

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
Государственное образовательное учреждение Иркутский
Государственный Университет

Международная организация Объединенный Институт
Ядерных Исследований
Лаборатория Ядерных Проблем

Физический факультет
Кафедра теоретической физики
Заведующий кафедрой
Профессор Валл А. Н.

Дипломная работа
Исследование триггерной системы на основе
пластического сцинтиллятора для эксперимента
DayaBay

Руководители:

_____ к.ф.-м.н. Наумов Д. В.
(ОИЯИ),

_____ проф. Калошин А. Е.
(ИГУ)

Студент группы 1523

_____ Гончар М. О.

Работа защищена

с оценкой _____

“ _____ ” _____ 2007

Рецензент:

Нормоконтролер

_____ доц. Персигов В. М.

Дубна-Иркутск 2007 г.

Задание на дипломную работу

Провести моделирование работы мюонной вето-системы на основе пластического сцинтиллятора. Исследовать несколько конфигураций детекторов. Определить наиболее оптимальный вариант конфигурации, позволяющий добиться высокой эффективности детектирования мюонов (99.5 %) при достаточном подавлении ложных срабатываний, вызванных естественной радиоактивностью. Уровень подавления ложных срабатываний выбрать исходя из условий эксперимента и данных об измерении естественного радиоактивного фона в Абердинском туннеле.

Исследовать чувствительность эксперимента DayaBay к значению $\sin^2 2\theta_{13}$. Исследовать зависимость чувствительности от неопределенности фона „быстрых“ нейтронов и оценить возможность увеличения чувствительности за счет таггирования „быстрых“ нейтронов.

Реферат

В данной работе представлен краткий обзор истории нейтринной физики, основные теоретические моменты, связанные с нейтрино, массой нейтрино и нейтринными осцилляциями.

Рассмотрены источники нейтрино. Приведено краткое описание наиболее значимых экспериментов. Отдельно рассмотрены реакторные эксперименты.

Описана методика измерения значения угла смешивания нейтрино θ_{13} в реакторных экспериментах.

Приведено описание реакторного эксперимента DayaBay. Рассмотрены систематические неопределенности и чувствительность эксперимента к значению $\sin^2 2\theta_{13}$.

Изучено программное обеспечение коллаборации DayaBay. Написан ряд программ по анализу данных моделирования эксперимента DayaBay. Приведены результаты моделирования.

Изучен метод анализа чувствительности эксперимента к значению $\sin^2 2\theta_{13}$. Проведено исследование зависимости чувствительности эксперимента от различных систематических неопределенностей.

Проведена оценка возможности увеличения чувствительности эксперимента за счет таггирования фона „быстрых“ нейтронов.

Проведены моделирование и анализ различных конфигураций сцинтилляционного мюонного детектора. Исследована эффективность работы мюонного вето на основе пластического сцинтиллятора.

Оглавление

1	Физика нейтрино	6
1.1	Краткая история	6
1.1.1	История	6
1.1.2	Нобелевские премии	8
1.2	Теория нейтрино	9
1.2.1	Слабые взаимодействия	9
1.2.2	Стандартная модель	10
1.2.3	Масса нейтрино	11
1.2.4	Механизм качелей	12
1.2.5	Матрица смешивания нейтрино	13
1.2.6	Нейтринные осцилляции	14
1.3	Источники нейтрино	16
1.3.1	Реликтовые нейтрино	16
1.3.2	Фоновые нейтрино	16
1.3.3	Реакторные антинейтрино	16
1.3.4	Солнечные нейтрино	16
1.3.5	Атмосферные нейтрино	17
1.3.6	Ускорительные нейтрино	18
1.3.7	Нейтрино от вспышек сверхновых	18
2	Нейтринные эксперименты	19
2.1	Основные нейтринные эксперименты	19
2.1.1	Эксперимент Райнеса и Козна	19
2.1.2	Cl-Ar эксперимент в Хоумстэйке	20
2.1.3	Детектирование мюонного нейтрино	20
2.1.4	Водный черенковский детектор KAMIOKANDE	21
2.2	Осцилляционные эксперименты	22
2.3	Реакторные эксперименты	24
2.3.1	CHOOZ	24
2.3.2	Palo Verde	24
2.3.3	KamLAND	24
2.3.4	Обзор	25
3	Эксперимент DayaBay	26
3.1	Измерение угла смешивания θ_{13} в реакторных экспериментах	26
3.1.1	Детектирование реакторных антинейтрино	26
3.1.2	Осцилляции $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e$	27
3.1.3	Определение значения угла смешивания θ_{13}	29
3.1.4	Значимость угла смешивания θ_{13}	29

3.2	Эксперимент DayaBay	30
3.2.1	Описание эксперимента	30
3.2.2	Детектор	31
3.3	Чувствительность и систематические неопределенности	34
3.3.1	Неопределенности, связанные с реактором	34
3.3.2	Неопределенности, связанные с детектором	34
3.3.3	Фон	36
3.3.4	Чувствительность эксперимента	38
3.4	Мюонная вето-система	40
3.4.1	Необходимость защиты от космических мюонов	40
3.4.2	Водяной щит	40
3.4.3	RPC	41
3.4.4	Пластический сцинтиллятор	41
4	Проделанная работа	42
4.1	Исследование чувствительности эксперимента DayaBay	42
4.1.1	Моделирование нейтринных событий	42
4.1.2	Исследование чувствительности эксперимента DayaBay	46
4.2	Определение эффективности мюонного вето на основе пластического сцинтиллятора	49
4.2.1	Задача	49
4.2.2	Сравнение результатов моделирования с экспериментом	51
4.2.3	Результаты	54
4.2.4	Сводная таблица	57
4.2.5	Обсуждение результатов	58
4.3	Определение нейтронного фона	59
4.3.1	Метод определения нейтронного фона	59
4.3.2	Моделирование	59
4.3.3	Влияние на чувствительность	60
4.3.4	Обсуждение результатов	61
	Заключение	62
	Список используемых источников	63

Глава 1

Физика нейтрино

„Я сделал ужасную вещь.
Я постулировал частицу,
которую невозможно обнаружить“.
Вольфганг Паули

1.1 Краткая история

1.1.1 История

Нейтрино — элементарная частица с нулевым зарядом и полуцелым спином. Участвует только в слабых взаимодействиях.

В 1914 г., Джеймс Чедвик (James Chadwick), изучая радиоактивные изотопы, замечает, что спектр испускаемых β -лучей является, вопреки ожиданиям, непрерывным. В те времена считалось, что при β -распаде испускается только одна частица — электрон, уносящий почти всю разницу энергий ядра (до и после распада), а т. к. энергетические уровни ядер фиксированы и дискретны, то и спектр электронов тоже должен быть дискретен. В 1930 г., пытаясь объяснить этот феномен, Паули (Wolfgang Pauli) предположил, что с электроном испускается еще одна частица („нейтрон“), обладающая нулевым зарядом, полуцелым спином и уносящая часть энергии. Масса этой частицы должна быть не больше массы электрона. В то время, на основе данных о β -распада трития, верхняя граница на массу нейтрино была установлена равной $1/500m_e$.

1933 г. — Чедвик открывает нейтрон, нейтральную частицу с массой, близкой к массе протона. В этом же году Энрико Ферми (Enrico Fermi) предлагает использовать термин „нейтрино“ (маленький, нейтральный) для обозначения гипотетической частицы Паули. Ферми разрабатывает квантовую теорию ядерного β -распада, которая учитывает вклад нейтрино, и, как оказалось, хорошо описывает очень широкий круг ядерных явлений. С точки зрения этой теории β -распад — это распад нейтрона на протон, электрон и нейтрино.

$$n \longrightarrow p + e + \nu \tag{1.1}$$

Предполагалось так же существование обратной реакции:

$$p + \bar{\nu} \rightarrow n + e^+ \tag{1.2}$$

В следующем году Ганс Бете (Hans Bethe) и Рудольф Пайерлс (Rudolf Peierls) на основе теории Ферми рассчитали, что сечение взаимодействия нейтрино с веществом

в миллиард раз меньше чем у электрона. Они показали, что средняя длина пробега такой частицы в воде составит 1000 световых лет, поэтому не существует практического метода регистрации нейтрино.

Несмотря на успех теории Ферми, в существование нейтрино ученые верили „слабым образом“, т. к. никто не мог ее обнаружить, а все попытки измерить массу давали лишь верхний предел на ее значение.

В 1938 г. Оскар Клейн (Oscar Klein) предположил, что очень маленькое сечение взаимодействия нейтрино с веществом связано с обменом очень тяжелой векторной частицей при взаимодействии.

В ноябре 1946 г. Бруно Понтекорво сформулировал требования к веществу мишени для регистрации нейтрино и предложил хлор-аргоновый метод.

В 1947 г. был открыт мюон — частица, обладающая свойствами электрона и отличающаяся от него только массой. Бруно Понтекорво предположил, что она должна таким же образом взаимодействовать с протоном.

$$\mu + p \rightarrow n + \nu' \quad (1.3)$$

Он обратил внимание на то, что ν' каким-то образом может отличаться от нейтрино, испускаемого при реакции с электроном. В это же время Хинкс, Понтекорво и Штейнбергер (Jack Steinberger) получили схему распада мюона:

$$\mu \rightarrow e + \nu + \nu \quad (1.4)$$

Позже Фейнберг (Feinberg) показал, что если считать эти два нейтрино одинаковыми и предположение Клейна о тяжелом векторном бозоне верным, должна существовать реакция радиоактивного распада мюона ($\mu \rightarrow e + \gamma$), которая не наблюдалась. Корректное объяснение отсутствия радиоактивного распада дали Ли (Tsung-Dao Lee) и Янг (Chen Ning Yang), приписав нейтрино, испускаемым при распаде мюона разный „аромат“ (flavor).

В 1950 г. Фредерик Райнес (Frederick Reines) и Клайд Коэн (Clyde Cowan) предложили эксперимент, который, по их мнению, мог детектировать нейтрино и, в 1956 зарегистрировали электронное антинейтрино от ядерного реактора в Savannah River, на юге штата Калифорния.

1957 г. — Бруно Понтекорво предполагает, что аналогично $K_0 - \bar{K}_0$ осцилляциям существуют нейтрино-антинейтринные осцилляции.

1962 г. — Зиро Маки (Ziro Maki), Масами Накагава (Masami Nakagawa) и Саката (Shoichi Sakata) предлагают идею нейтринного флейворного смешивания и флейворные осцилляции. В этом же году Леон Ледерман (Leon Lederman), Мэл Шварц (Mel Schwartz) и Джек Штейнбергер детектируют мюонное нейтрино в Брукхэйвенском эксперименте и показывают его отличие от электронного.

1965 г. — Вадим Алексеевич Кузьмин предложил галлий-германиевый метод детектирования нейтрино.

1968 г. Рэй Дэвис (Ray Davis) детектирует солнечное нейтрино используя хлор-аргоновый метод, разработанный Понтекорво. Впервые обнаружен дефицит нейтрино, идущих от солнца. Через два года, американский физик Мартин Перл (Martin Perl) открывает τ -лептон в эксперименте в ускорителе SLAC. Анализ распадов τ ведет к предположению существования третьего типа нейтрино, отличающегося от ν_e и ν_τ .

1980 г. — Построен первый массивный подземный детектор IMB, предназначенный для обнаружения распада протона и детектирования нейтрино, Кливленд, штат Огайо. В Камиоке, в Японии создается аналогичный эксперимент. В 1985 году в обоих экспериментах обнаружена „атмосферная нейтринная аномалия“, заключающаяся в

недостатке потока атмосферных мюонных нейтрино. Через 2 года обнаружена вспышка нейтрино от взрыва суперновой 1987А, ведущая к началу нейтринной астрономии и установлению пределов на параметры нейтрино.

В 1996 г. начинает работу самый крупный нейтринный детектор Супер-Камиоканде. Через два года коллаборация сообщает об обнаружении нейтринных осцилляций.

В 2000 г. коллаборация DONUT (Fermilab) сообщает о детектировании τ -лептонов, произведенных при помощи τ -нейтрино, т. е. фактически, о первом экспериментальном наблюдении ν_τ .

В 2001 и 2002 SNO сообщает об обнаружении нейтральных токов.

2002 г. — KamLAND сообщает о дефиците реакторных электронных антинейтрино.

1.1.2 Нобелевские премии

1938 г. — За исследования ядерной радиоактивности.

1945 г. — Вольфганг Паули. Но не за нейтрино, а за принцип исключения.

1957 г. — Янг и Ли. За исследование законов сохранения четности, которые привели к важным открытиям в области элементарных частиц.

1958 г. — Павел Черенков, Илья Франк, Игорь Тамм. За исследование и интерпретацию эффекта Черенкова. Несмотря на то, что данный эффект не относится на прямую к нейтрино, он играет одну из важнейших ролей в их детектировании.

1979 г. — Шелдон Глэшоу, Абдус Салам, Стивен Вайнберг. За вклад в теорию электро-слабых взаимодействий.

1988 г. — Леон Ледерман, Мэл Шварц, Джек Штейнбергер. За создание пучка нейтрино высоких энергий и за демонстрацию дублетной структуры лептонов.

1995 г. — Фредерик Рейнес. За детектирование нейтрино. Мартин Перл. За открытие τ -лептона.

2002 г. — Рэй Дэвис, Масатоши Кошиба. За вклад в астрофизику и детектирование космических нейтрино.

1.2 Теория нейтрино

1.2.1 Слабые взаимодействия

Энрико Ферми построил квантовую теорию ядерного β -распада, постулируя токи $\bar{e}\nu_e$ (лептонный ток) и $\bar{p}n$ (адронный ток), при взаимодействии которых происходит распад нейтрона [1]. Это взаимодействие получило название четырехфермионного взаимодействия (Рис. 1.1).

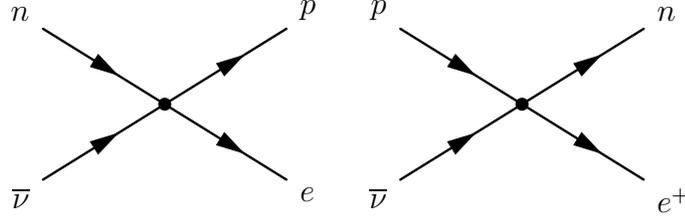


Рис. 1.1: Реакции β -распада: $n \longrightarrow p + e + \bar{\nu}_e$ и обратного β -распада: $p + \bar{\nu}_e \longrightarrow n + e^+$

Амплитуда этих взаимодействий пропорциональна константе связи Ферми:

$$G_F = 1.436 \cdot 10^{-49} \quad \text{эрг} \cdot \text{см}^3 \quad (1.5)$$

$$G_F \approx 10^{-5} m_p, \quad \hbar = c = 1 \quad (1.6)$$

Постоянная ферми очень мала в ядерном масштабе — это объясняет малое сечение процессов β -распада, т. к. оно пропорционально уже G_F^2 . Из-за этой малости четырехфермионные взаимодействия так же получили название „слабых“ взаимодействий.

После открытия мюонов, π -мезонов и особенно странных адронов выяснилось, что распады этих частиц очень хорошо описываются четырехфермионным взаимодействием.

Токи $\bar{e}\nu_e$ и $\bar{p}n$ называются заряженными токами (CC - Charged Current), т. к. они изменяют заряд, участвующих в них частиц. Все свойства слабых распадов и реакции, обусловленные заряженными токами можно описать произведением заряженного тока и ему сопряженного (j и j^+). Полный заряженный ток записывается следующим образом:

$$j_{CC} = \bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{\tau}\nu_\tau + V_{\bar{d}u}\bar{d}u + V_{\bar{s}u}\bar{s}u + \\ + V_{\bar{b}u}\bar{b}u + V_{\bar{d}c}\bar{d}c + V_{\bar{s}c}\bar{s}c + V_{\bar{b}c}\bar{b}c + V_{\bar{d}t}\bar{d}t + V_{\bar{s}t}\bar{s}t + V_{\bar{b}t}\bar{b}t \quad (1.7)$$

Можно привести это выражение к симметричному виду, введя понятия смешивания кварков. Для начала рассмотрим более простой вариант смешивания двух поколений фермионов. Идея состоит в том, чтобы записать ток ((1.7)) в виде:

$$j_{CC} = \bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{d}'u + \bar{s}'c \quad (1.8)$$

Здесь d', s' — „повернутые“ состояния кварков d и s .

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Матрица в (1.9) — матрица поворота Эйлера. θ_C — угол смешивания Кабиббо. Экспериментальные данные подтверждают наличие смешивания с точность до поправок, связанных с существованием третьего поколения фермионов, угол смешивания $\sin \theta_C \approx 0.22$.

Полное выражение для заряженного тока записывается в виде:

$$j_{CC} = \bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{\tau}\nu_\tau + \bar{d}'u + \bar{s}'c + \bar{b}'t \quad (1.10)$$

где, d' , s' и b' — смешанные состояния кварков d , s и b . Смешивание описывается тремя углами $(\theta_1, \theta_2, \theta_3)$ и одним фазовым множителем $(e^{i\delta})$. Угол θ_1 приблизительно равен углу Каббиво.

В теории Ферми все токи векторные. В 1957 г. Ли и Янг, анализируя двух- и трехпионные распады К-мезонов выдвинули гипотезу, что слабые взаимодействия не сохраняют пространственную четность. В этом же году Фейнман и Гелл-Манн пришли к выводу, что слабые токи представляют собой не просто вектора, а разность векторной и псевдовекторной компоненты. Такой ток назвали $(V-A)$. Теперь полный электронно-нейтринный ток записывался следующим образом:

$$\bar{e}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)\nu_e \quad (1.11)$$

или, учитывая свойства γ_5 :

$$2\bar{e}(1 - \gamma_5)\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)\nu_e = 2\bar{e}_L\gamma_\alpha\nu_L \quad (1.12)$$

Это соответствует тому, что все частицы входят в ток с левыми спиральностями, а все античастицы с правыми. Спиральность — проекция спина на направление движения. Константа взаимодействия при $V-A$ токе — G_F .

Основные недостатки теории Ферми:

1. Сечения процессов расходятся во втором порядке теории возмущений.
2. При высоких энергиях ($\gtrsim 20$ ГэВ) сечения сильно расходятся с наблюдаемыми, вероятность процессов может получиться больше единицы.

1.2.2 Стандартная модель

В 1973 г. были обнаружены нейтральные слабые токи, позволяющее, например, осуществлять такие реакции:

$$\nu_\mu + p \longrightarrow \nu_\mu + p + \pi^+ + \pi^- \quad (1.13)$$

Мюонное нейтрино сталкивается с протоном и передает ему часть энергии, не превращаясь в мюон. Было обнаружено 12 нейтральных токов, переводящих частицы в самих себя.

Оказалось, что левые и правые нейтральные токи взаимодействуют поразному. Левые токи верхних и нижних частиц взаимодействуют с разными коэффициентами, а правых с одинаковыми. Это соответствует тому, что левые частицы образуют дублеты относительно группы слабого изоспина $((\nu_{eL}, e_L), (u_L, d_L))$ и т. д.), правые же частицы образуют синглеты.

Такое поведение было предсказано теорией электрослабого взаимодействия Глэшоу, Вайнберга, Салама. Теория основана на группе симметрий $SU(2) \times U(1)$, где $SU(2)$ — группа слабого изоспина, $U(1)$ — группа слабого гиперзаряда. Теория предусматривает 12 фермионов: 6 лептонов и 6 кварков, а так же 4 переносчика взаимодействий — бозонов.

Ненарушенная локальная $SU(2) \times U(1)$ симметрия требует существования четырех векторных бозонов: триплет W^\pm, W^0 и синглет B^0 . Эта симметрия спонтанно нарушается введением массивной скалярной частицы — бозона Хиггса.

1.2.3 Масса нейтрино

В стандартной модели электрослабого взаимодействия заряженные лептоны получают массу при помощи так называемого „Хиггсовского“ механизма, взаимодействуя с полем скалярных бозонов Хиггса [2]:

$$-\mathcal{L}_Y = \lambda \bar{L} \phi \ell_R + h.c. \quad (1.14)$$

где, $L_T = (\nu, \ell)_L$ левый лептонный дублет, ℓ_R правый синглет. После спонтанного нарушения электрослабой симметрии ненулевое вакуумное среднее поля Хиггсов $\langle \phi_0 \rangle = v/\sqrt{2}$ дает „Дираковский“ массовый член:

$$-\mathcal{L}_D = m_D (\bar{\ell}_L \ell_R + \bar{\ell}_R \ell_L) = m_D \bar{\ell} \ell \quad (1.15)$$

$$m_D = \frac{\lambda v}{\sqrt{2}}, \quad \ell = \ell_L + \ell_R \quad (1.16)$$

Этот массовый член полностью инвариантен относительно глобального калибровочного $U(1)$ преобразования $\ell \rightarrow e^{i\alpha} \ell$, что означает сохранение лептонного аромата. Следует обратить внимание на то, что в массовом члене стоит произведение полей с противоположными спиральностями, однако в стандартной модели правые нейтрино и левые антинейтрино не описываются, т. к. являются полностью невзаимодействующими. Т. е. для введения Дираковского массового члена требуется введение обратно в теорию частицы, которая не взаимодействует и не может быть испущена. Кроме того, экспериментально доказано что лептонный аромат не сохраняется.

Существует еще один способ ввести в теорию массу нейтрино. Он был впервые предложен Этторе Майораной (Ettore Majorana). Введем оператор CP-сопряжения, переводящий спинор частицы в спинор античастицы:

$$\psi^C = C \bar{\psi}^T = C \gamma_0^T \psi^* \quad (1.17)$$

$$C^{-1} \gamma_\mu C = -\gamma_\mu^T \quad (1.18)$$

удовлетворяющей уравнению Дирака:

$$(i\hat{\partial} - e\hat{A} - m)\psi = 0 \quad (1.19)$$

$$(i\hat{\partial} + e\hat{A} - m)\psi^C = 0 \quad (1.20)$$

Оператор CP-сопряжения изменяет спиральность частицы:

$$(\psi_L)^C = (P_L \psi)^C = C \overline{P_L \psi}^T = P_R (C \bar{\psi}^T) = (\psi^C)_R \quad (1.21)$$

Теперь вместо четырех степеней свободы нейтрино у нас остались только две. Майорановский массовый член лагранжиана записывается следующим образом:

$$-\mathcal{L}_M = \frac{1}{2} m_M \left(\overline{\nu_L} (\nu_L)^C + \overline{(\nu_L)^C} \nu_L \right) = \frac{1}{2} m_M \bar{\nu} \nu \quad (1.22)$$

$$\nu \equiv \nu_L + (\nu_L)^C \quad (1.23)$$

Нейтрино Майораны совпадает со своей античастицей ($\nu^C = \nu$). Можно так же показать, что этот массовый член не инвариантен относительно $U(1)$ преобразований и, соответственно нарушает сохранение лептонного числа.

