реальным данным, а при извлечении гистограммы распределения из экспериментальных данных возникают корреляции из-за того, что полученная в результате вычислений эффективность затем используется для поправки тех же данных.

В данной работе гистограмма $F_h(t_w)$ получена из Монте-Карло моделирования временных интервалов между мгновенным и запаздывающим сигналами, соответствующие периоду наблюдения равному 5 годам, для эксперимента Daya Bay.

Далее эффективность, рассчитанная данным способом, будет обозначаться как $\varepsilon_{\text{data}}$.

4.3 Изучение вкладов в неопределенность эффективности отбора

В данном разделе будут рассмотрены три вклада в неопределенность эффективности отбора A :

1. Вклад в неопределенность от параметров Монте-Карло моделирования;
2. Вклад от фона случайных совпадений;
3. Вклад от численного интегрирования.

4.3.1 Вклад в неопределенность эффективности отбора от параметров Монте-Карло моделирования

При вычислении эффективности отбора с помощью Монте-Карло моделирования необходимо знать, какую неопределенность в эффективность вносят параметры моделирования.

Основной вклад в (4.1) вносит слагаемое с первой экспонентой из-за большого параметра n_1 (относительно n_2) и τ_1 (относительно τ_2), поэтому было решено проверить влияние именно этого члена.

Параметр τ_1 является более понятным с точки зрения физики, нежели n_1 , поэтому в работе оценен вклад именно от него. Значение стандартного от-

клонения τ_1 примерно 3 мкс.

Явная подстановка сдвинутого параметра τ_1 в определение эффективности (4.2) привело к результату, продемонстрированному на рис. 4.1.

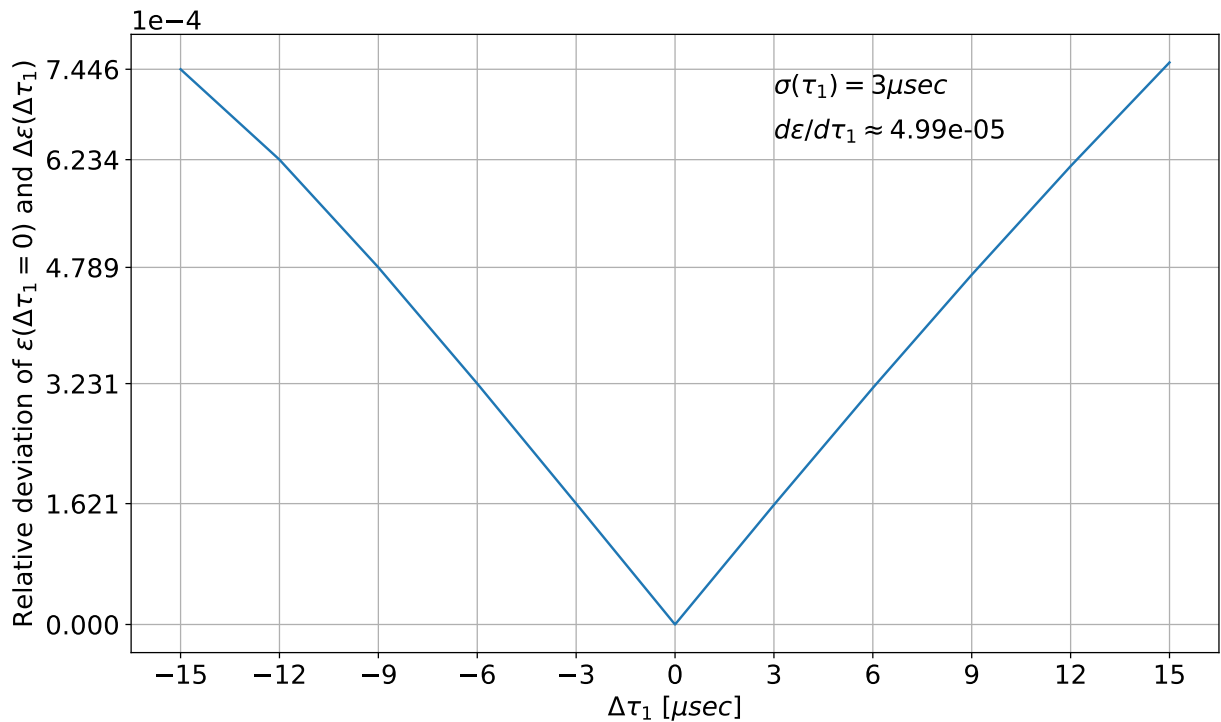


Рисунок 4.1 — Относительное отклонение эффективности сдвинутой засчет изменения τ_1 от эффективности с фиксированным параметром τ_1 .