Для введения Майорановского массового члена в стандартную модель посредством Хиггсовского механизма, требуется ввести в теорию Хиггсовский триплет — структура физически не очень привлекательная. Тем не менее этот массовый член естественным образом возникает в некоторых теориях ($SU(10)$).

1.2.4 Механизм качелей

Запишем массовый лагранжиан, объединяющий Майорановский и Дираковское описания, для простоты будем рассматривать только одно поколение нейтрино (см. например [3]):

$$-\mathcal{L}_m = m_D \bar{\nu}_L \nu_R + \frac{1}{2} (m_L \bar{\nu}_L \nu_L^C + m_R \bar{\nu}_R^C \nu_R) + h.c. \quad (1.24)$$

или

$$-\mathcal{L}_m = \frac{1}{2} (\bar{\nu}_L, \quad (\bar{\nu}_R)^C) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\nu_L)^C \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c. \quad (1.25)$$

ν_R — стерильное, невзаимодействующее нейтрино. Далее, полученную массовую матрицу следует диагонализировать с помощью ортогонального преобразования:

$$V^T M V = \begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

$$V = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \left(\frac{2m_D}{m_R - m_L} \right) \quad (1.28)$$

Здесь m_1 и m_2 — собственные массовые состояния:

$$m_{1,2} = \frac{1}{2} \left(m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2} \right) \quad (1.29)$$

Массы m_1 и m_2 реальные (если массы Дирака и Майораны мы соответственно определим реальными), но не обязательно положительные. Поля преобразуются при помощи матрицы V :

$$\begin{pmatrix} \nu_{1L} \\ (\nu_{2R})^C \end{pmatrix} = V^T \begin{pmatrix} \nu_L \\ (\nu_R)^C \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

В итоге мы получаем два нейтринных поля с определенными массами:

$$-\mathcal{L}_m = \frac{1}{2} (|m_1| \bar{\nu}_1 \nu_1 + |m_2| \bar{\nu}_2 \nu_2) \quad (1.31)$$

$$\nu_1 = \nu_{1L} + \text{sgn}(m_1) (\nu_{1L})^C \quad (1.32)$$

$$\nu_2 = \nu_{2R} + \text{sgn}(m_2) (\nu_{2R})^C \quad (1.33)$$

Очевидно, что полученные состояния — Майорановские. Интересным для физики случаем является так называемый механизм качелей („See-saw“ механизм). Рассмотрим случай когда массовая матрица имеет вид:

$$\begin{pmatrix} 0 & m \\ m & M \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

или более общий случай: $|m_L| \ll |m_R|$, $m_D > 0$, и $m \ll M$. Тогда, согласно формуле (1.29), мы имеем два состояния нейтрино с очень маленькой и с очень большой массой, при этом одно из этих состояний является невзаимодействующим:

$$m_1 \approx M, \quad m_2 \approx \frac{m^2}{M} \quad (1.35)$$

Таким образом получается очень маленькая масса для нейтрино (что соответствует экспериментальным данным) генерируемая большой массой стерильного нейтрино, не участвующего во взаимодействиях (т. е. ненаблюдаемое).

1.2.5 Матрица смешивания нейтрино

Смешивание нейтрино обусловлено тем, что, собственные массовые (при наличии у нейтрино массы) состояния не совпадают с собственными состояниями слабого взаимодействия (флейворные состояния). Тогда, определив вектор собственных массовых состояний (ν_i , $i = 1, 2, 3$) и вектор собственных флейворных состояний (ν_α , $\alpha = e, \mu, \tau$) можно утверждать, что флейворные состояния есть результат „поворота“ массовых состояний [3]:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad (1.36)$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1}^* & U_{e2}^* & U_{e3}^* \\ U_{\mu 1}^* & U_{\mu 2}^* & U_{\mu 3}^* \\ U_{\tau 1}^* & U_{\tau 2}^* & U_{\tau 3}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

Матрица U в формуле (1.36) называется матрицей вакуумного смешивания нейтрино Понтекорво-Маки-Накагава-Саката (U_{PMNS}). В более общем случае нейтрино Майорана ее можно параметризовать следующим образом.

$$U_{PMNS} = O_{23}\Gamma_D O_{13}\Gamma_D^\dagger O_{12}\Gamma_M \quad (1.38)$$

$$O_{23} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & C_{23} & S_{23} \\ 0 & -S_{23} & C_{23} \end{pmatrix}}_{\text{Солнечная матрица}}, O_{13} = \begin{pmatrix} C_{13} & 0 & S_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -S_{13} & 0 & C_{13} \end{pmatrix}, O_{12} = \underbrace{\begin{pmatrix} C_{12} & S_{12} & 0 \\ -S_{12} & C_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Атмосферная матрица}} \quad (1.39)$$

$$C_{jk} = \cos \theta_{jk} \quad S_{jk} = \sin \theta_{jk} \quad (1.40)$$

O_{12}, O_{13}, O_{23} — соответственно описывают взаимное смешивание ($\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$), ($\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$) и ($\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$). Всего три угла смешивания.

$$\Gamma_D = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\delta_{CP}} \end{pmatrix} \quad \text{— Дираковская фаза нарушения CP-четности} \quad (1.41)$$

$$\Gamma_M = \begin{pmatrix} e^{i\phi_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{— Фазы нарушения CP-четности Майорана} \quad (1.42)$$

Γ_D, Γ_M связаны с несохранением CP-четности. Далее будет показано что эксперименты с нейтринными осцилляциями не чувствительны к фазам Майораны (к ним, в частности, чувствителен безнейтринный двойной β -распад).

Без учета фаз Майорана матрицу PMNS можно записать в полном виде:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} C_{12}C_{13} & S_{12}C_{13} & S_{13}e^{-i\delta} \\ -S_{12}C_{23} - C_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} & C_{12}C_{23} - S_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} & S_{23}C_{13} \\ S_{12}S_{23} - C_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} & -C_{12}S_{23} - S_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} & C_{23}C_{13} \end{pmatrix} \quad (1.43)$$

1.2.6 Нейтринные осцилляции

Феномен нейтринных осцилляций тесно связан со смешиванием нейтрино и заключается в изменении вероятности обнаружения нейтрино другого типа в зависимости от времени и расстояния от источника. Рассмотрим смешивание с точки зрения квантовой механики. Волновая функция массивного нейтрино в начальном состоянии [4]:

$$|\nu_i(x)\rangle = e^{-ip_i x_i} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.44)$$

отсюда можно получить начальное и конечное состояния флейворного нейтрино

$$|\nu_\alpha(x)\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* e^{-ip_k x_k} |\nu_k(0)\rangle \quad (1.45)$$

$$\langle \nu_\beta(x) | = \sum_l U_{\beta l} e^{ip_l x_l} \langle \nu_l(0) | \quad (1.46)$$

Положив начальное состояние в момент времени $t=0$ получим амплитуду и вероятность перехода нейтрино с ароматом α в нейтрино с ароматом β :

$$A_{\alpha \rightarrow \beta} = \langle \nu_\beta(x) | \nu_\alpha(0) \rangle = \sum_{lk} U_{\beta l} U_{\alpha k}^* e^{ip_l x_l} \langle \nu_l(0) | \nu_k(0) \rangle = \sum_l U_{\beta l} U_{\alpha l}^* e^{ip_l x_l} \quad (1.47)$$

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = |A_{\alpha \beta}|^2 = \sum_{lk} U_{\beta l} U_{\alpha l}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k} e^{i(p_l x_l - p_k x_k)} \quad (1.48)$$

Здесь использовано условие ортогональности флейворных состояний ($\langle \nu_l(0) | \nu_k(0) \rangle = \delta_{lk}$).

$$\begin{aligned} p_l x_l - p_k x_k &= (\vec{p}_l \vec{x}_l - \vec{p}_k \vec{x}_k) - (E_l t_l - E_k t_k) = \\ &= (p_l t_l - p_k t_k) - (p_l t_l - p_k t_k) - \frac{m_l^2 - m_k^2}{2p} t = -\frac{\Delta m_{lk}^2}{2p} t^1 \end{aligned} \quad (1.49)$$

$$v \approx 1, \quad x \approx t, \quad m_{l,k} \ll p_l = p_k \equiv p, \quad E \approx p + \frac{m^2}{2p} \quad (1.50)$$

$$\begin{aligned} P_{\alpha\beta} &= \sum_m |U_{\beta m}|^2 |U_{\alpha m}|^2 + 2 \sum_{l < k} \text{Re} (U_{\beta l} U_{\alpha l}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k}) \cos \left(\frac{\Delta m_{lk}^2}{2p} t \right) + \\ &+ 2 \sum_{l < k} \text{Im} (U_{\beta l} U_{\alpha l}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k}) \sin \left(\frac{\Delta m_{lk}^2}{2p} t \right) = \end{aligned} \quad (1.51)$$

$$\begin{aligned} &= \sum_m |U_{\beta m}|^2 |U_{\alpha m}|^2 + \sum_{l \neq k} U_{\beta l} U_{\alpha l}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k} - 4 \sum_{l < k} \text{Re} (U_{\beta l} U_{\alpha l}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{lk}^2}{4p} t \right) + \\ &+ 2 \sum_{l < k} \text{Im} (U_{\beta l} U_{\alpha l}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k}) \sin \left(\frac{\Delta m_{lk}^2}{2p} t \right) \end{aligned} \quad (1.52)$$

$$\sum_{lk} U_{\beta l} U_{\alpha l}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k} = \sum_l U_{\beta l} U_{\alpha l}^* \sum_k U_{\beta k}^* U_{\alpha k} = U U^\dagger U^\dagger U = \delta_{\alpha\beta}, \text{ в силу унитарности } U.$$

¹Строго говоря, квантово-механический вывод не совсем корректен, т.к. при разных допущениях можно получить разные значения фазы осцилляций, однако используя квантово-полевой вывод [5] ответ получается один, он здесь и используется.

$$\begin{aligned}
P_{\alpha\beta} = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{l < k} \operatorname{Re} (U_{\beta l} U_{\alpha l}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k}) \sin^2 \left(\Delta m_{lk}^2 \frac{L}{4E} \right) + \\
& + 2 \sum_{l < k} \operatorname{Im} (U_{\beta l} U_{\alpha l}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k}) \sin \left(\Delta m_{lk}^2 \frac{L}{2E} \right)
\end{aligned} \tag{1.53}$$

Майорановские фазы для каждого элемента матрицы U_{PMNS} , входят как комплексные множители, а т. к. в формулу 1.53 входят произведения элементов одного столбца с различным комплексным сопряжением, фазы Майорана всегда будут давать множитель 1. При сохранении CP четности все элементы матрицы реальны, соответственно последнего слагаемого не будет. В общем случае видно, что вероятность осцилляций нейтрино $P_{\alpha\beta}$ изменяется циклически с расстоянием и временем. Можно ввести характерную величину — длину осцилляций L_{osc} :

$$L_{osc}^{\alpha\beta} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{\alpha\beta}^2} \tag{1.54}$$

$$P_{\alpha\beta} \sim \sum_{l < k} C_{lk} \sin^2 \left(\pi \frac{L}{L_{osc}} \right) \tag{1.55}$$

при $L = L_{osc}$ вероятность осцилляция максимальна.

Следует обратить внимание на то, что осцилляции чувствительны только к разности квадратов масс нейтрино и полностью нечувствительны к абсолютной величине массы.

1.3 Источники нейтрино

1.3.1 Реликтовые нейтрино

Реликтовые нейтрино — это нейтрино, которые образовались в первые секунды после большого взрыва. Согласно модели горячей Вселенной, их температура на данный момент составляет около 2К ($\approx 16 \cdot 10^{-5}$ эВ). На данный момент не придумано способа детектировать реликтовые нейтрино.

1.3.2 Фоновые нейтрино

Фоновые (геологические) нейтрино — результат β -распада изотопов ^{238}U , ^{232}Th и др., находящихся в земной коре. Энергии фоновых нейтрино порядка нескольких МэВ (1 кэВ – 10 МэВ).

1.3.3 Реакторные антинейтрино

Реакторные антинейтрино рождаются в процессе β -распада в ядерных реакторах. Основные радиоактивные элементы, испускающие антинейтрино — ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu . В среднем, за один распад выделяется около 6 антинейтрино и 200 МэВ энергии. Ядерный реактор, обладающий мощностью 1 ГВт_т (1 Гигаватт термальной энергии) выделяет за 1 секунду $\sim 6 \cdot 10^{22}$ МэВ энергии и соответственно около 10^{20} антинейтрино.

Спектр антинейтрино, испускаемого при единичном распаде изотопа хорошо параметризуется [6].

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = C e^{a_0 + a_1 dE_\nu + a_2 dE_\nu^2} \quad (1.56)$$

E_ν — энергия испускаемого антинейтрино. Коэффициенты a_0, a_1, a_2 — параметры, специфичные для различных изотопов (табл. 1.1).

	a_0	a_1	a_2	N_i/N_{tot}
^{235}U	0.870	-0.160	-0.0910	69 %
^{238}U	0.976	-0.162	-0.0790	3 %
^{239}Pu	0.896	-0.239	-0.0981	21 %
^{241}Pu	0.793	-0.080	-0.1085	7 %

Таблица 1.1: Параметры потока антинейтрино

Энергия реакторных антинейтрино изменяется в пределах 0.001–10 МэВ. Спектр энергий различных изотопов показан на рис. 1.2. За время работы реактора процентное соотношение изотопов изменяется (рис. 1.2), число ядер урана уменьшается, в то время как число ядер плутония увеличивается. Примерно каждые 18 месяцев происходит „заправка“ реактора (рис. 1.2).

1.3.4 Солнечные нейтрино

Согласно стандартной солнечной модели основная реакция на солнце — преобразование 4-х атомов водорода в ядро гелия, сопровождающееся испусканием 2-х нейтрино (так

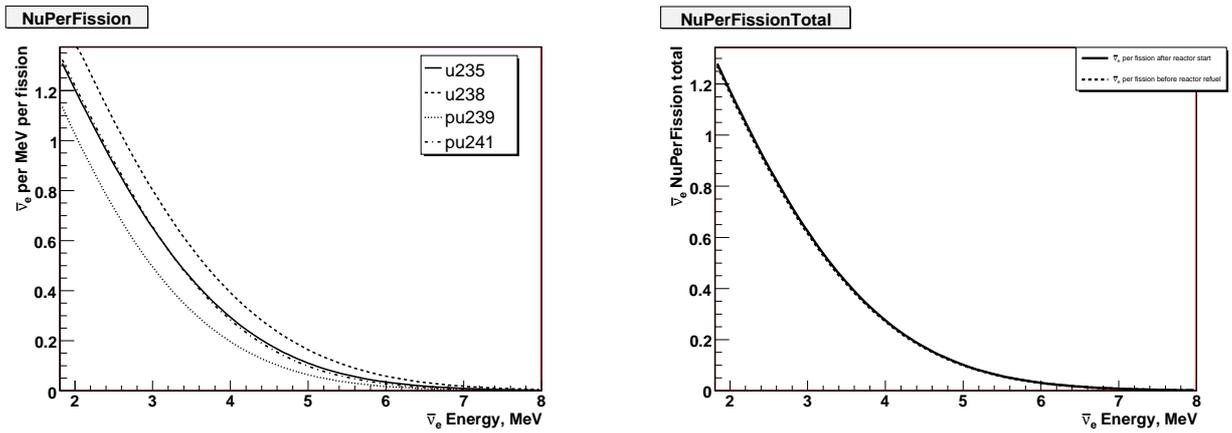


Рис. 1.2: Число антинейтрино, выделяемое за один распад изотопами U и Pu (слева). Число антинейтрино, выделяемое в реакторе в среднем за один распад в начале работы и к моменту заправки (справа).

называемый „протон-протонный“ цикл) [6]:



Наличие в солнце элементов более тяжелых чем ${}^8\text{B}$ делает возможным существование еще одного цикла — CNO, так же сопряженного с производством электронных нейтрино.

Энергии солнечных нейтрино не превышают 20 МэВ. Спектр солнечных нейтрино от различных циклов показан на рис. 1.3.

1.3.5 Атмосферные нейтрино

Атмосферные нейтрино рождаются при распадах пионов и мюонов, рожденных от космических лучей:



Так как причиной появления атмосферных нейтрино являются космические лучи, энергии нейтрино могут достигать сотен ТэВ.

¹При высоких энергиях распады на электроны очень сильно подавлены, т. к. они нарушают спиральность.

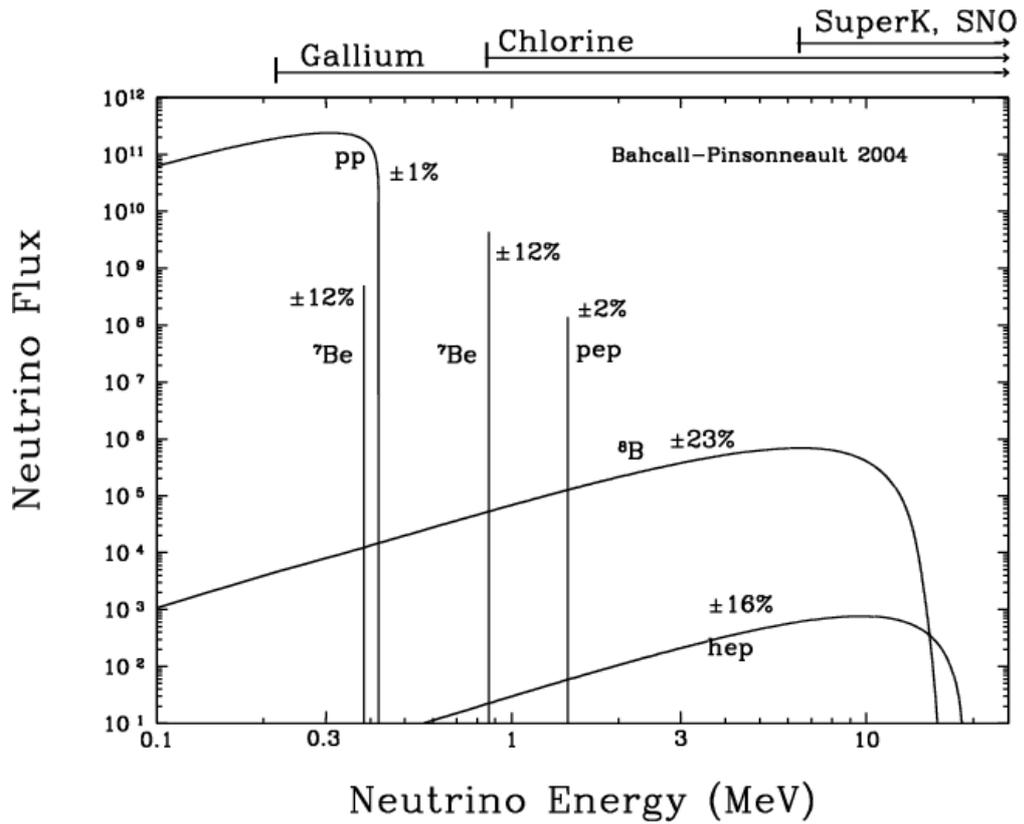


Рис. 1.3: Спектр солнечных электронных нейтрино на основе солнечной модели BP04. Сверху указаны энергетические интервалы чувствительности солнечных экспериментов [7].

1.3.6 Ускорительные нейтрино

Ускорительные нейтрино рождаются при распаде пионов и каонов (1.67), полученных при бомбардировании фиксированной мишени высокоэнергетичными протонами. Результирующий пучок состоит в основном из мюонных нейтрино с небольшой примесью электронных нейтрино. Характерные энергии 1 – 300 ГэВ.

1.3.7 Нейтрино от вспышек сверхновых

При вспышках сверхновых внутри ядра происходит образование электронных нейтрино [6]:



Энергии нейтрино от взрывов сверхновых 1–20 МэВ.

Глава 2

Нейтринные эксперименты

2.1 Основные нейтринные эксперименты

2.1.1 Эксперимент Райнеса и Коэна

В 1950 г. Фредерик Райнес (Frederick Reines) и Клайд Коэн (Clyde Cowan) предложили эксперимент, впервые детектировавший нейтрино [8].

Согласно теории Ферми, если возможна реакция β -распада, то, в принципе, должна существовать обратная реакция, когда электронное антинейтрино взаимодействует с протоном, после чего рождается нейтрон и позитрон.



Сечение такого процесса ожидалось около 10^{-44} см². Модель детектора представляла собой сосуд объемом 300 л, заполненный жидким сцинтиллятором. По стенкам установлено 90 фотоумножителей.

Позитрон, рождаясь, за очень короткое время аннигилирует с электроном и испускает 2 фотона в противоположных направлениях. Эти фотоны комптоновски рассеиваются на электронах, которые в свою очередь, приобретают большой импульс и испускают черенковское излучение, регистрируемое фотоумножителями. Через несколько десятков микросекунд нейтрон захватывается ядром, которое испускает несколько жестких гамма квантов.

Изначально, планировалось проводить эксперимент детектируя только фотоны от аннигиляции, а, чтобы понизить фон, детектор должен был быть установлен недалеко от ядерного взрыва. Позже, Райнес предложил наблюдать за отложенным сигналом от захвата нейтрона, чтобы отличить нейтринные события от шумов ядерного взрыва. Он заметил, что такая постановка эксперимента позволяет очень сильно понизить фоновые срабатывания детектора, что дает возможность использовать в качестве источника антинейтрино не ядерный взрыв, а ядерный реактор. Для повышения сечения захвата нейтрона, в сцинтилляторную мишень добавлялся хлорид кадмия.

Первая попытка была проведена весной 1953 г. у Хэнфордского реактора, в Вашингтоне. Оказалось что детектор недостаточно экранирован от внешней радиоактивности и очень сильно подвержен фону от космических мюонов. Через несколько месяцев Хэнфордский эксперимент был остановлен.

Новый детектор был спроектирован с учетом ошибок предыдущего эксперимента и установлен рядом с реактором в Саванна Ревере, под землей на глубине 11 метров. После проведения серии измерений, был получен сигнал в точности соответствующий представлениям о сигнале нейтрино. Вычисленное сечение взаимодействия с мишенью

находилось в согласии с теоретическими предсказаниями.

$$\bar{\sigma}_{exp} = (12_{-4}^{+7}) \times 10^{-44} \text{см}^2 \quad (2.2)$$

$$\bar{\sigma}_{th} = (5 \pm 1) \times 10^{-44} \text{см}^2 \quad (2.3)$$

2.1.2 Cl-Ar эксперимент в Хоумстэйке

Эксперимент в Хоумстэйке — первый эксперимент, детектировавший солнечные нейтрино.

Идею этого эксперимента предложил Бруно Понтекорво в 1946 г. Понтекорво поставил требования для ядра атома, способного захватить нейтрино и ядра, которое получается после реакции. Лучшее всего требованием подошло ядро ^{37}Cl , преобразующееся в ядро аргона ^{37}Ar .



Затем, с периодом полураспада ≈ 35 дней, аргон распадается обратно в хлор, с испусканием позитрона и нейтрино.



Эксперимент в Брукхэйвене предложили Рэймонд Дэвис (Ramond Davis) и Джон Бокал (John Bahcall) в 1965 г [9]. Детектор — это бочка (6.1 метра в диаметре, 14.6 метра в длину), заполненная 378 520 литрами тетрахлорэтилена (C_2Cl_4 , обычная очищающая жидкость), это соответствует $\approx 2.2 \cdot 10^{30}$ ядрам изотопа хлора ^{37}Cl . Аргон выделяется из постоянно циркулирующей жидкости и помещается в специальные сосуды, где находятся до распада. Детектирование β -распада аргона соответствует нейтринному событию.

Эксперимент в основном чувствителен к нейтрино от бора ^8B и ^7Be .

Эксперимент начался в 1967 г. и продолжался до поздних 1990-х. Первые же результаты показали, что поток нейтрино от солнца меньше предсказанного.

2.1.3 Детектирование мюонного нейтрино

Эксперимент Ледермана, Шварца и Штейнбергера — первый эксперимент, детектировавший мюонное нейтрино, 1962 г [10]. Он проводился на синхротроне A. G. S. (Alternate Gradient Synchrotron) в Брукхейвенской национальной лаборатории. Протоны с энергией 15 ГэВ сталкивались с бериллиевой мишенью, порождая пионы и каоны, которые распадались на мюоны и мюонные нейтрино/антинейтрино, детектируемые по рассеянию на протонах/нейтронах:



Детектор установлен под углом 7.5° к направлению протонного пучка¹ позади стальной стены толщиной 13.5 м (для подавления фона сильновзаимодействующих частиц). Детектор — искровая камера, представляет собой систему параллельных металлических пластин пространство между которыми наполнено инертным газом. На

¹Так называемый off-axis эксперимент. Основная идея заключается в том, что максимальный поток вылетающих частиц направлен не по оси начального пучка, а под небольшим углом к нему.

пластины поочередно подано напряжение разной полярности. В случае пролета заряженной частицы газ ионизируется и возникает искра. По совокупности искр можно восстановить трек заряженной частицы. Масса детектора ~ 10 тонн.

Всего за время работы было обнаружено 29 мюонных событий, вызванных мюонными нейтрино.

2.1.4 Водный черенковский детектор КАМИОКАНДЕ

Эксперимент в Камиоке (Kamioka), в Японии изначально создавался для поиска распада протона (КАМИОКА Nuclon Decay Experiment, позже Neutrino Detection Experiment), так же подходит для детектирования нейтрино. В основе лежит реакция нейтрино-электронного рассеяния:

$$\nu_e + e^- \longrightarrow \nu_e + e^- \quad (2.8)$$

Вода в данном случае является как мишенью, так и детектирующим материалом — электрон, провзаимодействовавший с нейтрино, выбивается из атома и испускает черенковский свет, который детектируется фотоумножителями [11].

Порог данного типа детекторов — около 5 МэВ. Тем не менее такой эксперимент имеет ряд преимуществ перед химическими экспериментами:

- Эксперимент проходит в реальном времени. Известно, когда происходит событие.
- Возможно восстанавливать направление налетающих нейтрино.
- Возможны реакции не только с электронными нейтрино, но так же с мюонными и тау. Однако их сечения подавлены.

Детектор КАМИОКАНДЕ представляет собой бочку, заполненную водой. По внутренней поверхности установлены фотоумножители. Масса воды — 3000 т., из них центральный 680 т. служат мишенью, остальные используются для подавления фона.

Из-за высокого порога, эксперимент чувствителен в основном к нейтрино от ^8B . Эксперимент в Камиоке так же продемонстрировал явный недостаток солнечных электронных нейтрино.

Эксперимент продолжался до 1995 г. С 1996 года начал работу расширенный эксперимент Super-KАМИОКАНДЕ, с полной массой воды — 50 000 т.

2.2 Осцилляционные эксперименты

Как было отмечено в разделе 1.2.6, эксперименты с нейтринными осцилляциями чувствительны к 6 параметрам:

- 3 угла смешивания ($\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$).
- 2 разности квадратов масс² ($\Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2$).
- Дираковская фаза нарушения CP-четности (δ_{CP}).

Вероятность осцилляций вычисляется по формулам (1.53). Аргумент синуса в ней записан в естественных единицах.

$$\Delta m_{ik}^2 \frac{L}{4E} = 1267 \frac{\Delta m_{ik}^2}{\text{эВ}^2} \frac{L}{\text{км}} \frac{\text{МэВ}}{E} \quad (2.9)$$

Чувствительность эксперимента в основном характеризуется отношением L/E — отношением расстояния детектора от источника к энергии испускаемых нейтрино. Так как при проведении эксперимента необходимо, чтобы расстояние детектора от источника было сравнимо или больше длины осцилляций и, в силу малости Δm^2 , низкоэнергетические эксперименты более чувствительны к осцилляциям.

Эксперименты с наблюдением нейтринных осцилляций бывают двух типов:

- Поиск нейтрино изначально не присутствовавших в пучке — эксперимент на „появление“.
- Попытка обнаружения убывания потока нейтрино определенного типа — эксперимент на „исчезновение“.

При проведении экспериментов на „появление“ нейтрино обычно исследуется только один канал осцилляций (например, $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$). Такие эксперименты чувствительны к малому углу смешивания. т. к. необходимо зарегистрировать только несколько нейтрино „другого“ сорта.

Эксперименты на „исчезновение“ напротив, при невысоких энергиях чувствительны к малым разностям квадратов масс. В отличие от экспериментов на „появление“, необходимо также знать начальный поток частиц.

Значения параметров смешивания на сегодняшний день [12]:

$$\begin{aligned} \Delta m_{21}^2 &= 8.0_{-0.3}^{+0.4} \times 10^{-5} \text{эВ}^2 \\ |\Delta m_{32}^2| &= (1.9 \div 3.0) \times 10^{-3} \text{эВ}^2 \\ \sin^2 2\theta_{12} &= 0.86_{-0.04}^{+0.03} \\ \sin^2 2\theta_{23} &> 0.92 \\ \sin^2 2\theta_{13} &< 0.19 (CL = 90\%) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Нейтрино от различных источников можно разделить по отношению расстояния от источника до детектора к энергии (табл. 2.1).

Для вероятности осцилляций между двумя любыми типами нейтрино тоже соответствует свое характерное отношение длины осцилляций к энергии, вычисляемое по формуле (1.54). Для осцилляций ($\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$), $L/E \approx 39$ км/МэВ, а для ($\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$) и ($\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$) в силу небольшой разницы в Δm^2 , $L/E \approx 1.2$ км/МэВ.

²3-я разность не является независимой и выражается через первые две

Источник	L/E км/МэВ
Ускоритель	$10^{-5} - 10^{-1}$
Реактор	$10^{-3} - 10^{1.5}$
Атмосфера	$10^{-1} - 10^1$
Солнце	$10^{10} - 10^{11}$

Таблица 2.1: Отношение L/E для различных источников нейтрино.

Теперь очевидно, что, например, для ускорительных мюонных нейтрино, основной модой осцилляций будут $(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau)$ осцилляции¹.

Реакторные электронные антинейтрино для экспериментов с короткой базой ($E = 4$ МэВ, $L = 2$ км) осциллируют в тауонные антинейтрино, а для большой базы ($L \approx 180$ км), в мюонные антинейтрино.

¹Именно по этому, матрица смешивания $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ называется ускорительной

2.3 Реакторные эксперименты

2.3.1 CHOOZ

Эксперимент CHOOZ проводился недалеко от Французско-Бельгийской границы в 1997–1998 г [13]. Два ядерных реактора общей мощностью 8.5 ГВт_т. Детектор находился на расстоянии 1115 и 998 м. от ядер реактора.

Антинейтрино детектировались сцинтиллятором с добавлением гадолиния (для захвата нейтронов), масса мишени — 5 тонн. За время работы было обнаружено 2 704 антинейтринных события при работающих реакторах, плюс, дополнительно 287 событий при двух неработающих реакторах.

Отношение ожидаемого числа событий (с предположением отсутствия осцилляций) к наблюдаемым:

$$R = 1.01 \pm 2.8 \%(stat) \pm 2.7 \%(syst) \quad (2.11)$$

Для значения $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{эВ}^2$ был получен минимальный на сегодняшний день предел на $\sin^2 2\theta_{13} < 0.14$.

2.3.2 Palo Verde

Эксперимент проводился на атомной электростанции Palo Verde, в Аризоне [14]. Станция имеет 3 реактора общей мощностью 11.63 ГВт_т. Детектор находился на расстоянии 890 м. от двух внешних реакторов и 750 м. от центрального. Эксперимент проводился в 1998–1999 г.

Детектор представлял из себя массив 6×11 акриловых ячеек ($9\text{м} \times 12.7\text{см} \times 25.4\text{см}$), заполненных гадолиниевым сцинтиллятором. Через всю длину ячейки проходили оптические волокна, собирающие оптические фотоны с объемов, где произошел обратный β -распад.

Из-за недостаточной защиты от космических мюонов, фон был достаточно высок. За время работы, эксперимент детектировал 4 000 антинейтринных событий и 8 700 фоновых.

Отношение ожидаемого числа событий (с предположением отсутствия осцилляций) к наблюдаемым:

$$R = 1.04 \pm 0.03(stat) \pm 0.08(syst) \quad (2.12)$$

2.3.3 KamLAND

Антинейтринный детектор KamLAND установлен в шахте Каміюка в Японии на глубине 1000 м [15]. Детектор находится на взвешенном расстоянии около 180 км. от нескольких атомных реакторов. Масса мишени 1 000 тонн.

Эксперимент был запущен в январе 2002. В декабре 2002 коллаборация объявила о видимости антинейтринных осцилляций — отношение наблюдаемого потока к ожидаемому потоку без осцилляций меньше единицы:

$$R = 0.611 \pm 0.085(stat) \pm 0.041(syst) \quad (2.13)$$

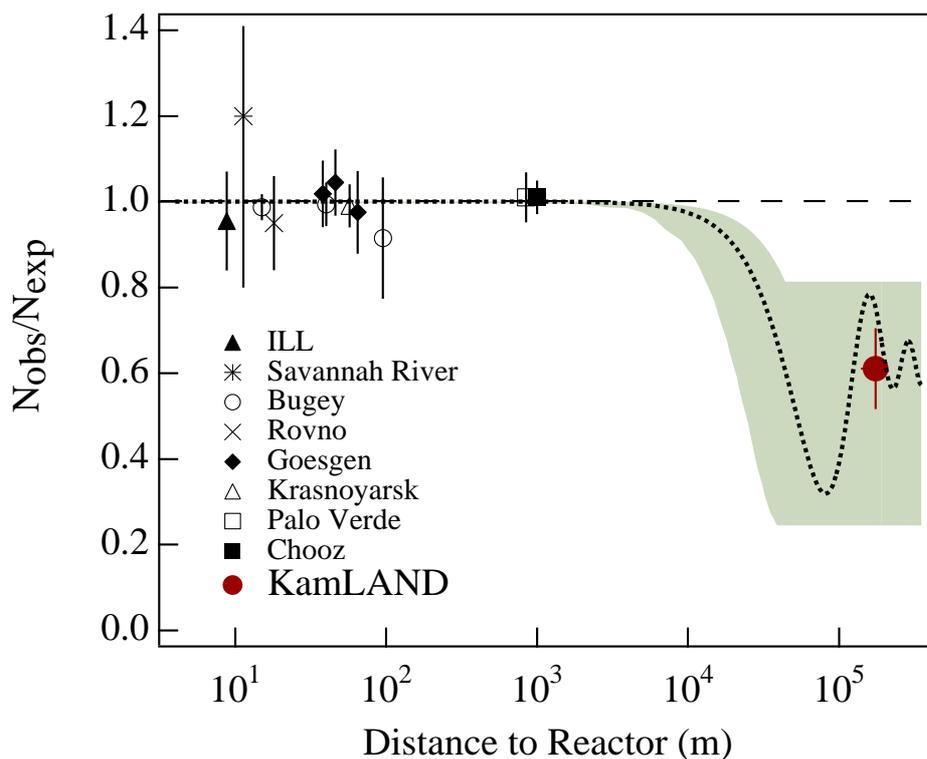


Рис. 2.1: Вероятность исчезновения электронных антинейтрино.

2.3.4 Обзор

На рис. 2.1 представлен график зависимости вероятности исчезновения электронных антинейтрино от расстояния от источника с отмеченными на нем экспериментами.

На нем можно видеть суммарный результат проведенных реакторных экспериментов. Эксперименты CHOOZ, Palo Verde и др. не наблюдали недостатка потока, находясь на недостаточном расстоянии, когда осцилляций еще нет. В тоже время эксперимент KamLAND имеет большую базу и способен наблюдать недостаток антинейтринного потока.

Глава 3

Эксперимент DayaBay

3.1 Измерение угла смешивания θ_{13} в реакторных экспериментах

3.1.1 Детектирование реакторных антинейтрино

Как было показано в разделе 1.3.3 реактор испускает поток электронных антинейтрино с энергиями от нескольких десятков кэВ до 8 МэВ. Основная реакция, при помощи которой можно обнаружить антинейтрино — обратный β -распад, с порогом реакции около 1.8 МэВ:

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow n + e^+ \quad (3.1)$$

$$e^+ + e^- \longrightarrow \gamma + \gamma \quad (3.2)$$

$$n + X \longrightarrow X^* \longrightarrow X + n\gamma \quad (3.3)$$

Примерно 75% антинейтрино, рождающихся в реакторе, имеют энергию ниже порога. Сечение обратного β -распада в первом порядке теории возмущений можно записать в виде [16] (рис. 3.1):

$$\sigma_{tot}^{(0)} = \sigma_0 (f^2 + 3g^2) (E_e^{(0)} p_e^{(0)} / 1 \text{ МэВ}^2) = 0.0952 \times 10^{-42} \text{ см}^2 (E_e^{(0)} p_e^{(0)} / \text{МэВ}^2) \quad (3.4)$$

$$E^{(0)} = E_\nu - (M_n - M_p) \quad (3.5)$$

$$f = 1$$

$$g = 1.26$$

С учетом спектра реакторных антинейтрино можно посчитать скорость счета событий (= поток антинейтрино \times сечение взаимодействия) для плоского потока (рис. 3.1):

$$\frac{\partial N}{\partial t}(E) = \Phi(E)\sigma(E) \quad (3.6)$$

Энергия связи в ядре углерода порядка 20 МэВ. Антинейтрино, провзаимодействовавшее с протоном из углерода родит нейтрон, который останется в ядре — такая реакция будет ненаблюдаема, поэтому частота счета событий в реакторном эксперименте напрямую связана с числом свободных протонов (ядер водорода). Почти всю переданную в реакции энергию получает позитрон, вылетающий под углом равномерно распределенным от 0 до 2π к направлению антинейтрино. Нейтрон вылетает, в среднем, с энергией около 0.01 МэВ с направлением, примерно совпадающим с направлением антинейтрино, однако рассеиваясь на ядрах, полностью „теряет“ свое изначальное направление.

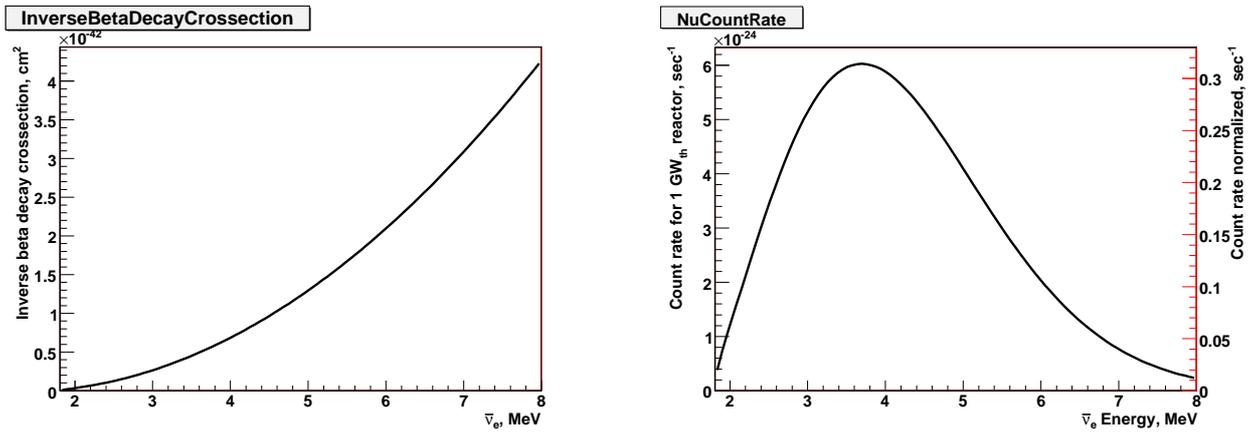


Рис. 3.1: Сечение обратного β -распада (слева). Скорость счета событий для плоского потока антинейтрино от реактора мощностью в 1 ГВт_Т, скорость счета, нормированная на единичный интеграл (справа).

3.1.2 Осцилляции $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e$

Реакторные антинейтринные эксперименты — эксперименты на исчезновение антинейтрино, т. е. исследуется недостаток потока. Вероятность исчезновения (P_{dis}) электронных антинейтрино (как и нейтрино) связана с вероятностью „выживания“ ($P_{sur} = 1 - P_{dis}$), которая вычисляется по формулам (1.53, 1.54) как вероятность осцилляций ($P_{\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e}$):

$$P_{sur} = P_{\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e} = 1 - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Delta_{21} - \cos^2 \theta_{12} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{31} - \sin^2 \theta_{12} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{32} \quad (3.7)$$

$$P_{dis} = \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Delta_{21} + \cos^2 \theta_{12} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{31} + \sin^2 \theta_{12} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{32} \\ \Delta_{jk} = \frac{(m_j^2 - m_k^2)L}{4E} = 1267 \cdot \frac{(m_j^2 - m_k^2)}{\text{эВ}^2} \frac{L}{\text{км}} \frac{\text{МэВ}}{E} \quad (3.8)$$

Далее можно получить зависимость вероятности исчезновения реакторных антинейтрино от расстояния до источника, с поправкой на спектр потока и сечение взаимодействия (рис. 3.2):

$$P_{dis}(L) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} P_{sur}(E, L) (\Phi(E, L)\sigma(E))_{norm} dE \quad (3.9)$$

Графики построены на основе параметров осцилляций, известных на сегодняшний день (раздел 2.2, [12]). Пунктиром на рис. 3.2 отмечены вклады в полную вероятность вероятностей осцилляций $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$ и $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\tau$. Очевидно, что на малых расстояниях (~ 2 км) основной вклад вносят осцилляции в τ -антинейтрино, тогда как на больших (~ 200 км) происходят в основном осцилляции в μ -антинейтрино, с небольшим вкладом от $\bar{\nu}_\tau$.

Оптимальные расстояния для проведения эксперимента соответствуют максимумам осцилляций. Реакторные эксперименты делят на два типа:

1. Эксперименты с короткой базой (Short Baseline Experiment). $L \sim 2$ км.
2. Эксперименты с длинной базой (Long Baseline Experiment). $L \sim 200$ км.

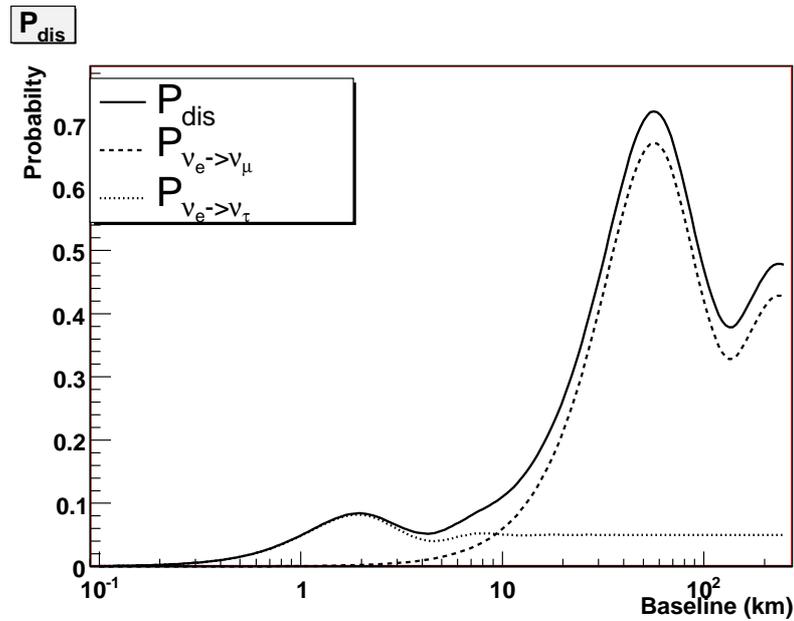


Рис. 3.2: Наблюдаемая вероятность исчезновения электронных антинейтрино.

Как видно из графика, больше всего поток пропадает за счет осцилляций именно на длинной базе, однако, т. к. поток антинейтрино является сферическим, то падает пропорционально квадрату расстояния, поэтому эксперименты с длинной базой связаны с определенными трудностями. С другой стороны при небольших расстояниях поток антинейтрино больше, но вероятность исчезновения очень мала ($\leq 10\%$), что тоже мешает проведению точных измерений. Кроме того, некоторую неопределенность вносит довольно не точно известное значение квадрата разности масс Δm_{32}^2 . На рис. 3.3 приведены графики вероятностей исчезновения в зависимости от значения Δm_{32}^2 в пределах 90% уровня достоверности.

В случае ближних экспериментов оптимальной базой является база в 2 километра.