Таким образом, если τ_1 отклонится на 5σ от своего среднего значения, то это приведет к изменению эффективности равному:

$$\Delta\epsilon_m^{\text{MC}} = 7.254 \cdot 10^{-4} (0.075\%). \quad (4.4)$$

4.3.2 Вклад в неопределенность эффективности отбора от фона случайных совпадений

В реальных измерениях всегда помимо сигнальных событий в функцию плотности распределения входит плоский вклад от фона случайных совпадений (рис. 4.2). Важно уметь корректно реконструировать эффективность с учетом этого фона.

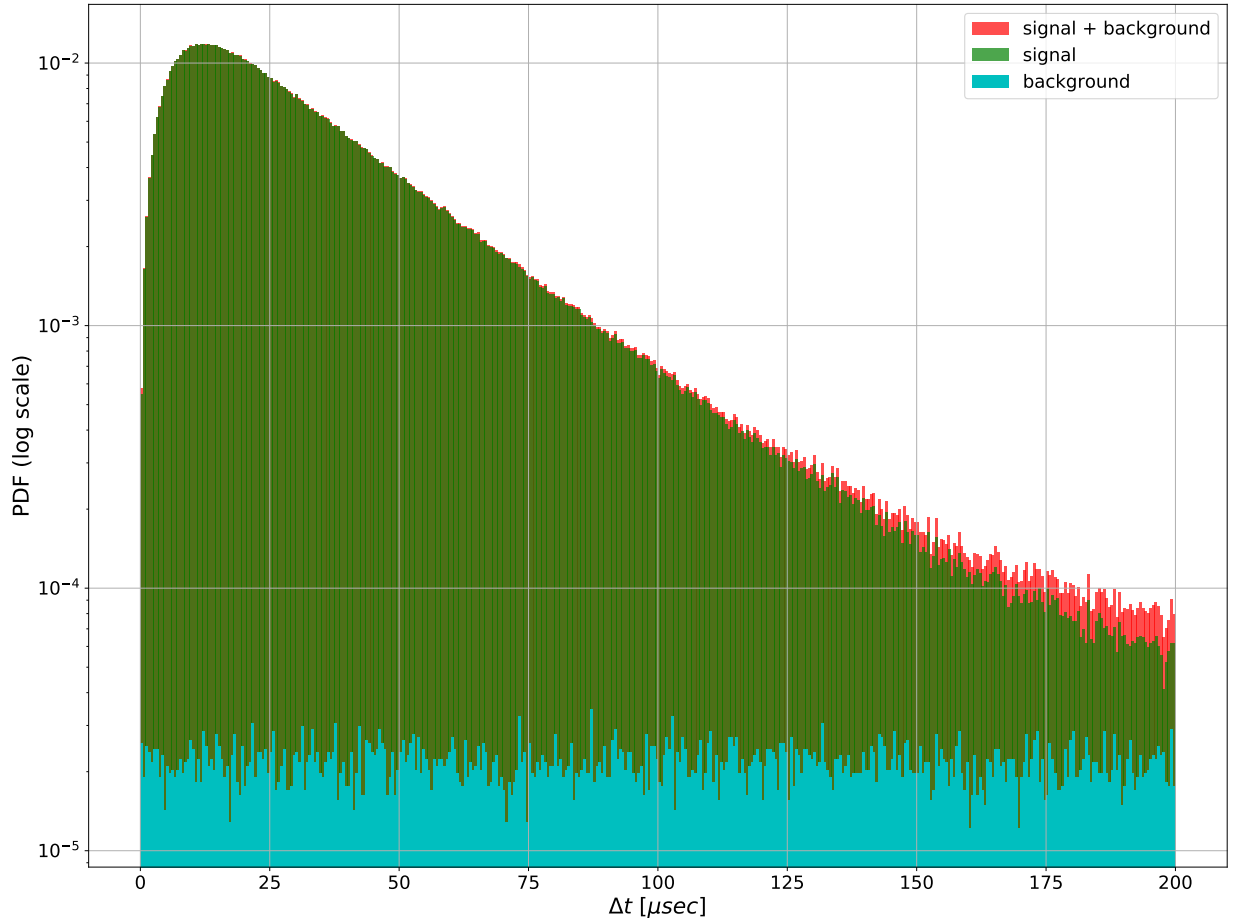


Рисунок 4.2 — Иллюстрация вклада случайных совпадений в функцию плотности распределения временных интервалов между событиями ОБР.

Скорость счета случайных совпадений R_{acc} в случае отбора А:

$$\begin{aligned}
 R_{\text{acc}} &= R_d P(0, R_s, V_d^+) P(1, R_s, T_p) \frac{1}{T_p} \int_0^{T_p} P(0, R_s, V_p - t) dt = \\
 &= R_d e^{-R_s(V_d^+ + V_p)} (1 - e^{-R_s T_p}),
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

где R_s — скорость счета случайных единичных событий.

Далее понадобится среднее число случайных совпадений за период наблюдения L , определяемое формулой:

$$N_{\text{acc}} = R_{\text{acc}} \cdot L. \tag{4.6}$$

С учетом постоянного фона функция плотности вероятности (4.1), её нормировка C_n и эффективность ε модифицируется следующим образом:

$$\begin{aligned}
 F(t_w) &\rightarrow \tilde{F}(t_w) = F_{\text{sig}}(t_w) + F_{\text{bg}}, \\