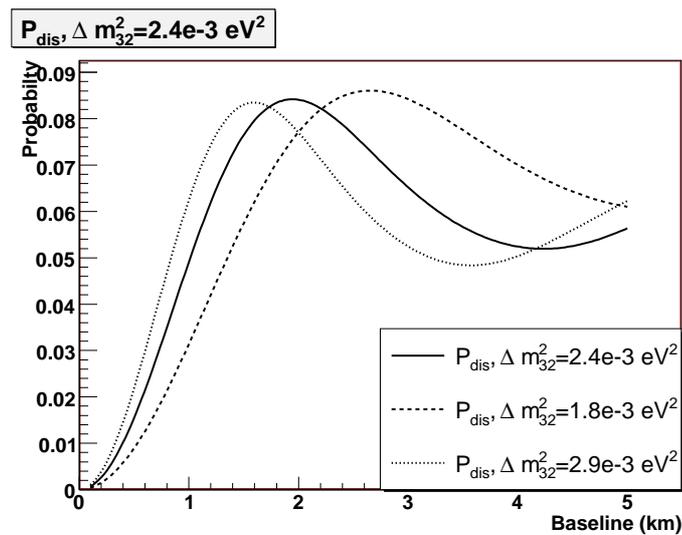


Рис. 3.3: Зависимость наблюдаемой вероятности исчезновения электронных антинейтрино от Δm_{32}^2 .

3.1.3 Определение значения угла смешивания θ_{13}

Число событий, зарегистрированных в детекторе, находящимся на расстоянии L от реактора за период времени T описывается формулой [17]:

$$N_{det} = T \frac{N_p}{4\pi L} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \varepsilon P_{sur}(E, L) \Phi(E, L) \sigma(E) dE \quad (3.10)$$

Где N_p — число свободных протонов в детекторе, ε — эффективность детектирования антинейтрино. Для реактора мощностью в 1 ГВт термических на расстоянии 100 м, детектором, содержащим 1 тонну жидкого сцинтиллятора (доля водорода $\sim 12\%$) за один день ожидается около ста нейтронных событий.

Эффективность измерения значения $\sin^2 2\theta_{13}$ чувствительна ко всем неопределенностям эксперимента (отклонение энергетического спектра от ожидаемого, фоновые события и др. — раздел 3.3).

Так как точно поток антинейтрино от реактора предсказать невозможно, оптимальным вариантом представляется использование нескольких детекторов, находящихся на разных расстояниях от реактора. Ближний детектор, находящийся на расстоянии около 100 м, измеряет полный поток, практически не подверженный осцилляциям (см. рис. 3.2) и дальний, измеряющий поток, с недостатком нейтрино.

Согласно формулам (3.7, 3.10), отношение числа антинейтрино, зарегистрированное в ближнем (N_n) и дальнем (N_f) детекторах за одинаковое время с энергиями от E до $E + dE$ записывается следующим образом:

$$\frac{N_f}{N_n} = \frac{N_{p,f}}{N_{p,n}} \left(\frac{L_n}{L_f} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_n} \right) \left[\frac{P_{sur}(E, L_f)}{P_{sur}(E, L_n)} \right] \quad (3.11)$$

откуда, предполагая, что детекторы одинаковые, с одинаковым числом протонов в мишени и одинаковыми погрешностями, можно получить значение угла смешивания:

$$\sin^2 2\theta_{13} \approx \frac{1}{\sin^2 \Delta_{31}} \left(1 - \frac{N_f}{N_n} \left(\frac{L_f}{L_n} \right)^2 \right) \quad (3.12)$$

3.1.4 Значимость угла смешивания θ_{13}

Угол смешивания нейтрино θ_{13} — один из 6 параметров, описывающий смешивание нейтрино и один из 26 параметров стандартной модели. На сегодняшний день это наименее точно известный параметр смешивания.

3.2 Эксперимент DayaBay

3.2.1 Описание эксперимента

Эксперимент DayaBay — планируемый реакторный эксперимент с короткой базой. Целью эксперимента является определение угла смешивания нейтрино θ_{13} с точностью на $\sin^2 2\theta_{13}$ до 0.01 [18].

Эксперимент будет проводиться на комплексе ядерных электростанций DayaBay. На данный момент в комплексе функционируют два реактора — DayaBay и LingAo. Каждый из них обладает двумя ядрами с мощностью по 2.9 ГВт_т. К 2011 году планируется запуск еще одного реактора (LingAo II) этого же типа.

3 реактора группируются на два кластера (Dayabay, LingAo), у каждого из которых планируется установить два идентичных детектора (на расстоянии 300–500 м), для определения потока непроосциллировавших нейтрино. На расстоянии около 2 км от обоих кластеров планируется установить дальний детектор (рис. 3.4). Детекторы будут состоять из идентичных компонентов.



Рис. 3.4: Схема проведения эксперимента DayaBay.

Рельеф местности обладает гористой структурой. Расположение детекторов под землей позволяет в значительной степени уменьшить фон. Расстояния между детекторами и реакторами представлены в табл. 3.1.

Реакторы Детекторы	Dayabay	LingAo	Far
Dayabay	363	1347	1985
LingAo	857	481	1618
LingAo II	1307	526	1613

Таблица 3.1: Расстояния между реакторами и детекторами (м).

Кроме того, предполагается повысить эффективность за счет уменьшения неопределенностей, связанных с детекторами, путем циклической перестановки детекторов через одинаковые промежутки времени.

3.2.2 Детектор

Детектор антинейтрино Исходя из физики эксперимента, описанной в разделе 3.1, можно сформулировать требования к детектору [18]:

1. Как можно большее число свободных протонов в мишени для обеспечения большой частоты счета событий.
2. Большое сечение захвата нейтрона.
3. Возможность наблюдать сигнал от аннигиляции позитрона и захвата нейтрона. Для обеспечения этого лучше всего подходит черенковский детектор.
4. Подавление внешней фоновой радиоактивности. Низкая собственная радиоактивность.
5. Подавление мюонного фона.

В эксперименте DayaBay используется 3-х зонный детекторный модуль цилиндрической формы (рис. 3.5), на внутренней стенке которого установлены фотоумножители. Размеры и состав указаны в табл. 3.2.

Регион	Радиус (внутр./внеш.), м	Высота (внутр./внеш.), м	Толщина мм	Наполнитель
I — Мишень	0.00/1.60	0.00/3.20	10.0	Gd-LS ¹
II — „Gamma catcher“	1.60/2.05	3.20/4.10	15.0	LS ²
III — Буфер	2.05/2.50	4.10/5.00	8.0–10.0	Минеральное масло

Таблица 3.2: Геометрические размеры модуля антинейтринного детектора.

Внутренний объем (I регион) детектора — прозрачный акриловый сосуд, наполненный жидким органическим сцинтиллятором, состоящим, в основном, из углерода и водорода (доля атомов водорода $\sim 12\%$) с добавлением 0.1 % гадолиния. Полная масса — 20 тонн. Акриловый сосуд предотвращает смешивание гадолиниевого сцинтиллятора со сцинтиллятором из средней зоны.

Водород служит мишенью для реакторных антинейтрино (3.1), испуская нейтрон и позитрон. Позитрон пролетает через детектор испуская черенковское излучение и аннигилирует с электроном. При аннигиляции испускается 2 γ -кванта с общей энергией около 2.2 МэВ, которые, в свою очередь за счет комптоновского рассеяния выбивают электроны и вызывают поток фотонов, которые детектируются фотоумножителями. Нейтрон многократно рассеиваясь на ядрах, в конце концов захватывается ядром гадолиния (среднее время захвата 180 мкс). Возбужденное ядро гадолиния испускает несколько жестких γ -квантов с общей энергией около 8 МэВ. Гадолиний как нельзя лучше подходит для захвата нейтронов, т. к. обладает огромным сечением захвата и испускает высокоэнергетичные фотоны, что позволяет отличить сигнал от фона.

¹ Жидкий сцинтиллятор с добавлением гадолиния.

² Жидкий сцинтиллятор.

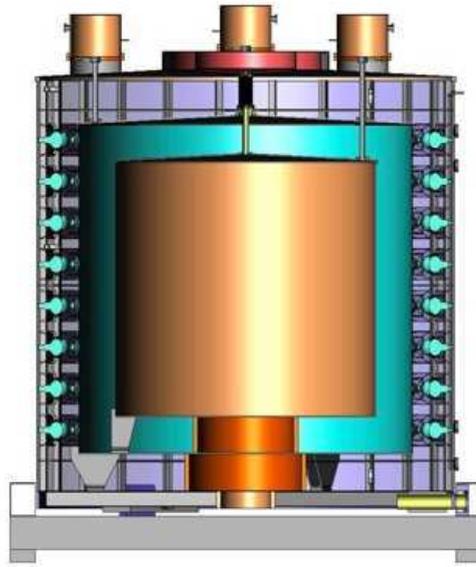


Рис. 3.5: 3-х зонный антинейтринный детектор.

Средний объем детектора (II регион) так же содержится в акриловом сосуде и называется „Gamma catcher“. Объем наполнен простым сцинтиллятором массой 20 тонн. Он предназначен для поглощения γ -квантов, испущенных при аннигиляции позитрона и захвата нейтрона. В случае захвата нейтрона в этой зоне, выделенная энергия фотонов не будет превышать 6 МэВ — эти события будут отсекаются на уровне триггера.

Внешний объем (III зона) находится между внешним акриловым сосудом и стальной внешней стенкой модуля. Объем наполнен минеральным маслом (40 тонн). Основная задача — поглощение внешнего радиоактивного фона, исходящего от горных пород, стекла фотоумножителей и самой конструкции. Фотоумножители находятся в этом объеме.

В двух ближних детекторах будет установлено по два модуля. В дальнем — 4 модуля. Предполагаемое число событий в день на модуль при условии, что все три реактора запущены и находятся в рабочем состоянии для детекторов DayaBay, LingAo и FarSite составит 930, 760 и 90 соответственно.

Измерение значения $\sin^2 2\theta_{13}$ с точностью до 0.01 на уровне достоверности 90% задача очень сложная, т. к. на расстоянии 2 км при изменении значения $\sin^2 2\theta_{13}$ на 0.01 вызывает изменение вероятности осцилляций на 0.0096, т. е. разница в потоках на модуль для дальнего детектора не будет превышать одного антинейтрино в день.

Мюонный детектор Опасность, которую представляют для эксперимента космогенные мюоны описана в разделе 3.3.3 [18]. Для их детектирования предпринимается ряд мер:

1. Детекторные модули располагаются в бассейне 16 м × 16 м × 10 м для дальнего детектора, и 16 м × 10 м × 10 м для ближнего детектора (рис. 3.6). Бассейн заполнен водой.
2. Бассейн разделен на две части — внешнюю, занимающую пространство от внешней стенки до 1 метра внутрь и внутреннюю, в которой располагаются детекторные модули. Внутри расположен набор фотоумножителей. Система служит как отдельный мюонный детектор.

3. По внутренней стенке бассейна расположены фотоумножители, детектирующие черенковское излучение от мюонов, пролетевших через бассейн.
4. Над бассейном будет установлена система, детектирующая мюоны (на основе RPC или пластического сцинтиллятора), залетающие в бассейн.

Более подробна мюонная вето-система описана в разделе 3.4.

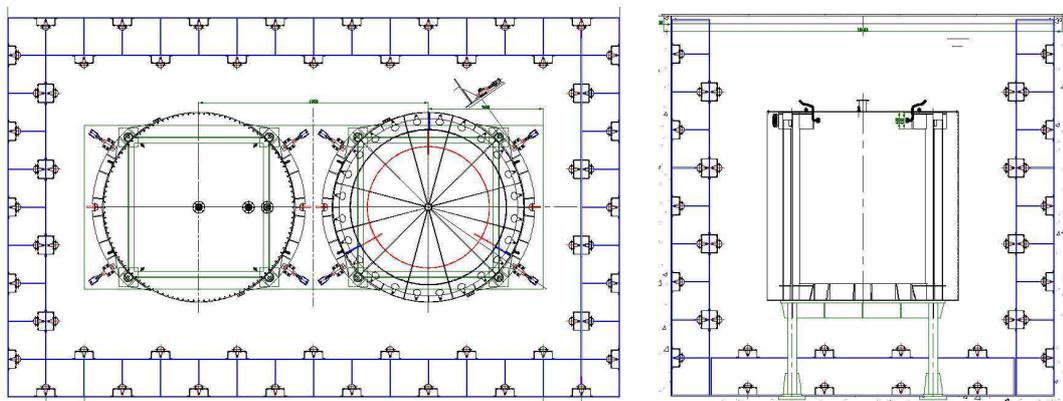


Рис. 3.6: Схематическое изображение ближнего детектора [18].

Набор средств по детектированию мюонов будет работать как единая вето-система, т. е. при обнаружении сигнала от мюона весь детектор „засыпает“ (в течении определенного времени, детектирование антинейтринного сигнала „выключено“).

Детектирование антинейтрино При взаимодействии нейтрино с протоном рождается нейтрон и электрон. В случае нейтрино с максимальной энергией (8 МэВ) она практически полностью передается γ -квантам от аннигиляции. Соответственно началом события считается выделение энергии от 1 до 8 МэВ в модуле детектора. Далее включается таймер — в течении 200 мкс ожидается сигнал от захвата нейтрона с энергосвыделением от 6 до 12 МэВ. Подробнее см. раздел 4.1.1.

Несмотря на особенную временную структуру сигнала существует ряд фоновых событий, которые могут вызвать сигнал подобной формы (см. раздел 3.3).

3.3 Чувствительность и систематические неопределенности

Все систематические неопределенности можно разделить на 3 группы. Неопределенности, связанные с источником антинейтрино (реакторами), с детекторами и с фоном. Кроме того, неопределенности делятся на два типа: коррелированные и некоррелированные.

3.3.1 Неопределенности, связанные с реактором

Для реактора с одним ядром все неопределенности можно подавить просто используя ближний и дальний детектор, т. к. есть возможность получить полный поток. В случае эксперимента DayaBay имеется шесть реакторных ядер, разделенных на две группы и только два ближних детектора. Соответственно чтобы получить полный поток антинейтрино на дальнем детекторе, необходимо так же достаточно точно знать текущую мощность ядер. Неопределенность в измерении текущей мощности реактора является коррелированной и оценивается в 2 %. Далее будут рассматриваться только некоррелированные ошибки.

Вторая неопределенность связана с неточностью позиций реакторов. Эффективно можно считать что в эксперименте используется только 2 реактора (по числу ближних детекторов). Любая неточность в определении позиций реакторов будет вносить дополнительную неопределенность в ожидаемый поток на дальней локации.

В табл. 3.3 представлены значения ошибок связанных с реакторами.

Число активных ядер	σ_ρ (мощность)	σ_ρ (позиция)	σ_ρ (общая)
4	0.035 %	0.08 %	0.087 %
6	0.097 %	0.08 %	0.126 %

Таблица 3.3: Значения ошибок связанных с реакторами.

Неопределенность, связанная с неточностью определения координат центра масс ядер реакторов оценивается в 0.08 %.

Дополнительную неопределенность вносит отработанное радиоактивное топливо, изотопы которого, распадаясь, могут порождать антинейтрино с энергией, выше пороговой (3.15).



Из-за большого периода полураспада, эти изотопы могут вносить вклад в поток антинейтрино после извлечения из ядра реактора. Неопределенность, связанная с отработанным топливом оценивается $\ll 2$ %.

3.3.2 Неопределенности, связанные с детектором

Отношение Н/С. Так как реакция обратного β -распада для реакторных антинейтрино происходит только на свободных протонах, необходимо очень точно знать их число в центральном регионе детектирующего модуля. Для его получение требуется

знать с достаточной точностью массу сцинтиллятора в этом регионе и отношение числа атомов водорода к числу атомов углерода.

При наполнении детектирующих модулей будет использовано несколько точных методов измерения массы жидкости. Наполнение будет производиться одновременно всех детекторов с одной локации.

Планируемая неопределенность массы мишени — 0.2 %, отношения Н/С — 0.2 %.

Порог по энергии позитрона. Число фоновых событий при низких энергиях довольно велико. Для его подавления на реконструируемую энергию позитрона устанавливается порог около 1 МэВ. Детектор имеет разрешение по энергии в 12% на 1 МэВ, соответственно, часть событий, попавшая под этот порог, будет отброшена. Неэффективность, связанная с порогом оценивается в 0.32 %, 0.37 % и 0.43 % для энергий 0.98, 1.00 и 1.02 МэВ. Неопределенность энергетической шкалы при энергии 1 МэВ — 2%. Общая неопределенность детектированного антинейтринного потока оценивается в 0.05 %.

Неопределенностью, вносимой верхним порогом, можно пренебречь.

Эффективность детектирования нейтронов. Нейтрон, образованный в обратном β -распаде имеет энергию около 10 кэВ, которую практически полностью теряет в первые несколько микросекунд. Нейтронный захват может произойти как на гадолинии, так и на водороде. Эффективность детектирования нейтронов определяется следующим образом:

$$\varepsilon = P_{Gd}\varepsilon_E\varepsilon_T \quad (3.16)$$

где P_{Gd} — вероятность захвата на гадолинии, ε_E — эффективность порога на выделенную энергию $E > 6$ МэВ, ε_T — эффективность временного порога.

Вероятность захвата на гадолинии определяется отношением концентраций водорода и гадолиния. Если ввести характерное время жизни нейтрона τ , то „ширина“ захвата $\Gamma \equiv 1/\tau$. Ее так же можно получить следующим образом:

$$\Gamma = \Gamma_{Gd} + \Gamma_H = (n_{Gd}\sigma_{Gd} + n_H\sigma_H)v \quad (3.17)$$

где $n_{Gd,H}$ — плотности числа частиц, а $\sigma_{Gd,H}$ — сечение захвата нейтрона на гадолинии и водороде соответственно. v — термальная скорость нейтрона. Отсюда получим вероятность захвата на гадолинии как Γ_{Gd}/Γ :

$$P_{Gd} = \frac{1}{1 + \Gamma_H/\Gamma_{Gd}} \quad (3.18)$$

Γ_H/Γ_{Gd} определяется отношением Н/Gd.

Кроме этого, необходимо знать относительное значение этой вероятности для различных детекторов. Неопределенность P_{Gd} этого значения оценивается в 0.1 %.

Неопределенности порогов по энергии и времени оцениваются каждая в 0.1 %.

Множественные нейтроны. В эксперименте, могут быть события, когда за аннигиляцией позитрона следует два сигнала от захвата нейтрона — один, порожденный в обратном β -распаде, второй фоновый. Суммарная энергия, выделенная от захвата нейтронов превысит допустимый интервал.

Неэффективность, связанная с множественностью нейтронов оценивается в 0.05 %.

Триггер. Работа электроники триггера может быть оценена на месте проведения эксперимента при помощи точечных источников света внутри детектора. Неопределенность связанная с триггером считается равной 0.01 %.

Как было указано ранее, индивидуальные неэффективности детектирующих модулей можно компенсировать, осуществляя циклическую перестановку детекторов через определенные промежутки времени. Планируется 4 рабочих периода, после каждого из которых два ближних детектора (по одному с локации) будут заменяться на два дальних.

3.3.3 Фон

Основными источниками фона в эксперименте DayaBay являются:

1. „Быстрые“ нейтроны.
2. Космогенные изотопы (^8He , ^9Li).
3. Естественная радиоактивность.

Все три источника так или иначе связаны с мюонным фоном.

Космогенные мюоны. Самый эффективный способ подавление мюонного фона — наличие достаточного количества горных пород над детектором. Глубина нахождения детекторов в локациях DayaBay, LingAo и Far 98,112 и 350 метров соответственно.

Поток мюонов достаточно хорошо параметризуется модифицированной формулой Гайссера [19]:

$$\frac{\partial I}{\partial E_\mu \partial \cos \theta} = 0.14 \left(\frac{E_\mu}{\text{ГэВ}} \left(1 + \frac{3.64 \text{ГэВ}}{E_\mu (\cos \theta^*)^{1.29}} \right) \right)^{-2.7} \left[\frac{1}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos \theta^*}{115 \text{ГэВ}}} + \frac{1}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos \theta^*}{850 \text{ГэВ}}} \right] \quad (3.19)$$

$$\cos \theta^* = \sqrt{\frac{(\cos \theta)^2 + P_1^2 + P_2 (\cos \theta)^{P_3} + P_4 (\cos \theta)^{P_5}}{1 + P_1^2 + P_2 + P_4}} \quad (3.20)$$

Где $P_1 - P_5$, фиксированные параметры, θ — азимутальный угол. Спектр мюонов представлен на рис. 3.7

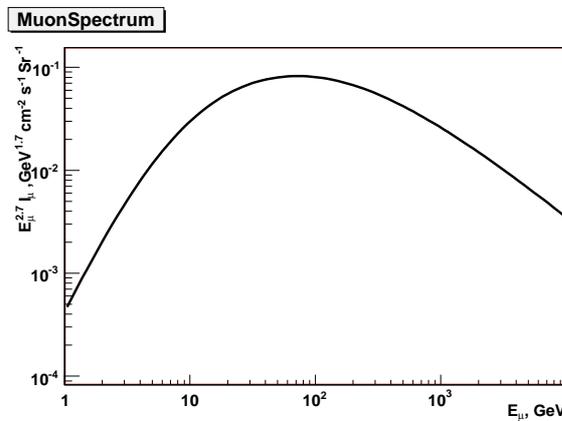


Рис. 3.7: Спектр космогенных мюонов ($\theta = 56^\circ$).

Данные о мюонном спектре в месте проведения эксперимента получены на основе моделирования [18]. Результаты представлены в табл. 3.4.

Детектор	DayaBay	LingAo	FarSite
Глубина (м)	98	112	355
Поток мюонов ($\text{сек}^{-1}\text{см}^{-2}$)	1.16	0.73	0.041
Средняя энергия мюона (ГэВ)	55	60	138

Таблица 3.4: Поток мюонов в районе детекторов.

„Быстрые“ нейтроны. Нейтроны сами по себе можно разделить на 2 типа: таггированные, т. е. вызванные мюонами, прошедшими через мюонную veto-систему и вызвавшие ее срабатывание и не таггированные, т. е. либо породивший их мюон не вызвал срабатывание мюонной veto-системы, либо он вообще не проходил через нее.

Нейтроны, прошедшие через бассейн и попавшие в мишень, могут выбить несколько протонов и потом захватиться. Эти события разделяются на два подсобытия: первое — черенковское излучение от протонов, второе — γ -излучение ядра, захватившего нейтрон. Если энергия первого подсобытия попадает в интервал от 1 до 8 МэВ, а второго от 6 до 12 МэВ в пределах 200 мкс получается сигнал, повторяющий сигнал от антинейтрино. Такие нейтроны называются „быстрыми“.

Другой вариант — существует только одно подсобытие с энергией от 6 до 12 МэВ. Попав в интервал 200 мкс с сигналом, вызванным естественным радиоактивным фоном, такое событие повторяет антинейтринный сигнал. Нейтроны, вызвавшие такое события называются „единичными“.

Таггированные нейтроны не опасны, т. к. их воздействие должно предотвращаться мюонной системой, эффективность которой предполагается равной 99.5 % с неопределенностью 0.25 %.

Детектор	Тип нейтронов	DayaBay	LingAo	FarSite
Быстрые нейтроны (/день/модуль)	таггированные	19.6	13.1	2.0
	нетаггированные	0.5	0.35	0.03
Единичные нейтроны (/день/модуль)	таггированные	476	320	45
	нетаггированные	8.5	5.7	0.63

Таблица 3.5: Ожидаемое число фоновых нейтронных событий [18].

Видимый энергетический спектр быстрых нейтронов почти равномерен. Так как точно нейтронный фон внутри детектора измерить не получится, неопределенность определяется равной 100% (см. раздел 4.1.2).

Космогенные изотопы. Космогенные изотопы так же порождаются мюонами. При распаде они могут испустить и β -частицу и нейтрон, которые повторят антинейтринный сигнал. Некоторые из изотопов имеют период полураспада больший чем триггерное время. Из них самыми опасными являются изотопы ^8He с периодом полураспада 0.12 секунд и ^9Li с периодом полураспада 0.18 секунд.

Число фоновых событий от космогенных изотопов для локаций DayaBay, LingAo и FarSite равно 3.7, 2.5 и 0.26 событий в день на модуль соответственно.

Гелий-литиевый фон можно измерить на месте проведения эксперимента с неопределенностями 0.3 % и 0.1 % для ближних и дальней локаций соответственно.

Естественная радиоактивность. Естественная радиоактивность, случайно попав с единичным нейтроном в детектор в пределах 200 мкс. могут вызвать сигнал, похожий на нейтринный.

Число таких совпадений в единицу времени = $R_\gamma R_n \tau$, где $R_{\gamma,n}$ — число γ -квантов и нейтронов в единицу времени соответственно, τ — временное окно, в пределах которого ожидается „нейтронный сигнал“. Для нейтронного фона, данного в предыдущем разделе, интенсивность радиоактивного фона не должна превышать 50 Гц, чтобы число случайных фоновых событий не превышало 0.1 % от сигнальных событий.

3.3.4 Чувствительность эксперимента

В табл. 3.6 перечислены ожидаемые количества сигнальных и фоновых событий для эксперимента DayaBay [18]. Все перечисленные в предыдущем разделе неопределенности представлены в табл. 3.7.

	DayaBay	LingAo	FarSite
Число антинейтрино (/день/модуль)	930	760	90
Случайные события (/день/модуль)	1.86	1.52	0.09
„Быстрые“ нейтроны (/день/модуль)	0.93	0.76	0.09
$^8\text{He}, ^9\text{Li}$ (/день/модуль)	2.89	1.52	0.18

Таблица 3.6: Ожидаемый сигнал и фон в эксперименте DayaBay.

Неопределенность	Обозначение	Значение (% от числа событий)
Реакторная коррелированная	α_c	2 %
Реакторная некоррелированная	α_r	2%
Детекторная коррелированная	ε_D	2%
Детекторная некоррелированная	ε_d	0.38%
Неопределенность формы спектра ¹	β	2 %
Неопределенность случайного фона	η_n	100 %
Неопределенность фона „быстрых“ нейтронов	η_f	100 %
Неопределенность фона $^8\text{He}, ^9\text{Li}$	η_s	0.1 %

Таблица 3.7: Основные систематические неопределенности в эксперименте DayaBay.

Чувствительность эксперимента к значению $\sin^2 2\theta_{13}$ определяется по методу минимизации функции χ^2 . Функция χ^2 для эксперимента DayaBay выглядит следующим образом [18]:

$$\chi^2 = \min_{\gamma} \sum_{A=1}^8 \sum_{i=1}^{N_{bins}} \frac{[M_i^A - T_i^A (1 + \alpha_c + \sum_r \omega_r^A \alpha_r + \beta_r + \varepsilon_D + \varepsilon_d^A) - \eta_f^A F_i^A - \eta_n^A N_i^A - \eta_s^A S_i^A]^2}{T_i^A + \sigma_{b2b}^2} + \frac{\alpha_c^2}{\sigma_c^2} + \sum_r \frac{\alpha_r^2}{\sigma_r^2} + \sum_{i=1}^{N_{bins}} \frac{\beta_i^2}{\sigma_{shp}^2} + \frac{\varepsilon_D^2}{\sigma_D^2} + \sum_{A=1}^8 \left[\left(\frac{\varepsilon_d^A}{\sigma_d} \right)^2 + \left(\frac{\varepsilon_f^A}{\sigma_f} \right)^2 + \left(\frac{\varepsilon_n^A}{\sigma_n} \right)^2 + \left(\frac{\varepsilon_s^A}{\sigma_s} \right)^2 \right] \quad (3.21)$$

Здесь A — сумма по детекторам, i — сумма по энергетическим бинам. γ — набор неопределенностей ($\{\alpha_c, \alpha_r, \beta, \varepsilon_d^A, \eta_f^A, \eta_n^A, \eta_s^A\}$), σ — соответствующие ошибки. T_i^A — ожидаемое

¹ Неопределенность формы спектра связана с отклонениями потока антинейтрино от выбранной параметризации.

число событий в i -ом бине в A -ом детекторе, $M_i^A, F_i^A, N_i^A, S_i^A$, — соответствующие: обнаруженное число событий, число фоновых быстрых нейтронов, случайного фона и гелий-литиевого фона.

При проведении анализа были использованы следующие параметры:

- Число энергетических бинов — 36.
- $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{эВ}^2$.
- Все 3 реактора запущены.
- Период проведения эксперимента — 300 дней.
- Эксперимент разделен на 4 периода, после окончания каждого производится перестановка детекторов.

Чувствительность к значению $\sin^2 2\theta_{13}$ равна 0.008. Подробнее о вычислении чувствительности см. раздел 4.1.2

3.4 Мюонная вето-система

3.4.1 Необходимость защиты от космических мюонов

Космогенные мюоны — основной источник фоновых событий в эксперименте DayaBay, лучший способ защиты от которых — помещение детектора на большую глубину, достаточную для подавления основного потока. К сожалению, сделать это не всегда удается. В случае эксперимента DayaBay, глубины установки детектора в 98, 112 и 350 метров недостаточно для подавления мюонного фона (см. раздел 3.3.3). Следовательно, необходимо знать мюонный фон с большой точностью. Кроме того, для определения значения $\sin^2 2\theta_{13}$ с достаточной точностью необходимо исключить практически все ложные срабатывания. Для осуществления этого надо с большой эффективностью регистрировать мюоны, пролетающие возле детектора и выключать их. В этом и состоит задача мюонной вето-системы.

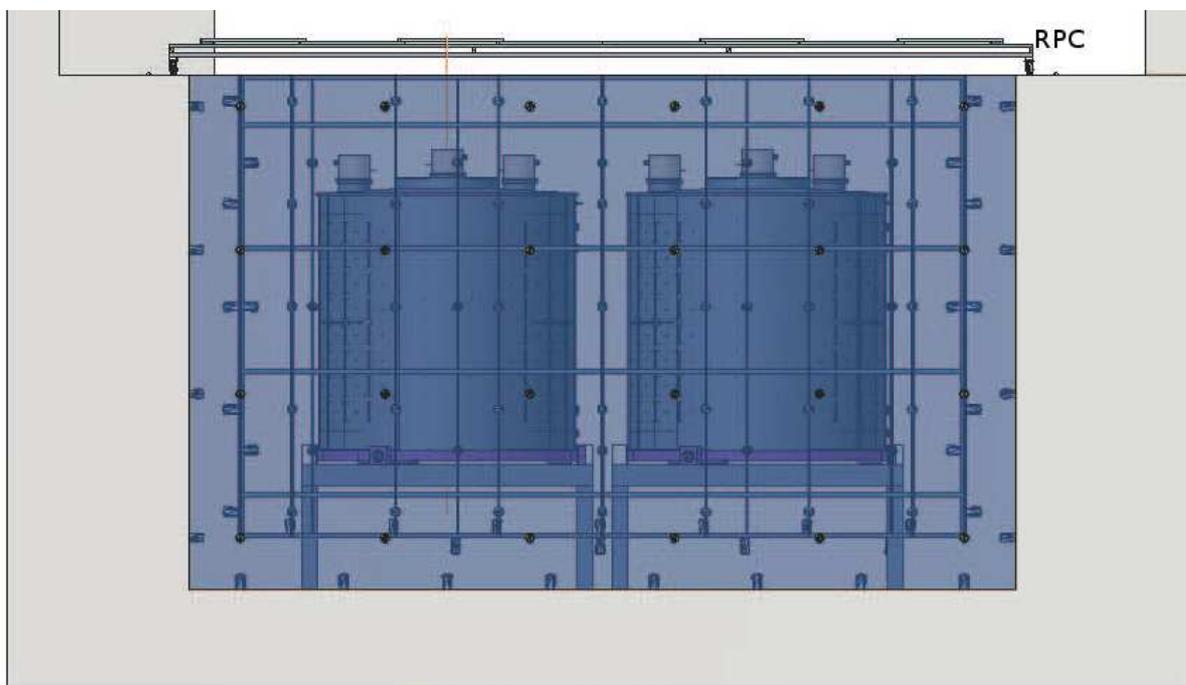


Рис. 3.8: Детектор, вид сбоку [18].

3.4.2 Водяной щит

Водяной щит будет окружать антинейтринные детекторы как минимум на 2.5 м во все стороны. Он предназначен для подавления фона „быстрых“ нейтронов и естественной радиоактивности.

Внутренняя часть водяного щита комплектуется фотоумножителями, устанавливаемым на 1.5 м от детекторов. Слой воды толщиной 1 м, отделенный от внутреннего региона тоже комплектуется набором фотоумножителей.

Совместно с водным щитом планируется использовать еще один тип детектора, который будет установлен над бассейном и будет детектировать мюоны, прилетающие сверху. На эту роль есть два кандидата:

- Resistive Plate Chambers (RPC).

- Пластический сцинтиллятора (ХРС).

3.4.3 RPC

RPC — основной кандидат на роль верхнего мюонного детектора. Он довольно прост в изготовлении и обладает высокой эффективностью.

RPC представляет из себя два или более, слоев диэлектрика, между которыми находится газ (рис. 3.9). Между пластинами диэлектрика создается высокое электрическое поля. В случае пролета через RPC заряженной частицы, газ быстро ионизируется и образуют лавину, пробивающую слой диэлектрика и регистрируемую электроникой.

Эффективность RPC оценивается в 97–98 %.

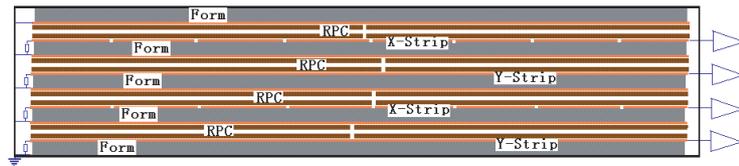


Рис. 3.9: Сечение RPC [18].

3.4.4 Пластический сцинтиллятор

Пластический сцинтиллятор (ХРС) — удобная и относительно недорогая основа для создания мюонной ветосистемы. Такие системы успешно применяются в экспериментах MINOS, OPERA. Основа пластического сцинтиллятора — органический пластик на основе полистирола. Характеристики приведены в табл. 3.8.

Плотность, г/см ³	1.050
Показатель преломления	1.575
Число атомов Н в одном см ³	$4.847 \cdot 10^{22}$
Число атомов С в одном см ³	$4.863 \cdot 10^{22}$

Таблица 3.8: Параметры пластического сцинтиллятора

Внешне он представляет собой прямоугольный „стрип“ (6.02 м × 0.2 м × 0.01 м) с внешним покрытием из поливинилхлорида с добавлением диоксида титана. Вдоль стрипа на глубине 2 мм проходят 5 оптоволокон, предназначенные для сбора сцинтилляционных фотонов (рис. 3.10). Волокна от одного стрипа соединяются с фотоумножителем.

Шесть таких стрипов соединяются в плоскость. Обычно, используется сразу несколько таких плоскостей, повернутых на 90° друг относительно друга. Заряженная частица, например мюон, пролетая через стрип, выделяет около 6 фотонов, вызывая срабатывание фотоумножителя. А т. к. стрипы перпендикулярны друг к другу, есть возможность определение координат пролета заряженной частицы.



Рис. 3.10: Сечение стрипа пластического сцинтиллятора [18].

Глава 4

Проделанная работа

4.1 Исследование чувствительности эксперимента DayaBay

4.1.1 Моделирование нейтринных событий

В процессе написания данной работы было изучено программное обеспечение коллаборации DayaBay, предназначенное для моделирования работы детектора. Написан ряд программ для обработки данных моделирования.

Как было отмечено ранее, сигнальное событие — это два сигнала: первый — сигнал от аннигиляции позитрона (энергии от 1 до 8 МэВ), второй — от захвата нейтрона (энергии от 6 до 12 МэВ).

Проведено моделирование и анализ 1000 антинейтринных событий.

Типичное антинейтринное событие представлено на рис. 4.1. На рис. 4.2 представлена трехмерная схема детектора.

Временная структура антинейтринного события представлена на рис. 4.3 и 4.4. Время захвата позитрона около 30 мкс.

На рис. 4.5 представлено распределение по энергии позитрона и электронного антинейтрино. Энергия антинейтрино связана с формулой счета событий (3.6) (рис. 3.1). Энергия позитрона в первом приближении равна энергии антинейтрино минус константа (3.5). Энергия нейтрона представлена на рис. 4.6. Как было указано средняя энергия нейтрона около 10 КэВ.

На рис. 4.6 приведена суммарная энергия фотонов, испущенных захватившим нейтрон ядром. Отдельные бины соответствуют захвату на водороде ($E \sim 2$ МэВ) и изотопах гадолиния ($E \sim 8$ МэВ).

Как было указано ранее, угол разлета позитрона и нейтрино случаен. Нейтрон в свою очередь вылетает в направлении, практически совпадающем с направлением антинейтрино (рис. 4.7).

На рис. 4.8 представлено распределение по времени захвата нейтрона. Среднее время захвата ~ 30 мкс.

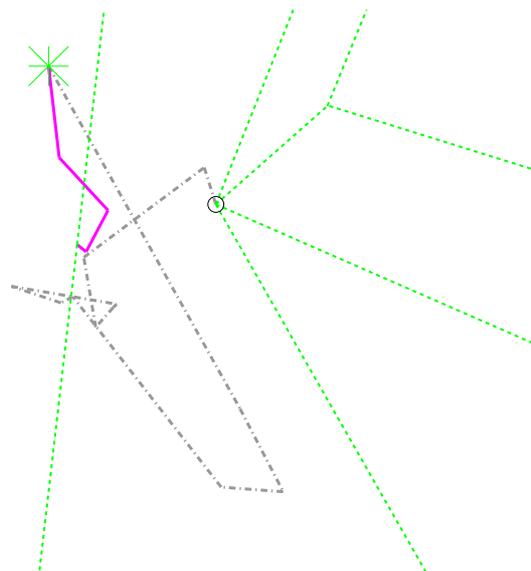


Рис. 4.1: Антинейтринное событие. Звездочкой отмечена точка взаимодействия антинейтрино с протоном. Позитрон (сплошная линия) аннигилирует и испускает 2 фотона. Нейтрон (толстая пунктирная линия) многократно рассеивается, захватывается (кружок) и испускает несколько фотонов.

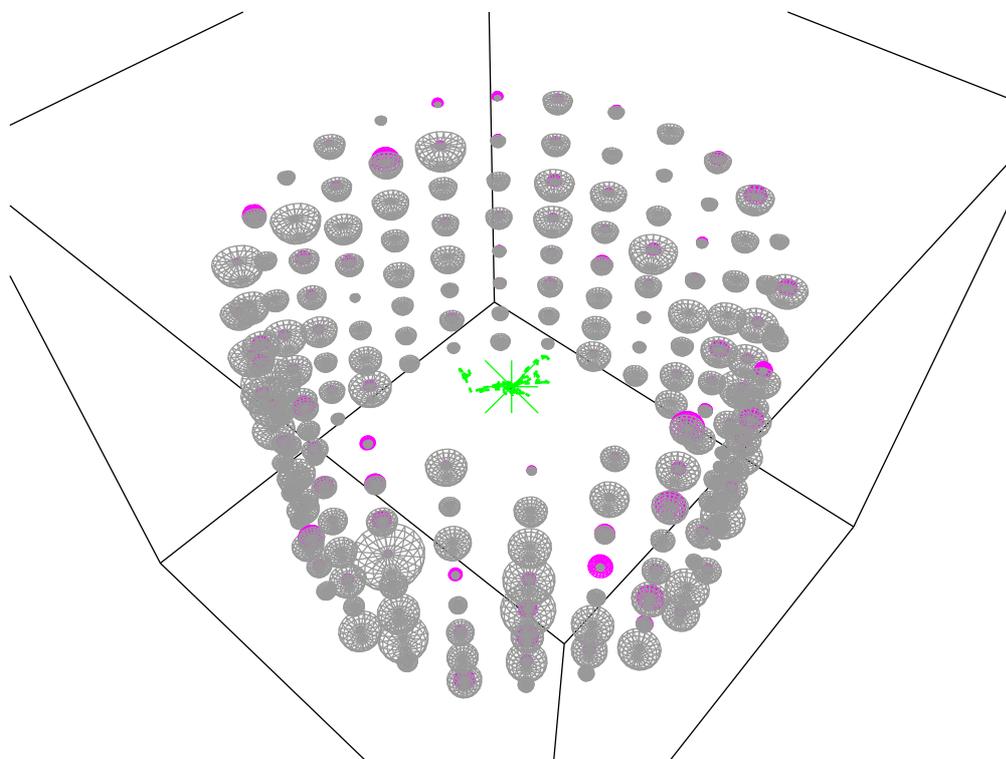


Рис. 4.2: Антинейтринное событие в детектирующем модуле. Размер полусфер пропорционален числу срабатываний фотоумножителей (розовые — сигнал от позитрона, серые — сигнал от нейтрона).

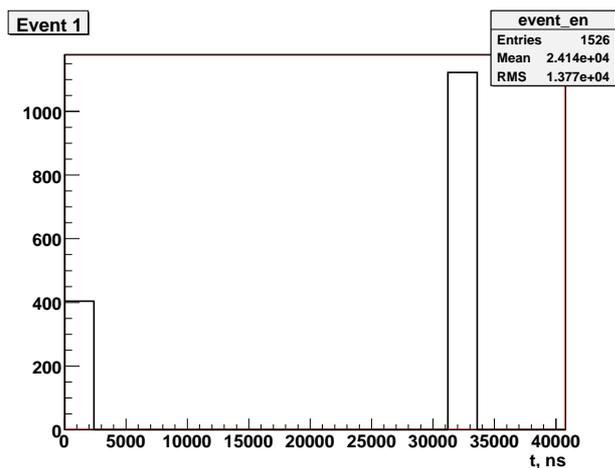


Рис. 4.3: Временное распределение работы фотоумножителей в антинейтринном детекторе.

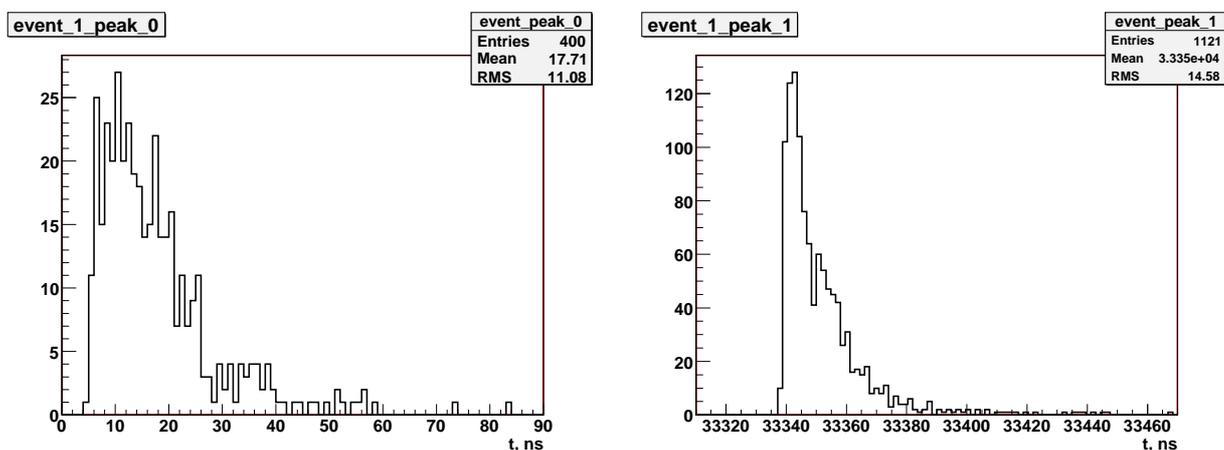


Рис. 4.4: Временное распределение работы фотоумножителей в антинейтринном детекторе (детально). Сигнал вызванный аннигиляцией позитрона (слева), сигнал вызванный захватом нейтрона через 30 мкс (справа).

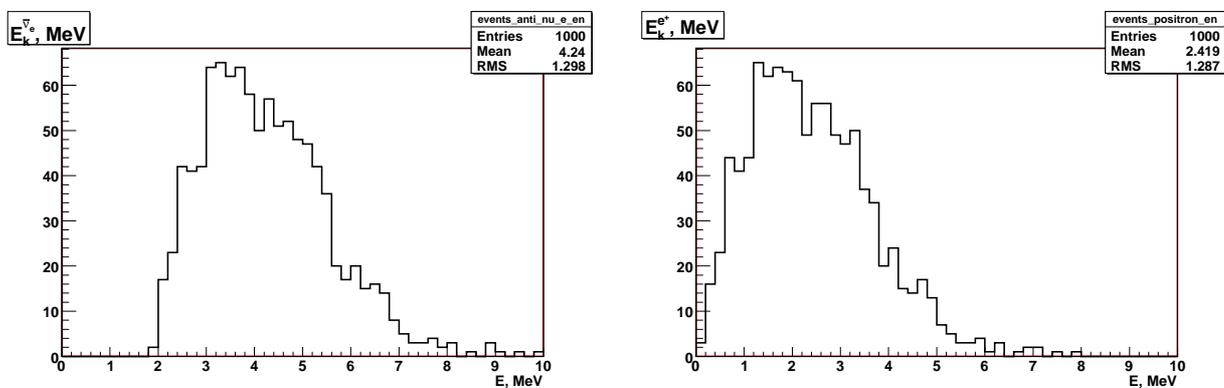


Рис. 4.5: Распределение по энергиям электронного антинейтрино (слева) и позитрона (справа).