 C_n \equiv N_{\text{sig}} &\rightarrow \tilde{C}_n = N_{\text{sig}} + N_{\text{acc}}, \\
 \varepsilon &\rightarrow \tilde{\varepsilon} = \varepsilon_{\text{sig}} + \Delta\varepsilon_{\text{bg}}.
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

Модифицировав плотность распределения в (4.2) была найдена добавка к эффективности от фона случайных совпадений:

$$\Delta\varepsilon_{\text{bg}} = e^{-R_s(V_p+V_d^+)} \cdot \int_0^{200} e^{-R_s t} \cdot f_{\text{bg}} \cdot dt = e^{-R_s(V_p+V_d^+)} \cdot \frac{f_{\text{bg}}}{R_s} \cdot (1 - e^{-R_s T_p}), \quad (4.8)$$

а сам фон f_{bg} определяется следующим выражением

$$f_{\text{bg}} = \frac{1}{N_{\text{sig}} + N_{\text{bg}}} \cdot \frac{LR_{\text{acc}}}{T_p} = \frac{L}{T_p} \cdot \frac{R_d}{N_{\text{sig}} + N_{\text{acc}}} \cdot e^{-R_s(V_p+V_d^+)} \cdot (1 - e^{-R_s T_p}). \quad (4.9)$$

Финальное выражение для $\Delta\varepsilon_{\text{bg}}$ с учетом (4.9) примет вид:

$$\Delta\varepsilon_{\text{bg}} = \frac{1}{N_{\text{sig}} + N_{\text{acc}}} \cdot \frac{L}{T_p} \cdot \frac{R_{\text{acc}}}{R_s} \cdot e^{-R_s(V_p+V_d^+)} \cdot (1 - e^{-R_s T_p}). \quad (4.10)$$

Далее было сделано следующее:

1. Сгенерирована гистограмма, отвечающая сигнальным событиям $H_{\text{sig}}(t_w)$;
2. Сгенерирована гистограмма, отвечающая фоновым событиям $H_{\text{bg}}(t_w)$;
3. Сложение двух гистограмм и нормировка новой гистограммы:

$$h_{\text{sig+bg}}(t_w) = 1/(N_{\text{sig}} + N_{\text{bg}}) \cdot (H_{\text{sig}}(t_w) + H_{\text{bg}}(t_w));$$