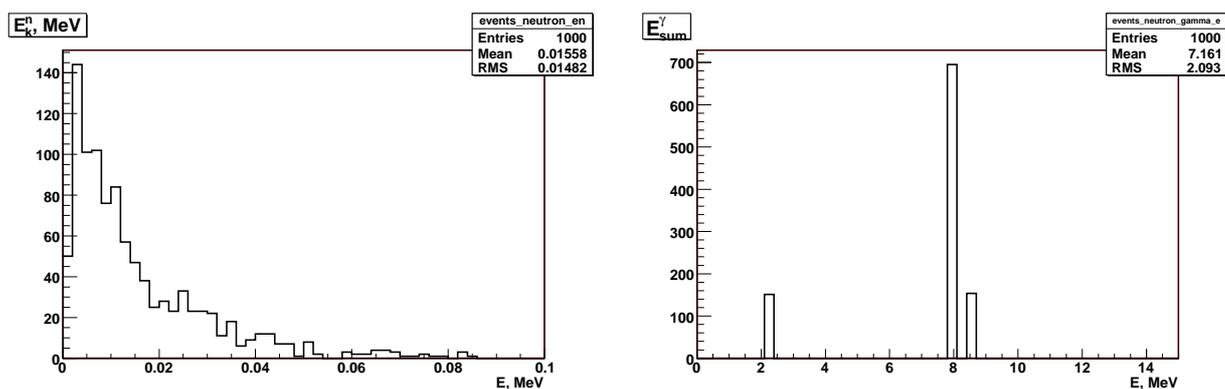


Рис. 4.6: Распределение по энергии нейтрона (слева). Распределение суммарной энергии γ -квантов, рожденных после захвата нейтрона.

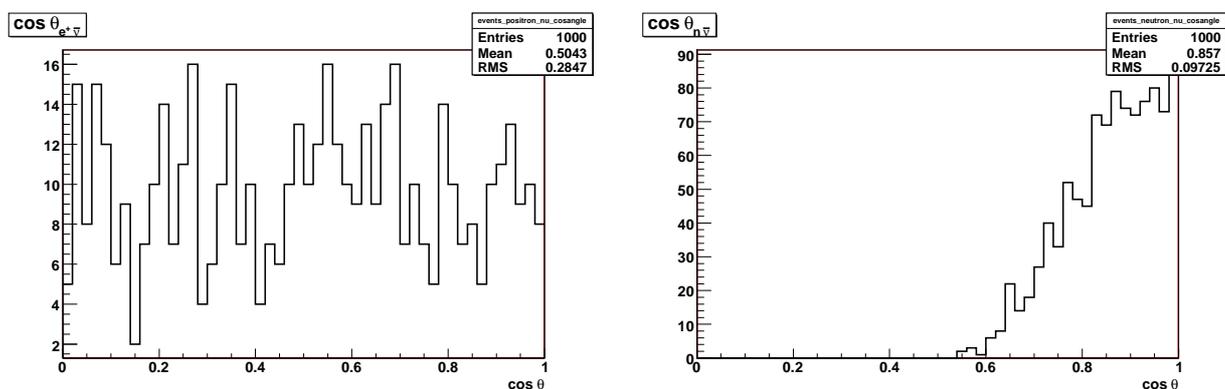


Рис. 4.7: Распределения по \cos угла разлета антинейтрино и позитрона (слева), антинейтрино и нейтрона (слева).

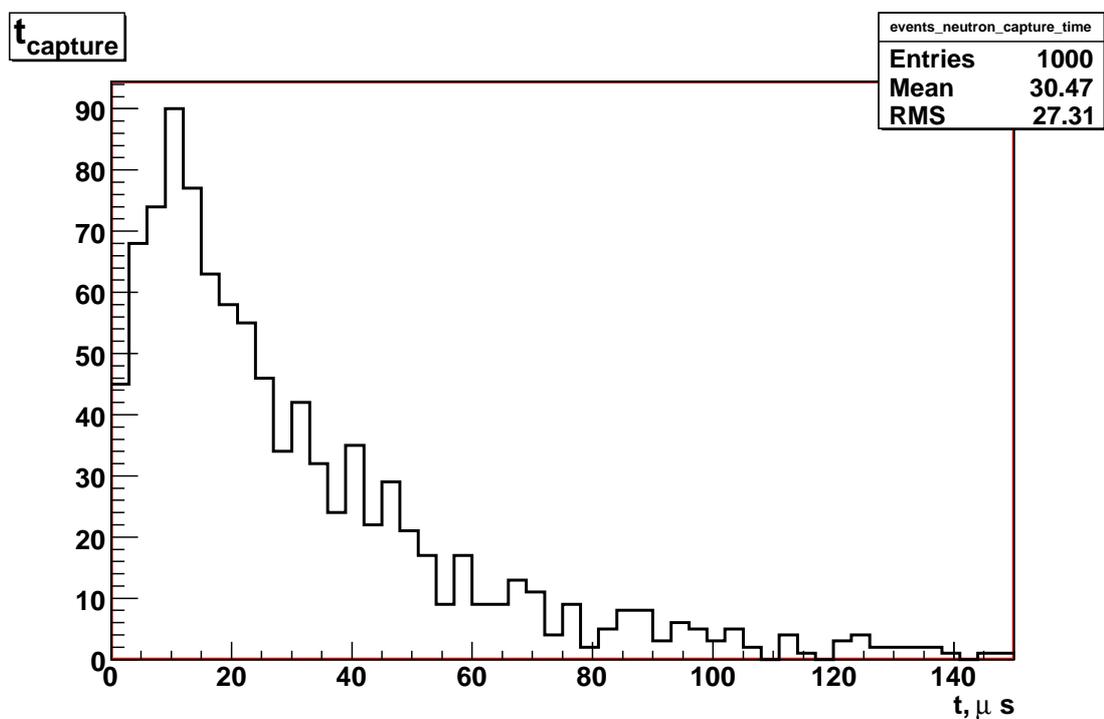


Рис. 4.8: Распределение по времени захвата нейтрона.

4.1.2 Исследование чувствительности эксперимента DayaBay

Предполагая, что каждая неопределенность является гауссовой, можно записать χ^2 в более общем виде:

$$\chi^2 = (M - T)^T V^{-1} (M - T) \quad (4.1)$$

$$M = \{M_1 \dots M_{N_{bins}}\}, \quad T = \{T_1 \dots T_{N_{bins}}\} \quad (4.2)$$

$$V_{ij} = \delta_{ij} \sigma_i^2 + \sum_{k=1}^K \eta_{ki} \eta_{kj} \quad (4.3)$$

$$\sigma_i = T_i + F_i + N_i + S_i \quad (4.4)$$

η_{ki} — k -ая неопределенность в i -ом бине. Индекс i отражает не только энергетический бин, но так же детектор и временной период. Доказано [20], что задав χ^2 в таком виде, можно получить ошибку (σ_E) на значение $\sin^2 2\theta_{13}$ в общем виде, не прибегая к процедуре минимизации:

$$T_i(\sin^2 2\theta_{13}) = \alpha_i - \beta_i \sin^2 2\theta_{13} \quad (4.5)$$

$$\sigma_E = (\beta^T V^{-1} \beta)^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{\sum_{ij} (V^{-1})_{ij} \beta_i \beta_j}} \quad (4.6)$$

Для неопределенностей, указанных табл. 3.7, $\sigma_E = 4.62 \cdot 10^{-3}$, что соответствует следующей ошибке на значение $\sin^2 2\theta_{13}$ на 90 % уровне достоверности:

$$\sin^2 2\theta_{13} = \langle \sin^2 2\theta_{13} \rangle \pm 1.64 \sigma_E = \langle \sin^2 2\theta_{13} \rangle \pm 7.58 \cdot 10^{-3} \quad (4.7)$$

Зависимость чувствительности эксперимента от значения разницы квадратов масс антинейтрино (Δm_{31}^2) на уровне достоверности представлена на рис. 4.9. При расчетах было использовано 12 энергетических бинов, 4 временных периода и все три реактора считались запущенными.

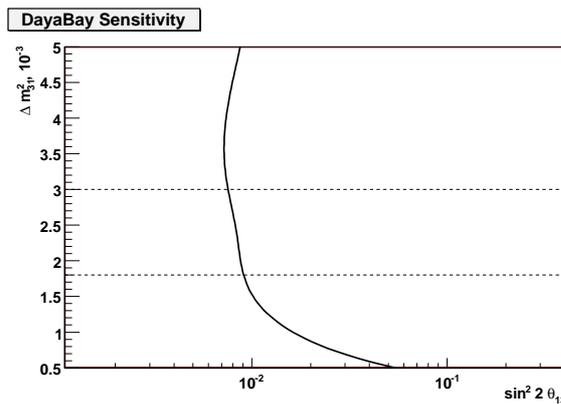


Рис. 4.9: Чувствительность эксперимента DayaBay к значению $\sin^2 2\theta_{13}$ в зависимости от Δm_{31}^2 на уровне достоверности 90 %. Горизонтальными линиями отмечен 90 % доверительный интервал для Δm_{31}^2 .

Варьируя отдельные η , можно оценить вклад различных неопределенностей в полную ошибку на значение измеряемой величины, рис. 4.10, 4.11.

Из графиков видно, что коррелированная неопределенность очень слабо влияет на значение ошибки, основная зависимость связана именно с некоррелированными неопределенностями.

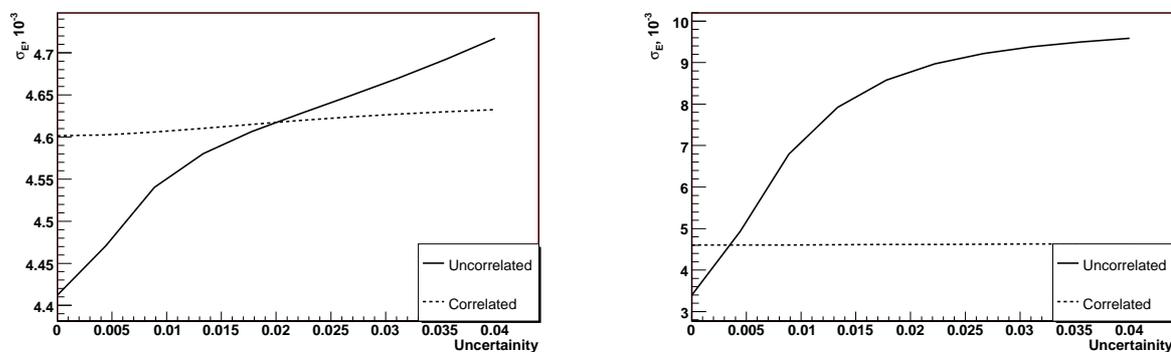


Рис. 4.10: Влияние коррелированной и некоррелированной векторной неопределенности на ошибку (слева). То же самое для детекторной неопределенности (справа).

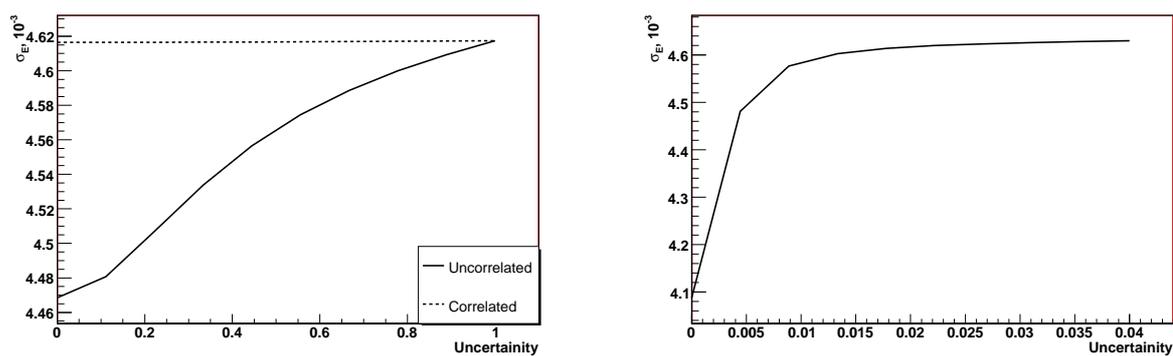


Рис. 4.11: Влияние коррелированной и некоррелированной фоновой неопределенности на ошибку (слева). Влияние неопределенности формы спектра (справа).

В анализе χ^2 , который проводился для эксперимента DayaBay [18], используется 36 энергетических бинов и получена ошибка $8 \cdot 10^{-3}$. В данном анализе используется 12 бинов. Можно показать, что результат слабо зависит от числа энергетических бинов при большом их числе. Это связано с тем что при увеличении числа бинов, ширина каждого бина становится меньше энергетического разрешения детектора. На рис. 4.12 представлена зависимость ошибки на значение $\sin^2 2\theta_{13}$ от числа энергетических бинов.

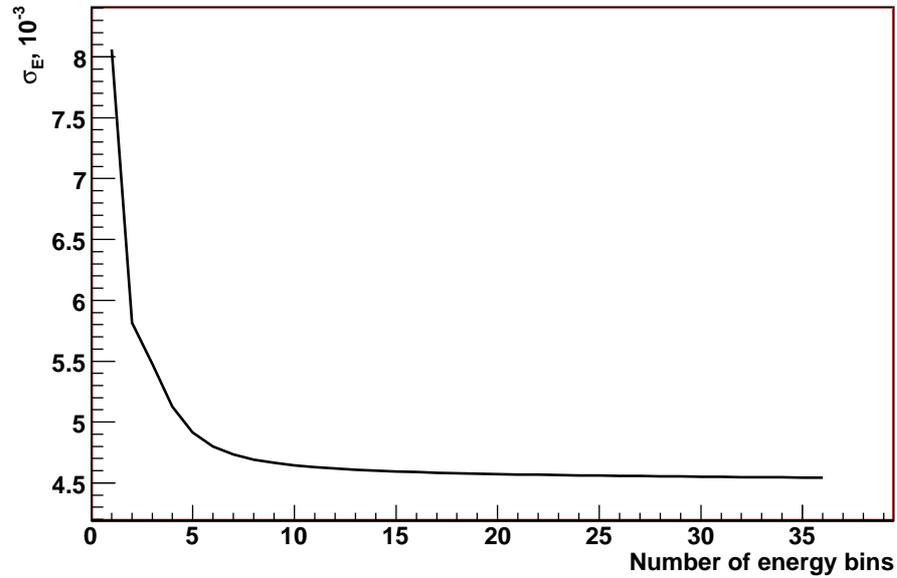


Рис. 4.12: Зависимость ошибки σ_E от числа энергетических бинов.

4.2 Определение эффективности мюонного вето на основе пластического сцинтиллятора

4.2.1 Задача

Требования Общая эффективность мюонной вето-системы устанавливаемой над детектором должна быть не меньше 99.5 %.

Основным источником неэффективности детектора на основе пластического сцинтиллятора является фоновое γ -излучение. Жесткий фотон за счет комптоновского рассеяния внутри стрипа может выбить электрон, который будет детектирован системой. Этого можно избежать используя несколько слоев сцинтиллятора — вероятность двойного срабатывания отдельных счетчиков за счет совпадения случайных срабатываний, естественно ниже. Тем не менее есть вероятность того, что один и тот же фотон рассеется несколько раз, вызвав срабатывание сразу нескольких плоскостей сцинтиллятора. Для достижения достаточной эффективности необходимо использовать несколько слоев пластического сцинтиллятора, при этом наблюдая за совпадениями. Конфигурация такого детектора выбирается исходя из требований эффективности.

Задача Провести моделирование различных конфигураций детектора на основе пластического сцинтиллятора. Подобрать оптимальную конфигурацию, обеспечивающую максимальную эффективность детектирования мюонов ($\geq 99.5\%$), и, при этом наибольшее подавление радиоактивного фона.

Детектор Детектор представляет собой несколько слоев пластического сцинтиллятора. Каждый сцинтилляторный стрип оптоволоконно соединен со своим фотоумножителем. Фотоумножители через пороговые устройства подключены к счетчику совпадений с установленным временем интегрирования. Совпадением считается срабатывание определенного числа фотоумножителей с выделением энергии больше пороговой в пределах времени интегрирования.

Для моделирования выбраны следующие конфигурации детектора:

1. 3 слоя пластического сцинтиллятора по 1 см толщиной.
2. 4 слоя пластического сцинтиллятора по 1 см толщиной.
3. 3 слоя пластического сцинтиллятора по 1.5 см толщиной.
4. 2 слоя пластического сцинтиллятора по 1 и 3 см толщиной, с разными порогами срабатывания.
5. 3 слоя пластического сцинтиллятора по 1 см толщиной. Детектор погружен в воду (глубина 50,100,150 см).
6. + варианты конфигурации, исследованные в Абердинском туннеле (см. далее), для проверки результатов.

Данные Измерение радиоактивного фона были проведены в Абердинском туннеле (Aberdeen Tunnel) в Китае 29 ноября 2005 года. Получен спектр гамма излучения (рис. 4.13). Пики на графике соответствуют излучению от изотопов ^{40}K (1.461 МэВ), ^{208}Tl (2.615 МэВ) и др.

Кроме того проведены исследования эффективности пластического сцинтиллятора — для этого использовались два стрипа размерами $100\text{ см} \times 10\text{ см} \times 2.54\text{ см}$, подключенные к фотоумножителям. Порог для фотоумножителей 35 мВ, что примерно соответствует порогу на выделенную в них энергию 532 кэВ. Время интегрирования 50 нс. Были проверены различные конфигурации детекторов.

Gamma energy

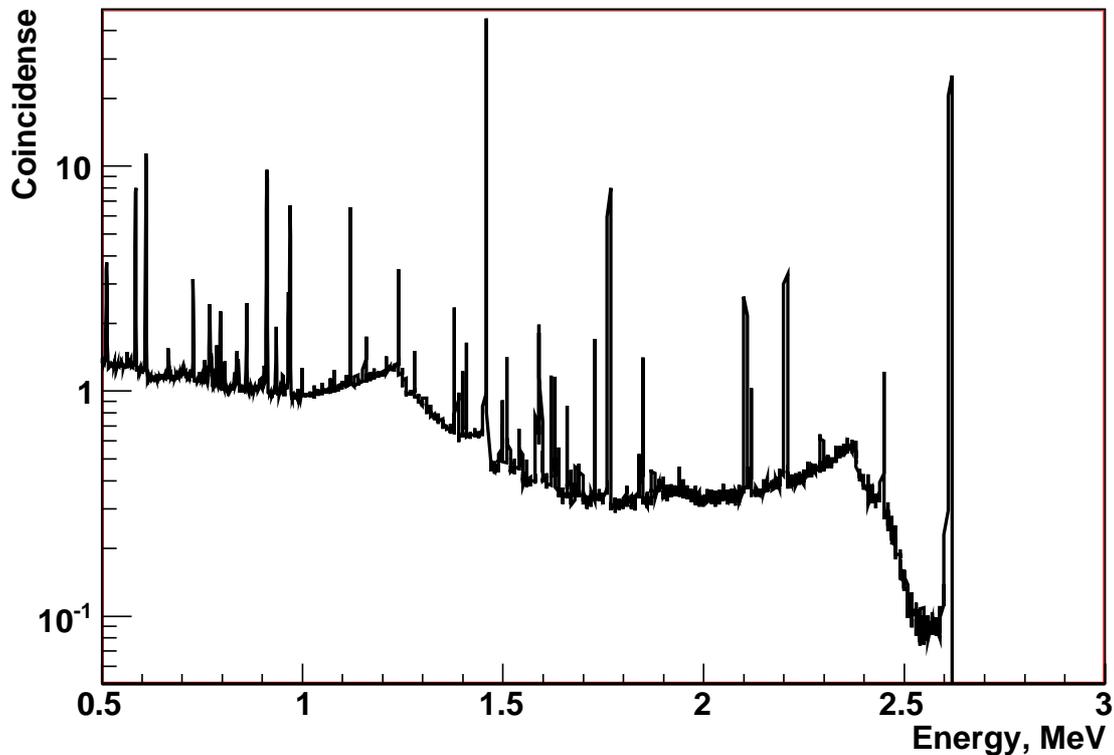


Рис. 4.13: Спектр γ -излучения в Абердинском туннеле.

Моделирование Программа для моделирования написана на языке программирования C++, с использованием библиотек:

- Geant4 — описание геометрии и свойств различных вариантов детектора, генерация первичного спектра, “протаскивание” частиц через детектор¹.
- ROOT — обработка результатов моделирования².

Аппаратная часть детектора не моделируется. Порог срабатывания фотоумножителя соответствует определенной энергии выделенной в сцинтилляторе.

Мюонный фон моделировался на основе модифицированной формулы Гайссера (3.20), рис. 3.7. Для каждого детектора было сгенерировано по 100 000 событий.

γ -фон, моделировался на основе данных полученных в Абердинском туннеле. Результаты исследования сцинтиллятора использованы для проверки результатов моделирования. Так как радиоактивный фон на несколько порядков интенсивнее мюонного для каждого детектора было сгенерировано по 1 000 000 событий.

¹<http://geant4.web.cern.ch>

²<http://root.cern.ch>

Вычисление эффективности и числа совпадений После моделирования детектора, мы располагаем информацией об энерговыделении в каждом стрипе для каждого события. По этой информации строится спектр энерговыделения в каждом стрипе отдельно для фотонов и мюонов. Для стрипа определяется порог на минимальную выделенную энергию.

Считается, что детектор определил частицу, если в нем выделена энергия, больше пороговой. Эффективность (ε) детектирования стрипом частицы при заданной пороговой энергии (E_{cut}) определяется как отношение числа частиц выделивших энергию (E_{dep}) больше пороговой к полному числу частиц (N_{tot}):

$$\varepsilon(E_{cut}) = \frac{N(E_{dep} > E_{cut})}{N_{tot}} \quad (4.8)$$

Для детектора, состоящего из нескольких стрипов, эффективность (ε_k) определяется исходя из схемы совпадений. Считается что произошло N -кратное совпадение, если одновременно в N детекторах была выделена энергия, больше пороговой. Соответственно, эффективность многослойного детектора определяется как число событий, в которых число совпадений (N_{coins}), больше заданного, к общему числу частиц.

$$\varepsilon_k = \frac{N(N_{coins} > k)}{N_{tot}} \quad (4.9)$$

т. е. при рассмотрении 4-х слойного детектора и определением события как одновременного срабатывания 3-х стрипов $\varepsilon_3 = N(N_{coins} > 3)/N_{tot}$.

Строится гистограмма зависимости эффективность детектирования мюонов и ложного срабатывания на жесткие фотоны. Выбирается оптимальная энергия порога.

4.2.2 Сравнение результатов моделирования с экспериментом

В Абердинском туннеле были рассмотрены 13 вариантов расположения сцинтилляторов. 5 из них были смоделированы в данной работе (рис. 4.14). Как было указано ранее, порог на срабатывание фотоумножителей, соответствует 532 кэВ. Исследована частота срабатываний отдельных стрипов и частота одновременных срабатываний.

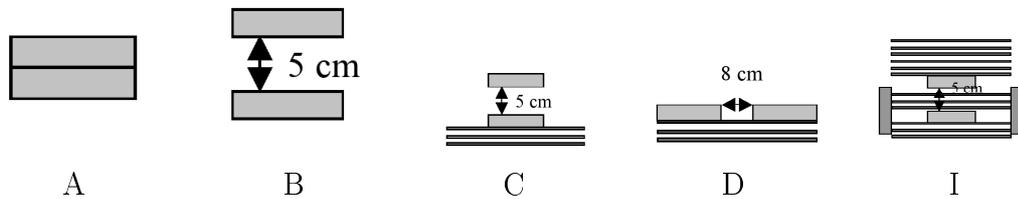


Рис. 4.14: Варианты расположения сцинтилляторов.

В конфигурациях C,D,I сцинтилляторные стрипы разделены свинцовыми пластинами толщиной по 3 мм. Результаты измерений приведены в табл. 4.1. В конфигурации I дополнительно установлены свинцовые листы толщиной 5 см.

Частота срабатываний одного стрипа связана с потоком фотонов (Φ_γ) и мюонов (Φ_μ), эффективностью детектирования и шума фотоумножителей (noise) следующим образом:

$$N_{counts} = \Phi_\gamma \varepsilon_\gamma(E > 532 \text{кэВ}) + \Phi_\mu \varepsilon_\mu(E > 532 \text{кэВ}) + noise \quad (4.10)$$

Конфигурация	Частота (верхний стрип)	Частота (нижний стрип)	Частота совпадений	Ошибка
A	47927	30217	916.92	17.5
B	48546	29543	517.28	13.2
C	38436	21581	397.28	11.5
D	35892	18454	67.35	4.8
I	9759	8710	55.19	4.3

Таблица 4.1: Результаты измерений фона в Абердинском туннеле. Все величины в обратных минутах.

Средний поток мюонов оценен в $9.15 \cdot 10^{-6}/\text{см}^2/\text{сек}$. Соответственно основной вклад срабатываний стрипов связан с фотонами. По результатам можно оценить средний поток фотонов $=38000/\text{мин}$. Учтем геометрию детектора:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial S} = \frac{\Phi_{tot}}{2\pi S_{up} + \pi^2 (S_{side1} + S_{side2})} \quad (4.11)$$

Получаем поток γ -частиц $= 0.64/\text{см}^2/\text{сек}$, т. е. мюоны подавлены в среднем в 10^5 раз.

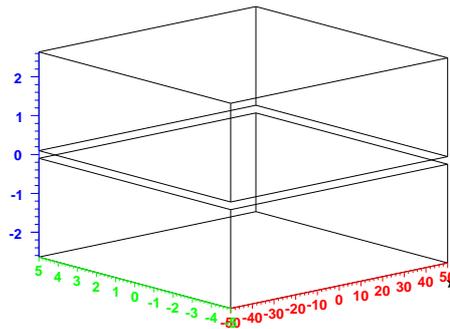


Рис. 4.15: Детектор А

Рассмотрим подробно моделирование варианта А. Общий вид детектора представлен на рис. 4.15. Фон симулировался по методу Монте-Карло. Отдельно 10 000 события для γ -квантов и 10 000 событий для мюонов. На рис. 4.16 представлены полученный спектр энерговыделения и зависимость эффективности детектирования фотонов и мюонов. Спад энерговыделения мюонов ($E_{dep} < 4$ МэВ) вызван мюонами, пролетающими под углом и задевающими только часть сцинтиллятора.

На рис. 4.17 показана эффективность двойного срабатывания стрипов в зависимости от энергии порога.

Подобным образом обрабатываются и остальные конфигурации детектора. Далее, получив значения для энергии порога ($E_{cut} = 532$ кэВ), согласно формуле (4.10) можем получить частоту срабатываний и сравнить с экспериментальными данными (табл. 4.2).

Как видно из сравнения, результаты, насколько это возможно, находятся в согласии с экспериментальными данными, даже несмотря на то, что в эксперименте верхний счетчик систематически считает больше.

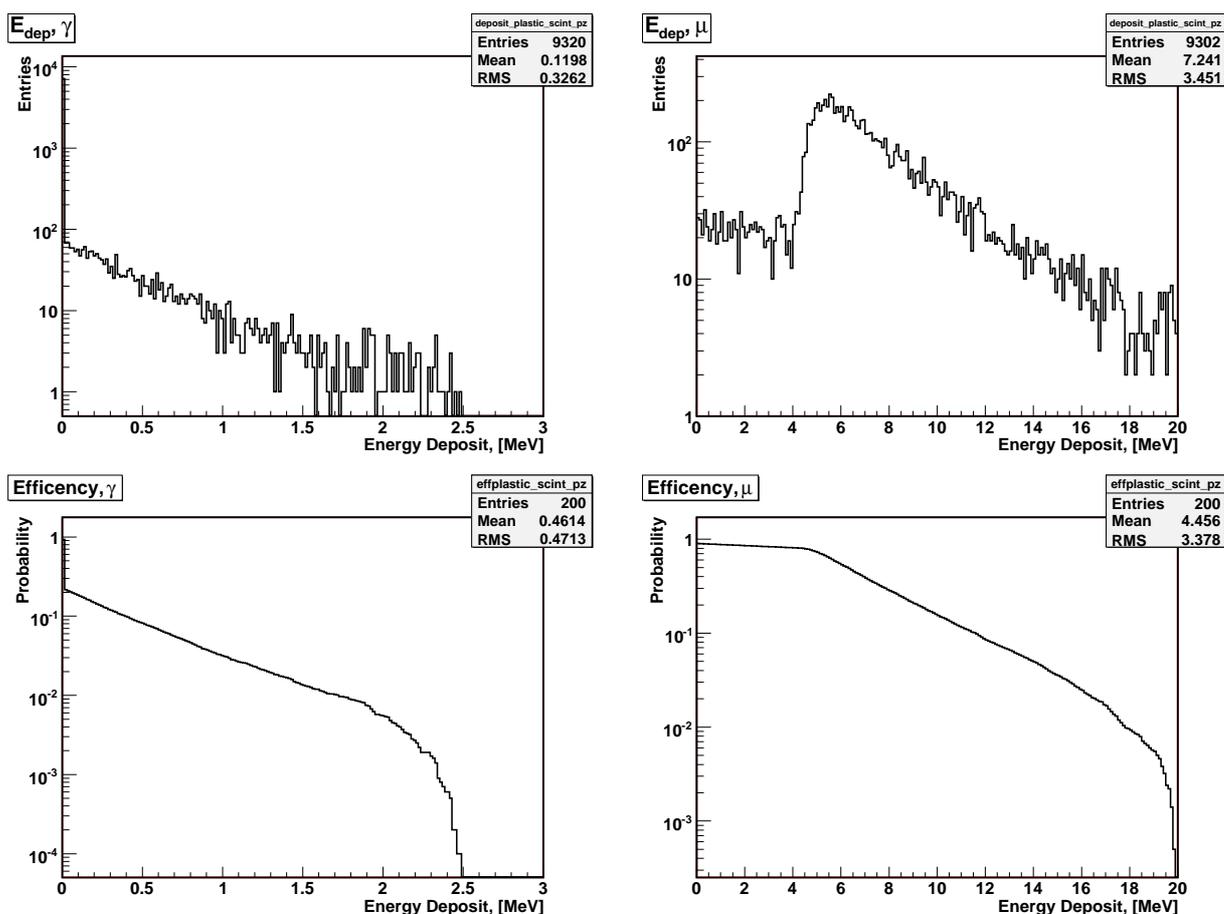


Рис. 4.16: Детектор А. Спектр энерговыведения (сверху) и эффективность (снизу) детектирования фотонов (слева) и мюонов (справа).

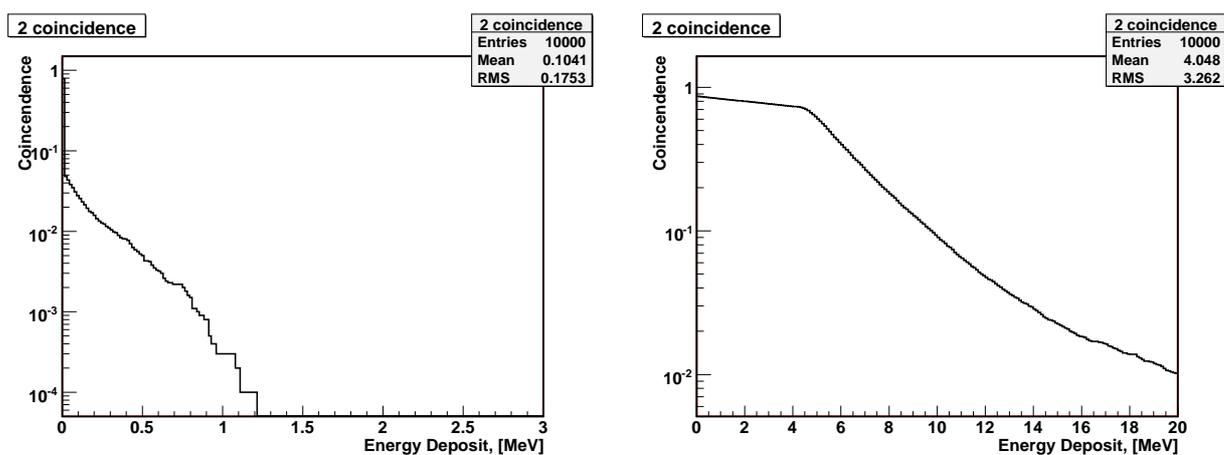


Рис. 4.17: Детектор А. Эффективность детектирования фотонов (слева) и мюонов (справа) в зависимости от энергии порога.

Конф.	Источник данных	Частота (верхний стрип)	Частота (нижний стрип)	Частота совпадений
A	data	47927	30217	916.92
	MC	33319	30382.3	1668.51
	data/MC	1.43843	0.994558	0.549544
B	data	48546	29543	517.28
	MC	27290.3	25744.7	855.316
	data/MC	1.77888	1.14754	0.604782
C	data	38436	21581	397.28
	MC	27908.5	26710.7	467.923
	data/MC	1.37721	0.807953	0.849028
D	data	35892	18454	67.35
	MC	20372.3	20024.6	78.6678
	data/MC	1.7618	1.0955	0.856132
I	data	9759	8710	55.19
	MC	11003.4	8719.82	72.7441
	data/MC	0.88691	0.998874	0.758687

Таблица 4.2: Сравнение результатов измерений фона с результатами моделирования.

4.2.3 Результаты

Очевидно, что для детектора, состоящего из двух слоев пластического сцинтиллятора в следствии фоновой радиации ложный счет событий слишком высок. Простейший способ понизить частоту ложных срабатываний — добавить еще 1–2 слоя сцинтиллятора, а так же увеличить толщину одного слоя.

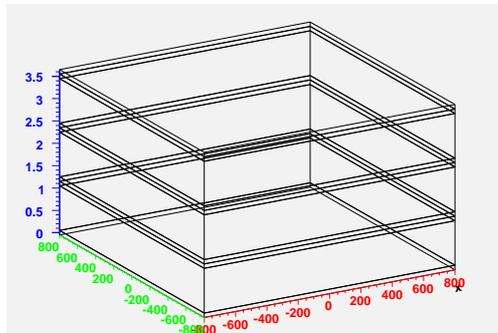


Рис. 4.18: Детектор 1.

Радиоактивный фон в районе проведения эксперимента Daya Bay совпадает с фоном в Абердинском туннеле, а мюнный фон соответственно может превышать фон в Абердинском туннеле в 10 раз (см табл.). Поэтому необходимо добиться подавления радиоактивного фона а $\sim 10^6$ раз.

В качестве кандидатов на роль мюнного вето были рассмотрены следующие варианты детекторов:

- 3 слоя пластического сцинтиллятора по 1 см толщиной — Детектор 1.
- 4 слоя пластического сцинтиллятора по 1 см толщиной — Детектор 2.
- 3 слоя пластического сцинтиллятора по 1.5 см толщиной — Детектор 3.

- 2 слоя пластического сцинтиллятора по 1 и 3 см толщиной, с разными порогами срабатывания — Детектор 4.
- 3 слоя пластического сцинтиллятора по 1 см толщиной. Детектор погружен в воду (глубина 50,100,150 см) — Детектор 1*.

Общий вид детектора 1 представлен на рис. 4.18. Методика симуляции и обработки описана в предыдущем разделе. Конфигурации 2, 3 и 4 от первой отличаются только геометрией. Детектор 1* погружен в воду, что позволяет дополнительно подавить радиоактивный фон (рис. 4.19). В результате моделирования получены зависимости эффективности работы детекторов от порога. Результаты представлены на рис.(4.20 – 4.24).

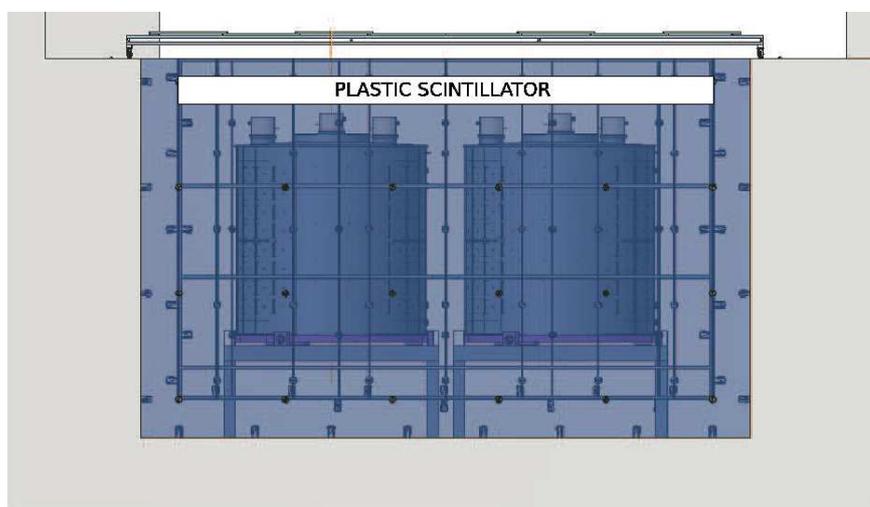


Рис. 4.19: Предполагаемое расположение детектора под водой.

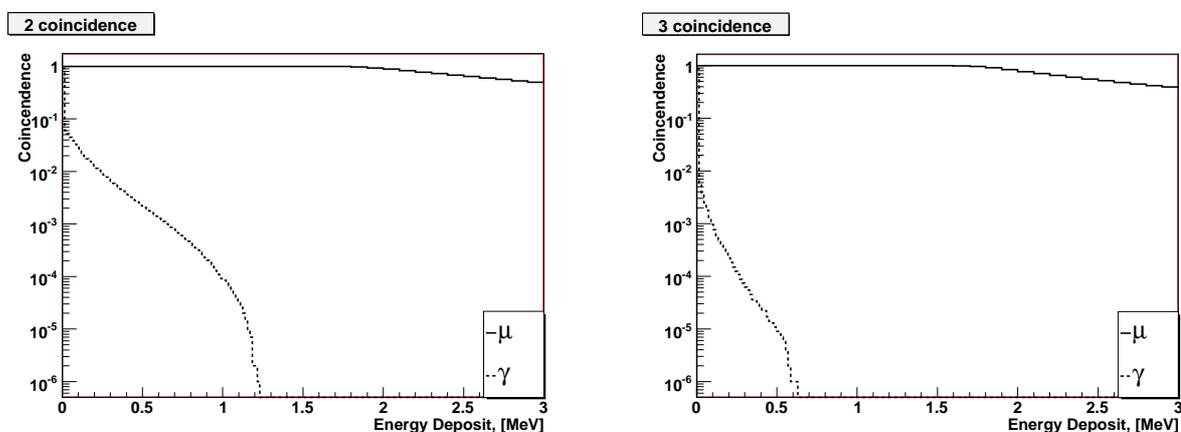


Рис. 4.20: Зависимость эффективности от порога. Детектор 1, схема совпадений 2 из 3 (слева) и 3 из 3 (справа).

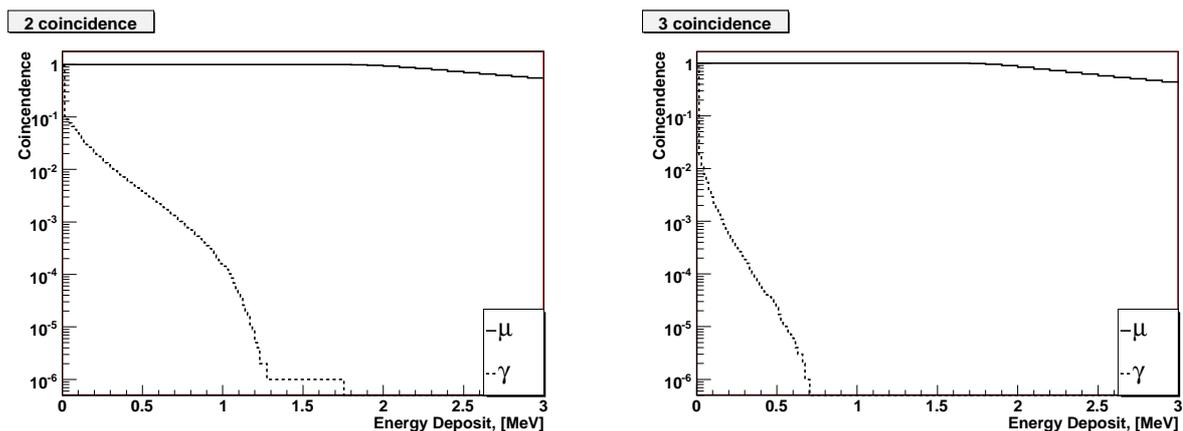


Рис. 4.21: Зависимость эффективности от порога. Детектор 2, схема совпадений 2 из 4 (слева) и 3 из 4 (справа).

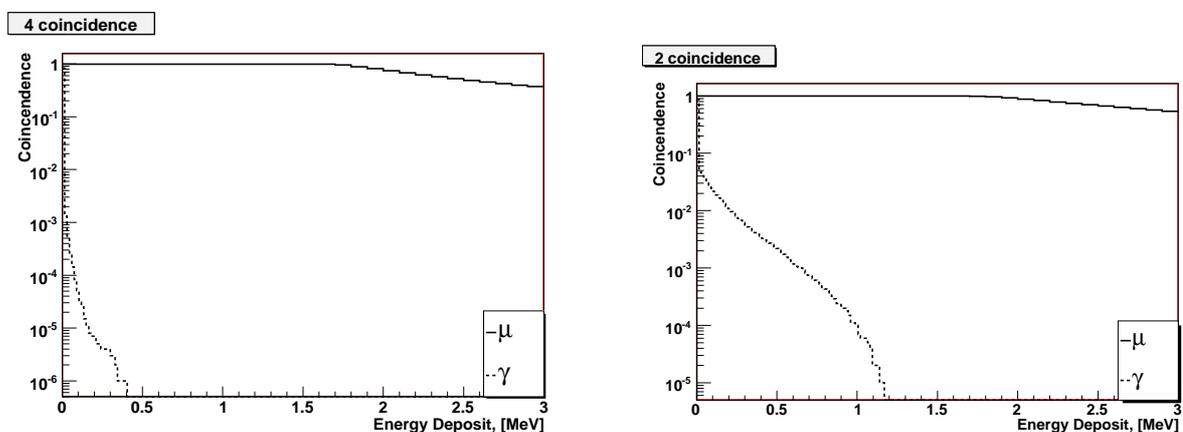


Рис. 4.22: Зависимость эффективности от порога. Детектор 2, схема совпадений 4 из 4 (слева). Детектор 4, схема совпадений 2 из 2 (справа).

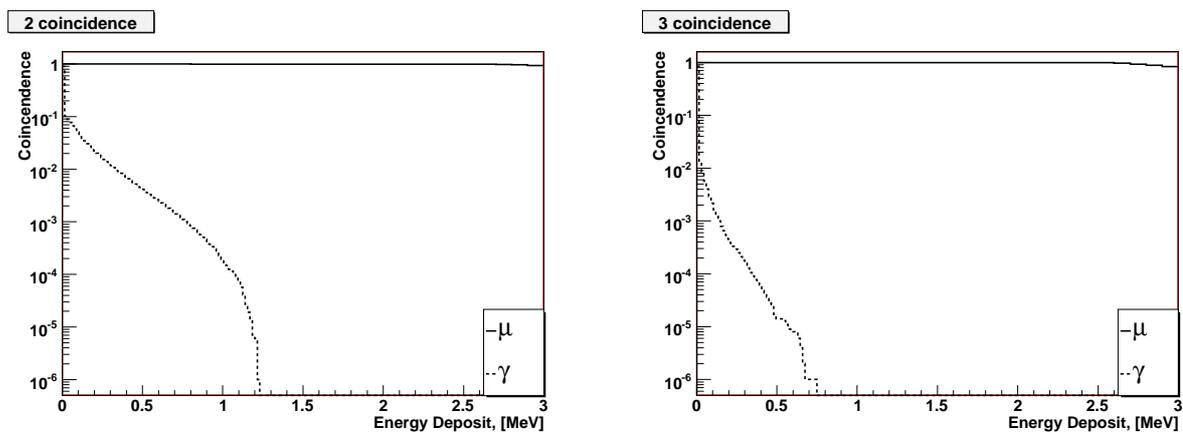


Рис. 4.23: Зависимость эффективности от порога. Детектор 3, схема совпадений 2 из 3 (слева) и 3 из 3 (справа).