4. Из $h_{\text{sig+bg}}(t_w)$ найдена „неправильная“ эффективность $\tilde{\varepsilon}$;
5. Найдена искомая эффективность ε_{rec} по формуле:

$$\varepsilon_{\text{rec}} = \frac{N_{\text{sig}} + N_{\text{acc}}}{N_{\text{sig}}} \cdot (\tilde{\varepsilon} - \Delta\varepsilon_{\text{bg}}). \quad (4.11)$$

На рис. 4.3 показан результат реконструкции эффективности. $\tilde{\varepsilon}$ вычислялась из набора данных состоящего из событий ОБР и плоской добавки от фона случайных совпадений. Количество фоновых событий определялось значением N_{acc} , а их временные задержки t_w были распределены равномерно в интервале от 0 до 200 мкс. Для каждой скорости счета событий ОБР было сгенерировано по 10 наборов данных (зеленые точки на графика), по которым затем было произведено усреднение (красные точки).

Неопределенность эффективности из-за фона случайных совпадений зависит от скорости счета событий ОБР, поэтому она различна для каждого

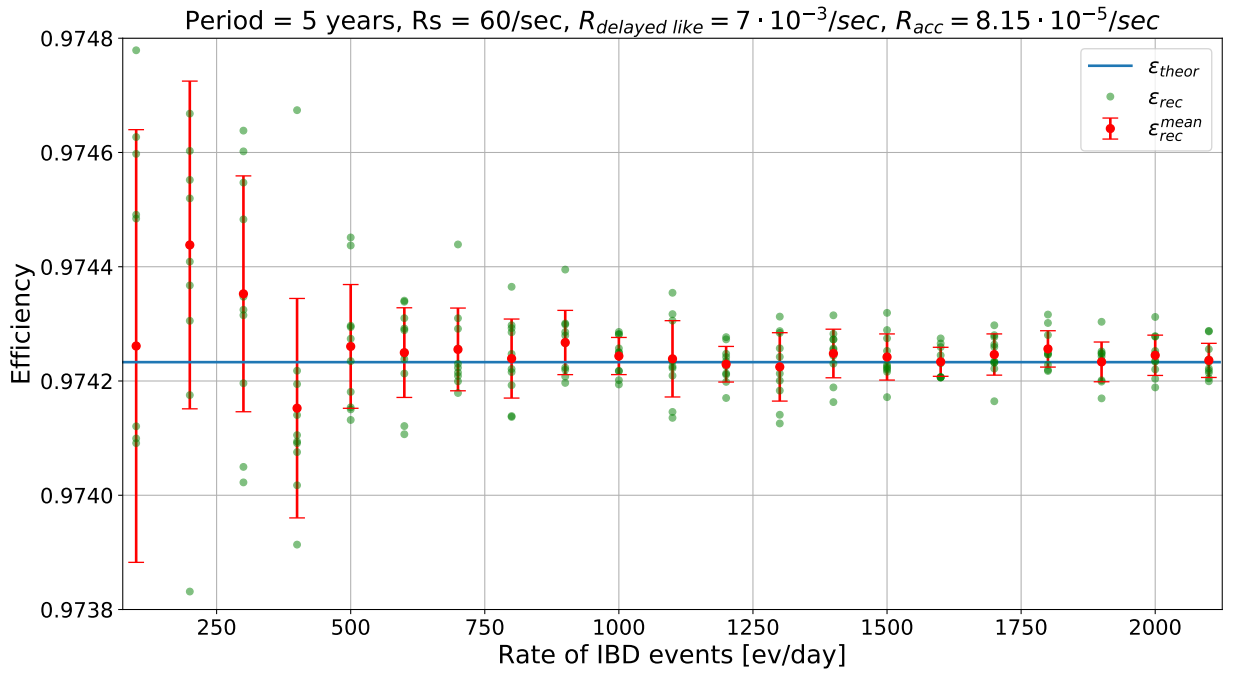


Рисунок 4.3 — Зависимость реконструированной эффективности отбора от скорости счета событий ОБР в детекторе. Детекторам, расположенным в ближних экспериментальных залах (ЕН1, ЕН2), соответствует скорость счета событий ОБР равная примерно 600 событий в день, детекторам в дальнем зале (ЕН3) — 75 событий в день. Каждая зеленая точка соответствует статистике, набранной за 5 лет наблюдений.

экспериментального зала:

$$\Delta \varepsilon_m^{\text{acc}}(\text{ЕН1, ЕН2}) = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ (0.003\%)}, \quad (4.12)$$

$$\Delta \varepsilon_m^{\text{acc}}(\text{ЕН3}) = 1.87 \cdot 10^{-4} \text{ (0.02\%)}. \quad (4.13)$$

4.3.3 Вклад в неопределенность эффективности отбора от интегрирования гистограммы методом трапеций

В подразделе 4.2 был описан переход от интегрирования непрерывной функции к интегрированию гистограммы с использованием метода прямоугольников. Однако в ходе решения задачи был также использован и другой способ интегрирования, а именно — метод трапеций.

Интегрирование методом трапеции приводило к систематической сдвигке эффективности отбора равной:

$$\Delta \varepsilon_m^{\text{trapz}} = 1.9 \cdot 10^{-3} \text{ (0.19\%)}. \quad (4.14)$$

4.4 Обсуждение результатов

Ближние детекторы эксперимента Daya Bay на данный момент набрали порядка одного миллиона событий каждый. Такому объему данных соответствует статистическая ошибка порядка 0.1%, а значит и систематическая ошибка не должна превышать это значение. Дальние детекторы набрали около 150 000 событий, чему соответствует статистическая ошибка равная примерно 0.26%.

Вклад в неопределенность эффективности отбора от фона случайных совпадений для ближних (дальних) детекторов $\Delta\varepsilon_m^{\text{acc}}(\text{EN1}, \text{EN2})$ ($\Delta\varepsilon_m^{\text{acc}}(\text{EN3})$) составляет 0.003% (0.02%) и является незначительным.

Вклад в неопределенность эффективности отбора от параметров Монте-Карло моделирования $\Delta\varepsilon_m^{\text{MC}}$ составляет 0.075%. Хотя данная неопределенность меньше 0.1%, ее вклад уже можно назвать существенным.

Наибольший вклад в неопределенность эффективности отбора связан с численным интегрированием методом трапеций $\Delta\varepsilon_m^{\text{trapz}}$ и составляет 0.19%. Таким образом, метод численного интегрирования существенным образом влияет на неопределенность эффективности отбора, поэтому необходимо аккуратно подходить к выбору используемого метода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной магистерской диссертации автором были исследованы фон от распада ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ и эффективность отбора событий обратного бета-распада в эксперименте Daya Bay. В частности:

- При исследовании фона от распада ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ автором было проделано следующее:
 1. Разработана методика уменьшения вклада неопределенности фона от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ в измерение осцилляционных параметров в эксперименте Daya Bay, основанная на разделении временного окна набора данных на две части.
 2. Получены формулы для относительного количества событий ОБР и фона от ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ в первой и второй части окна набора данных.
 3. Произведено моделирование относительных долей событий для эксперимента Daya Bay.
 4. Вычислены неопределенности, связанные с параметрами моделирования.
 5. Оценено влияние используемого метода на неопределенность осцилляционных параметров:
 - Неопределенность параметра осцилляции $\sin^2(2\theta_{13})$ улучшена на 2.447%.
 - Неопределенность параметра осцилляции Δm_{23}^2 улучшена на 1.995%.
- При исследовании эффективности отбора событий автором было проделано следующее:
 1. Оценена неопределенность, связанная с использованием Монте-Карло моделирования для вычисления эффективности отбора:

$$\Delta \epsilon_m^{\text{MC}} = 7.254 \cdot 10^{-4}.$$

2. Оценена неопределенность, связанная с фоном случайных совпадений, для ближних и дальнего экспериментальных залов:

$$\Delta \varepsilon_m^{\text{acc}}(\text{ЕН1}, \text{ЕН2}) = 2.5 \cdot 10^{-5},$$
$$\Delta \varepsilon_m^{\text{acc}}(\text{ЕН3}) = 1.87 \cdot 10^{-4}.$$