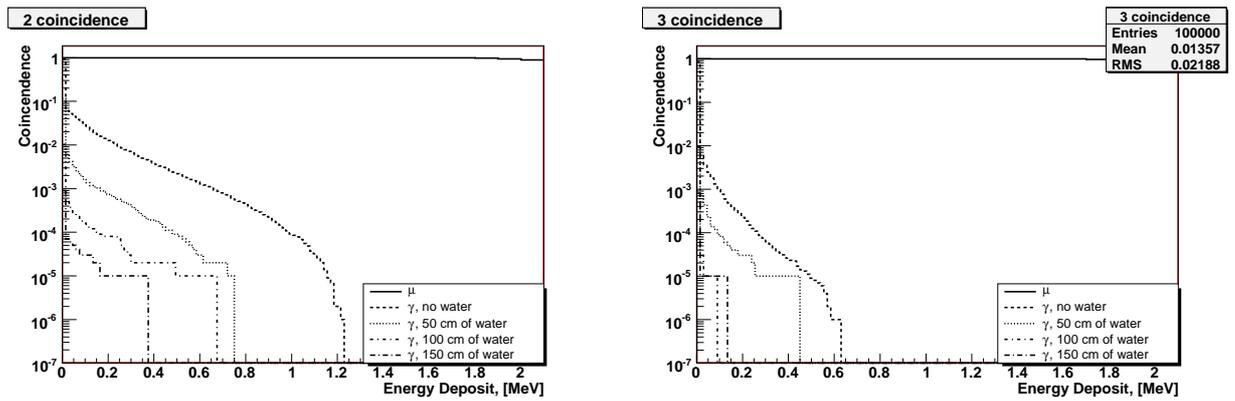


Рис. 4.24: Зависимость эффективности от порога. Детектор 1*, схема совпадений 2 из 3 (слева) и 3 из 3 (справа).

4.2.4 Сводная таблица

В табл. 4.3 представлены результаты моделирования различных конфигураций детектора для фиксированного порога 532 кэВ.

Детектор	Слой	Глубина	Совпадения	ε_γ	ε_μ
1	3×1 см		2/3	$1.9 \cdot 10^{-3}$	0.998
1*	3×1 см	50 см	2/3	$7 \cdot 10^{-5}$	0.998
1*	3×1 см	100 см	2/3	$1 \cdot 10^{-5}$	0.998
1*	3×1 см	150 см	2/3	$< 10^{-8}$	0.998
1	3×1 см		3/3	$7 \cdot 10^{-6}$	0.997
1*	3×1 см	50 см	3/3	$< 10^{-8}$	0.997
1*	3×1 см	100 см	3/3	$< 10^{-8}$	0.997
1*	3×1 см	150 см	3/3	$< 10^{-8}$	0.997
2	4×1 см		2/4	$3.2 \cdot 10^{-3}$	0.998
2	4×1 см		3/4	$1.2 \cdot 10^{-5}$	0.997
2	4×1 см		4/4	$< 1.6 \cdot 10^{-6}$	0.995
3	3×1.5 см		2/3	$3.6 \cdot 10^{-3}$	0.997
3	3×1.5 см		3/3	$1.4 \cdot 10^{-5}$	0.995
4	1 см, 3 см		2/2	$5.3 \cdot 10^{-5}$	0.998

Таблица 4.3: Общее сравнение результатов моделирования различных конфигураций детектора.

4.2.5 Обсуждение результатов

Как уже было отмечено, детектор на основе пластического сцинтиллятора — очень простой и удобный способ создания мюонного вето. Все рассмотренные здесь конфигурации обеспечивают необходимую эффективность детектирования мюонов. Однако достаточным уровнем подавления естественного радиоактивного фона обладают только те конфигурации, в которых рассматривается больше 3-х совпадений. Большого повышения эффективности можно достигнуть, погрузив детектор в воду — это никак не сказывается на детектировании мюонов, но тем не менее позволяет очень сильно понизить число ложных срабатываний, вызванных радиоактивным фоном.

Оптимальный вариант детектора состоит из 3–4 слоев сцинтиллятора, погруженный в воду.

Результаты исследования были представлены на собрании коллаборации Daya Bay 13 января 2007 года.

4.3 Определение нейтронного фона

4.3.1 Метод определения нейтронного фона

При вычислении чувствительности эксперимента к значению $\sin^2 2\theta_{13}$ неопределенность фона быстрых нейтронов полагается равной 100% (раздел 3.3.4). Существует возможность понизить неопределенность фона от быстрых нейтронов, проанализировав вызванный ими сигнал.

Если нейтрон обладает энергией порядка нескольких МэВ, то до того как он захватится, он может выбить несколько ядер водорода, которые дают сигнал, аналогичный позитронному. Временное распределение работы фотоумножителей будет выглядеть как показано на рис. 4.3. Однако пиков может быть больше чем 2.

Основная идея таггирования нейтронного фона заключается в подсчете событий, в которых произошло 3 и более пиков — эти события отличаются от нейтринных в которых характерная сигнатура содержит только 2 пика¹.

Нейтронный фон внутри мишени детектора можно разделить на отдельные слагаемые („быстрые“ нейтроны, дающие два срабатывания и „быстрые“ нейтроны, дающие больше двух срабатываний):

$$N_n = N_n(N_{peaks} = 2) + N_n(N_{peaks} \geq 3) \equiv N_n^2 + N_n^{3+} \quad (4.12)$$

Очевидно, что отношение N_n^{3+}/N_n должно оставаться постоянным. Таким образом, можно на основе моделирование получить коэффициент ξ :

$$\xi = \frac{N_n^{(3+)}}{N_n} \quad (4.13)$$

и, измерив экспериментально значение $N_n^{(3+)}$, восстановить полный фон с ошибкой пропорциональной корню из $N_n^{(3+)}$:

$$N_n^{(3+)} = \langle N_n^{(3+)} \rangle \pm \sqrt{\langle N_n^{(3+)} \rangle} \quad (4.14)$$

$$N_n = \frac{\langle N_n^{(3+)} \rangle}{\xi} \pm \frac{\sqrt{\langle N_n^{(3+)} \rangle}}{\xi} \quad (4.15)$$

Быстрые нейтроны имеют равномерный энергетический спектр до 50 МэВ.

Нейтроны из антинейтринных событий имеют среднюю энергию 10 кэВ, поэтому даже если и выбьют ядро водорода, оно не сможет выделить достаточно энергии для преодоления порога.

4.3.2 Моделирование

Моделирование производилось при помощи официального программного обеспечения коллаборации DayaBay (на основе библиотек Geant4). Обработка данных — ROOT.

Быстрые нейтроны создаются со случайной энергией от 0 до 50 МэВ и вершиной на границе внутреннего объема (мишени). После моделирования одного события есть информация о времени срабатывания всех фотоумножителей в модуле. Для всех фотоумножителей сразу строится гистограмма распределения срабатываний по времени. Далее, при помощи простого перебора в гистограмме подсчитывается количество пиков.

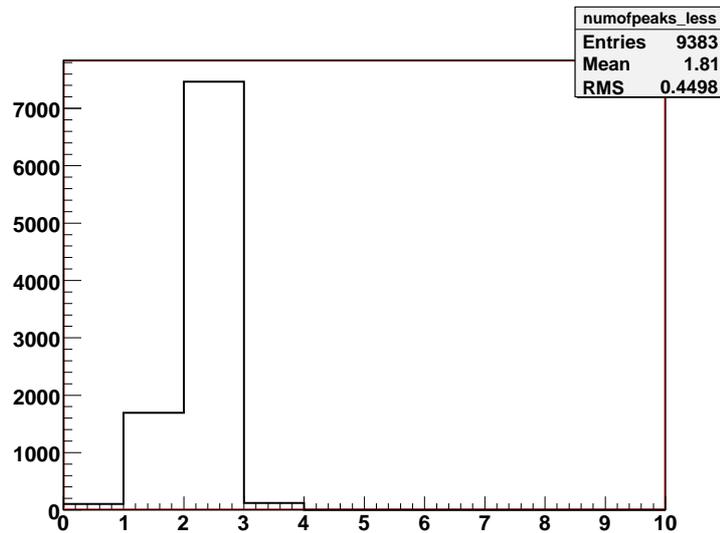


Рис. 4.25: Распределение „быстрых“ нейтронов по числу пиков.

При моделировании было обработано 10 000 „быстрых“ нейтронов. Результат анализа представлен на рис. 4.25.

Число двойных срабатываний — 7466, тройных и более — 119. Отсюда получаем значение параметра ξ :

$$\xi = \frac{N_n^{(3+)}}{N_n} = \frac{119}{119 + 7466} \approx 1.57 \% \quad (4.16)$$

Соответственно, можно оценить неопределенность фона для ближнего детектора. В день на один модуль (согласно табл. 3.6) в локации DayaBay ожидается 0.93 нейтрона, или 837 нейтронов за 3 года². Из них нейтронов, вызвавших тройное срабатывание будет 12.5 — это число экспериментально наблюдаемых нейтронов, по которому уже можно восстановить полное число „быстрых“ нейтронов. Согласно формуле (4.15):

$$N_n^{(3+)} = 12.5 \pm \sqrt{12.5} \quad (4.17)$$

$$N_n = \frac{12.5}{1.57 \%} \pm \frac{\sqrt{12.5}}{1.57 \%} = 837 \pm 236 \quad (4.18)$$

Неопределенность результата составит $236/837 = 28.2 \%$, т. е. в 3 раза ниже, ожидаемой.

4.3.3 Влияние на чувствительность

По методу, использованному в разделе 4.1.2 можно также получить чувствительность ошибки эксперимента по отношению к неопределенности фона быстрых нейтронов, рис. 4.26.

Из графика видно, что неопределенность фона от „быстрых“ нейтронов практически не оказывает влияния на величину ошибки.

Данная оценка была проведена только для нетаггированных „быстрых“ нейтронов. Однако мюонное вето обладает своей неэффективностью, в следствие которой есть дополнительный нейтронный фон. Используя данный метод можно оценить эффективность мюонной вето-системы, необходимую для выполнения задач эксперимента.

¹Эта идея в чем то похожа на идею ..., заключающуюся в определении мюонного фона по выделению энергии больше 12 МэВ во втором событии [21].

²1 год = 300 дней

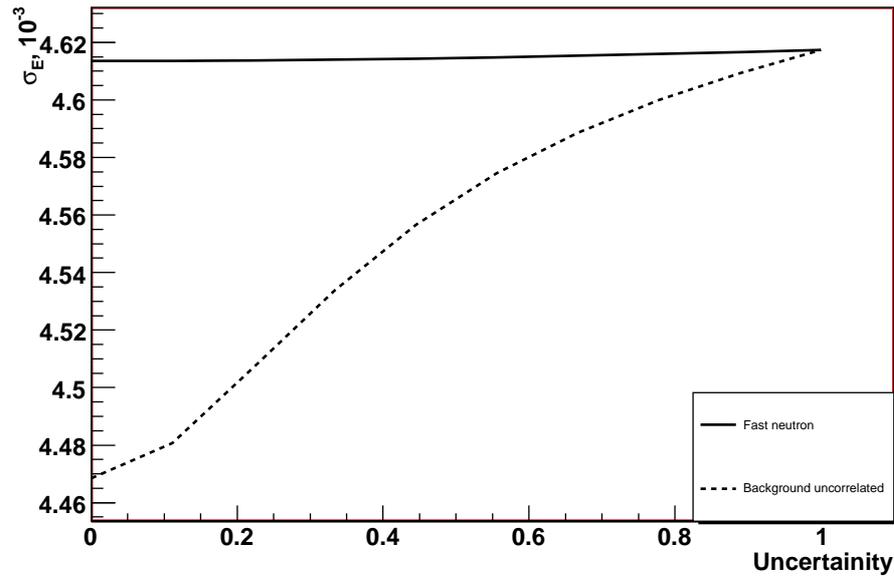


Рис. 4.26: Зависимость ошибки от неопределенности фона „быстрых“ нейтронов. Для сравнения построена зависимость от неопределенности некоррелированного фона в общем.

4.3.4 Обсуждение результатов

Несмотря на возможность значительного уменьшения неопределенности фона „быстрых“ нейтронов, влияние на значение $\sin^2 2\theta_{13}$ практически незначительно.

Представляет интерес для изучения оценка эффективности мюонной veto-системы, требуемой для достижения поставленной в эксперименте задачи.

Заключение

В данной работе проведена оценка эффективности различных конфигураций мюонной вето-системы на основе пластического сцинтиллятора. На основе моделирования выделены несколько вариантов мюонного детектора, позволяющих при высокой эффективности детектирования мюонного фона обеспечить наилучшее подавление фона от естественной радиоактивности.

Наилучшим вариантом считается мюонный детектор, состоящий из 4-х слоев пластического сцинтиллятора с триггером, выбирающим 3/4 или 4/4 одновременных срабатывания. Кроме того предполагается целесообразным помещение детектора под воду на глубину ~ 150 см, что позволяет значительно уменьшить число ложных срабатываний за счет радиоактивного фона.

Проведено исследование возможности использования антинейтринных детекторов в качестве детекторов „быстрых“ нейтронов, а так же возможности уменьшения ошибки на значение $\sin^2 2\theta_{13}$ за счет уменьшения неопределенности фона „быстрых“ нейтронов.

Результаты моделирования показывают, что по временному распределению сигнала можно определить 1.57 % „быстрых“ нейтронов от их полного числа, что позволяет понизить неопределенность их фона от 100 % до 30 %. Тем не менее, этот результат оказывает незначительное влияние на общую ошибку эксперимента.

Данная оценка была проведена только для нетаггированных „быстрых“ нейтронов. Однако мюонное вето обладает своей неэффективностью, в следствие которой есть дополнительный нейтронный фон. При помощи использованного в этой работе метода [20] можно оценить эффективность мюонной вето-системы, необходимую для выполнения задач эксперимента. Дальнейшая работа предполагает оценку необходимой эффективности мюонной-вето системы исходя из заданных требований к чувствительности эксперимента.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Биленький С. М. *Лекции по физике нейтринных и лептон—нуклонных процессов*. М.:Наука, 1988. — 272 с.
- [2] Esteban Roulet. Neutrino phenomenology. 2004. astro-ph/0412639.
- [3] Naumov V. Neutrino. Lipnya school, June 2006.
- [4] Carlo Giunti. Neutrino flavor states and oscillations. *J. Phys.*, G34:R93–R109, 2007.
- [5] Mikael Beuthe. Oscillations of neutrinos and mesons in quantum field theory. *Phys. Rept.*, 375:105–218, 2003. hep-ph/0109119.
- [6] P. Vogel and J. Engel. Neutrino electromagnetic form factors. *Phys. Rev. D*, 39(11):3378–3383, Jun 1989.
- [7] John N. Bahcall, Aldo M. Serenelli, and Sarbani Basu. New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes. *The Astrophysical Journal*, 621:L85, 2005. astro-ph/0412440.
- [8] Райнес Ф. Нейтрино: от полтергейста к частице. *УФН.*, 166(12):1352–1359, 1996.
- [9] B. T. Cleveland et al. Measurement of the solar electron neutrino flux with the homestake chlorine detector. *Astrophys. J.*, 496:505–526, 1998.
- [10] Шварц М. Первый эксперимент с нейтрино высоких энергий. *УФН.*, 160:126–135, 1990.
- [11] Г. В. Клапдор—Клайнгротхаус, А. Штаудт. *Неускорительная физика элементарных частиц*. М.:Наука, 1997. — 528 с.
- [12] Yao W.-M. et al. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, 33:1+, 2006. <http://pdg.lbl.gov>.
- [13] M. Apollonio et al. Limits on neutrino oscillations from the chooz experiment. *Phys. Lett.*, B466:415–430, 1999.
- [14] A. Piepke. Final results from the palo verde neutrino oscillation experiment. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 48:113–121, 2002.
- [15] K. Eguchi, S. Enomoto, K. Furuno, J. Goldman, H. Hanada, H. Ikeda, K. Ikeda, K. Inoue, K. Ishihara, W. Itoh, T. Iwamoto, T. Kawaguchi, T. Kawashima, H. Kinoshita, Y. Kishimoto, M. Koga, Y. Koseki, T. Maeda, T. Mitsui, M. Motoki, K. Nakajima, M. Nakajima, T. Nakajima, H. Ogawa, K. Owada, T. Sakabe, and I. Shimizu. First results from kamland: Evidence for reactor antineutrino disappearance. *Phys. Rev. Lett.*, 90(2):021802, Jan 2003.

- [16] P. Vogel and John F. Beacom. The angular distribution of the neutron inverse beta decay, $\text{anti-}\nu/e + p \rightarrow e^+ + n$. *Phys. Rev.*, D60:053003, 1999.
- [17] Xinheng et al. Guo. A precision measurement of the neutrino mixing angle θ_{13} using reactor antineutrinos at Daya Bay. 2007. hep-ex/0701029 — 156 c.
- [18] DayaBay Collaboration. Conceptual design report. 2007. <http://www.dayawane.ihep.ac.cn> — 263 c.
- [19] Gaisser T. K. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1991. — 283 c.
- [20] Yeong Dae Kwon. A study of confidence intervals for the Daya Bay project. Master's thesis, 2007. — 69 c.
- [21] Laurence Littenberg. Measurement of the fast neutron background. Technical report, Physics Department, Brookhaven National Laboratory, 2007. — 69 c.

Список иллюстраций

1.1	Реакции β -распада: $n \longrightarrow p + e + \bar{\nu}_e$ и обратного β -распада: $p + \bar{\nu}_e \longrightarrow n + e^+$	9
1.2	Число антинейтрино, выделяемое за один распад изотопами U и Pu (слева). Число антинейтрино, выделяемое в реакторе в среднем за один распад в начале работы и к моменту заправки (справа).	17
1.3	Спектр солнечных электронных нейтрино на основе солнечной модели ВР04. Сверху указаны энергетические интервалы чувствительности солнечных экспериментов [7].	18
2.1	Вероятность исчезновения электронных антинейтрино.	25
3.1	Сечение обратного β -распада (слева). Скорость счета событий для плоского потока антинейтрино от реактора мощностью в 1 ГВт _т , скорость счета, нормированная на единичный интеграл (справа).	27
3.2	Наблюдаемая вероятность исчезновения электронных антинейтрино.	28
3.3	Зависимость наблюдаемой вероятности исчезновения электронных антинейтрино от Δm_{32}^2 .	28
3.4	Схема проведения эксперимента DayaBay.	30
3.5	3-х зонный антинейтринный детектор.	32
3.6	Схематическое изображение ближнего детектора [18].	33
3.7	Спектр космогенных мюонов ($\theta = 56^\circ$).	36
3.8	Детектор, вид сбоку [18].	40
3.9	Сечение RPC [18].	41
3.10	Сечение стрипа пластического сцинтиллятора [18].	41
4.1	Антинейтринное событие. Звездочкой отмечена точка взаимодействия антинейтрино с протоном. Позитрон (сплошная линия) аннигилирует и испускает 2 фотона. Нейтрон (толстая пунктирная линия) многократно рассеивается, захватывается (кружок) и испускает несколько фотонов.	43
4.2	Антинейтринное событие в детектирующем модуле. Размер полусфер пропорционален числу срабатываний фотоумножителей (розовые — сигнал от позитрона, серые — сигнал от нейтрона).	43
4.3	Временное распределение работы фотоумножителей в антинейтринном детекторе.	44
4.4	Временное распределение работы фотоумножителей в антинейтринном детекторе (детально). Сигнал вызванный аннигиляцией позитрона (слева), сигнал вызванный захватом нейтрона через 30 мкс (справа).	44
4.5	Распределение по энергиям электронного антинейтрино (слева) и позитрона (справа).	44
4.6	Распределение по энергии нейтрона (слева). Распределение суммарной энергии γ -квантов, рожденных после захвата нейтрона.	45

4.7	Распределения по \cos угла разлета антинейтрино и позитрона (слева), антинейтрино и нейтрона (слева).	45
4.8	Распределение по времени захвата нейтрона.	45
4.9	Чувствительность эксперимента DayaBay к значению $\sin^2 2\theta_{13}$ в зависимости от Δm_{31}^2 на уровне достоверности 90 %. Горизонтальными линиями отмечен 90 % доверительный интервал для Δm_{31}^2	46
4.10	Влияние коррелированной и некоррелированной ректорной неопределенности на ошибку (слева). Тоже самое для детекторной неопределенности (справа).	47
4.11	Влияние коррелированной и некоррелированной фоновой неопределенности на ошибку (слева). Влияние неопределенности формы спектра (справа).	47
4.12	Зависимость ошибки σ_E от числа энергетических бинов.	48
4.13	Спектр γ -излучения в Абердинском туннеле.	50
4.14	Варианты расположения сцинтилляторов.	51
4.15	Детектор А	52
4.16	Детектор А. Спектр энерговыделения (сверху) и эффективность (снизу) детектирования фотонов (слева) и мюонов (справа).	53
4.17	Детектор А. Эффективность детектирования фотонов (слева) и мюонов (справа) в зависимости от энергии порога.	53
4.18	Детектор 1.	54
4.19	Предполагаемое расположение детектора под водой.	55
4.20	Зависимость эффективности от порога. Детектор 1, схема совпадений 2 из 3 (слева) и 3 из 3 (справа).	55
4.21	Зависимость эффективности от порога. Детектор 2, схема совпадений 2 из 4 (слева) и 3 из 4 (справа).	56
4.22	Зависимость эффективности от порога. Детектор 2, схема совпадений 4 из 4 (слева). Детектор 4, схема совпадений 2 из 2 (справа).	56
4.23	Зависимость эффективности от порога. Детектор 3, схема совпадений 2 из 3 (слева) и 3 из 3 (справа).	56
4.24	Зависимость эффективности от порога. Детектор 1*, схема совпадений 2 из 3 (слева) и 3 из 3 (справа).	57
4.25	Распределение „быстрых“ нейтронов по числу пиков.	60
4.26	Зависимость ошибки от неопределенности фона „быстрых“ нейтронов. Для сравнения построена зависимость от неопределенности некоррелированного фона в общем.	61

Список таблиц

1.1	Параметры потока антинейтрино	16
2.1	Отношение L/E для различных источников нейтрино.	23
3.1	Расстояния между реакторами и детекторами (м).	30
3.2	Геометрические размеры модуля антинейтринного детектора.	31
3.3	Значения ошибок связанных с реакторами.	34
3.4	Поток мюонов в районе детекторов.	37
3.5	Ожидаемое число фоновых нейтронных событий [18].	37
3.6	Ожидаемый сигнал и фон в эксперименте DayaBay.	38
3.7	Основные систематические неопределенности в эксперименте DayaBay.	38
3.8	Параметры пластического сцинтиллятора	41
4.1	Результаты измерений фона в Абердинском туннеле. Все величины в обратных минутах.	52
4.2	Сравнение результатов измерений фона с результатами моделирования.	54
4.3	Общее сравнение результатов моделирования различных конфигураций детектора.	57

Благодарности

Я очень благодарен научному руководителю Дмитрию Наумову, за неоценимую помощь, оказанную при подготовке данной работы.

Наумову Вадиму Александровичу, за помощь с поиском литературы.

Руководителю темы Юрию Алексеевичу Горнушкину, за ценные советы и замечания.

Андрею Шешукову за полезные дискуссии.

Всему коллективу нашего отдела за очень теплую, дружескую атмосферу.

Свете Биктемеровой, за помощь и поддержку.

И, конечно же, моим родителям, сестре Ане и всем родственникам за понимание и веру.