3. Оценена неопределенность, связанная с использованием численного интегрирования методом трапеций для вычисления эффективности отбора:

$$\Delta \varepsilon_m^{\text{trapez}} = 1.9 \cdot 10^{-3}.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Detection of the free neutrino: A Confirmation / C. Cowan [et al.] // Science. — 1956. — Vol. 124. — P. 103–104. — DOI: 10.1126/science.124.3212.103.
2. Precision electroweak measurements on the Z resonance / S. Schael [et al.] // Phys. Rept. — 2006. — Vol. 427. — P. 257–454. — DOI: 10.1016/j.physrep.2005.12.006. — arXiv: hep-ex/0509008.
3. Constraints on θ_{13} from a three-flavor oscillation analysis of reactor antineutrinos at KamLAND / A. Gando [et al.] // Physical Review D. — 2011. — Mar. — Vol. 83, no. 5. — ISSN 1550-2368. — DOI: 10.1103/PhysRevD.83.052002. — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.83.052002>.
4. Review of Particle Physics / M. Tanabashi [et al.] // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 98, no. 3. — P. 030001. — DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
5. Bilenky S. Neutrino in Standard Model and beyond // Phys. Part. Nucl. — 2015. — Vol. 46, no. 4. — P. 475–496. — DOI: 10.1134/S1063779615040024 arXiv: 1501.00232 [hep-ph].
6. Akhmedov E. K. Neutrino physics // Proceedings, Summer School in Particle Physics: Trieste, Italy, June 21-July 9, 1999. — 06/1999. — P. 103–164. — arXiv: hep-ph/0001264.
7. Pontecorvo B. Mesonium and anti-mesonium // Sov. Phys. JETP. — 1957. — Vol. 6. — P. 429.
8. Pontecorvo B. Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge // Sov. Phys. JETP. — 1958. — Vol. 7. — P. 172–173.
9. Naumov D., Naumov V. Quantum Field Theory of Neutrino Oscillations // Phys. Part. Nucl. — 2020. — Vol. 51, no. 1. — P. 1–106. — DOI: 10.1134/S1063779620010050.
10. Search for neutrino oscillations on a long baseline at the CHOOZ nuclear power station / M. Apollonio [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2003. — Vol. 27. — P. 331–374. — DOI: 10.1140/epjc/s2002-01127-9. — arXiv: hep-ex/0301017.

11. Piepke A. Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2002. — Vol. 48. — P. 113–121. — DOI: 10 . 1016/S0146 - 6410(02)00117 - 5.
12. Double Chooz: A Search for the neutrino mixing angle θ_{13} / F. Ardellier [et al.]. — 2006. — June. — arXiv: hep - ex/0606025.
13. Measurement of the Electron Antineutrino Oscillation with 1958 Days of Operation at Daya Bay / D. Adey [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Vol. 121, no. 24. — P. 241805. — DOI: 10 . 1103/PhysRevLett . 121 . 241805. — arXiv: 1809 . 02261 [hep - ex].
14. Measurement of Reactor Antineutrino Oscillation Amplitude and Frequency at RENO / G. Bak [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Vol. 121, no. 20. — P. 201801. — DOI: 10 . 1103/PhysRevLett . 121 . 201801. — arXiv: 1806 . 00248 [hep - ex].
15. Indication of Reactor $\bar{\nu}_e$ Disappearance in the Double Chooz Experiment / Y. Abe [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — T. 108. — C. 131801. — DOI: 10 . 1103/PhysRevLett . 108 . 131801. — arXiv: 1112 . 6353 [hep - ex].
16. Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay / F. P. An [и др.] // Physical Review Letters. — 2012. — Апр. — Т. 108, № 17. — ISSN 1079-7114. — DOI: 10 . 1103/physrevlett . 108 . 171803. — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.171803>.
17. Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment / J. Ahn [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Т. 108. — C. 191802. — DOI: 10 . 1103/PhysRevLett . 108 . 191802. — arXiv: 1204 . 0626 [hep - ex].
18. Spectral Measurement of Electron Antineutrino Oscillation Amplitude and Frequency at Daya Bay / F. P. An [et al.] // Physical Review Letters. — 2014. — Feb. — Vol. 112, no. 6. — ISSN 1079-7114. — DOI: 10 . 1103/physrevlett . 112 . 061801. — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.061801>.

19. Measurement of electron antineutrino oscillation based on 1230 days of operation of the Daya Bay experiment / F. P. An [et al.] // Phys. Rev. D. — 2017. — Vol. 95, no. 7. — P. 072006. — DOI: [10 . 1103 / PhysRevD . 95 . 072006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.072006). — arXiv: [1610 . 04802](https://arxiv.org/abs/1610.04802) [hep-ex].
20. Measuring cosmogenic Li-9 background in a reactor neutrino experiment / L.-j. Wen [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2006. — Vol. 564. — P. 471–474. — DOI: [10 . 1016 / j . nima . 2006 . 04 . 047](https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.04.047). — arXiv: [hep - ex / 0604034](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0604034).
21. Alburger D. E., Wilkinson D. H. Beta decay of ^{16}C and ^{17}N // Phys. Rev. C. — 1976. — Feb. — Vol. 13, no. 2. — P. 835–846. — DOI: [10 . 1103 / PhysRevC . 13 . 835](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.13.835).
22. Poskanzer A. M., Esterlund R. A., McPherson R. Decay of He^8 // Phys. Rev. Lett. — 1965. — Dec. — Vol. 15, issue 26. — P. 1030–1033. — DOI: [10 . 1103 / PhysRevLett . 15 . 1030](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.15.1030). — URL: [https : // link . aps . org / doi / 10 . 1103 / PhysRevLett . 15 . 1030](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.15.1030).
23. Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in KamLAND / S. Abe [et al.] // Physical Review C. — 2010. — Feb. — Vol. 81, no. 2. — ISSN 1089-490X. — DOI: [10 . 1103 / physrevc . 81 . 025807](https://doi.org/10.1103/physrevc.81.025807). — URL: [http : // dx . doi . org / 10 . 1103 / PhysRevC . 81 . 025807](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.81.025807).
24. Oliphant T. E. A guide to NumPy. Vol. 1. — Trelgol Publishing USA, 2006.
25. Eadie W. Statistical methods in experimental physics. — North-Holland Pub. Co., 1971. — URL: [https : // books . google . ru / books ? id = YKDvAAAAMAAJ](https://books.google.ru/books?id=YKDvAAAAMAAJ).
26. SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python / P. Virtanen [et al.] // Nature Methods. — 2020. — Vol. 17. — P. 261–272. — DOI: [https : // doi . org / 10 . 1038 / s41592 - 019 - 0686 - 2](https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2).
27. GNA: new framework for statistical data analysis / A. Fatkina [et al.] // EPJ Web of Conferences / ed. by A. Forti [et al.]. — 2019. — Vol. 214. — P. 05024. — ISSN 2100-014X. — DOI: [10 . 1051 / epjconf / 201921405024](https://doi.org/10.1051/epjconf/201921405024). — URL: [http : // dx . doi . org / 10 . 1051 / epjconf / 201921405024](http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/201921405024).

28. CUDA Support in GNA Data Analysis Framework / A. Fatkina [et al.]. — 2018. — arXiv: 1804.07682 [cs.DC].
29. James F., Roos M. Minuit: A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations // Comput. Phys. Commun. — 1975. — Vol. 10. — P. 343–367. — DOI: 10.1016/0010-4655(75)90039-9.
30. Brun R., Rademakers F. ROOT: An object oriented data analysis framework // Nucl. Instrum. Meth. A / ed. by M. Weren, D. Perret-Gallix. — 1997. — Vol. 389. — P. 81–86. — DOI: 10.1016/S0168-9002(97)00048-X.
31. Tange O. GNU Parallel - The Command-Line Power Tool // ;login: The USENIX Magazine. — Frederiksberg, Denmark, 2011. — Feb. — Vol. 36, no. 1. — P. 42–47. — DOI: <http://dx.doi.org/10.5281/zenodo.16303>. — URL: <http://www.gnu.org/s/parallel>.