

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
"МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. Ломоносова"

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЧАСТИЦ И КОСМОЛОГИИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

ПОИСК СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО В ЭКСПЕРИМЕНТЕ T2K

Выполнил студент

443 группы:

Широбоков Сергей Константинович

(подпись студента)

Научный руководитель:

доктор физ.-мат. наук

профессор Ю. Г. Куденко

(подпись научного руководителя)

Допущен к защите

Заф. кафедрой _____
(подпись зав. кафедрой)

Москва

2015 г.

Содержание

1	Введение	2
2	Моделирование потока стерильных нейтрино	5
3	Детектор ND280	10
4	Регистрация фоновых событий в модуле TPC	13
5	Ход анализа фоновых событий	16
6	Заключение	26

1 Введение

Данная работа посвящена исследованию возможности поиска так называемых тяжелых (стерильных) нейтрино с помощью ближнего комплекса ускорительного нейтринного эксперимента T2K (Tokai - to - Kamioka). Наличие указанных частиц предсказывается различными теоретическими моделями [1]. В T2K, в свою очередь, находится наиболее интенсивный на настоящий момент пучок ускорительных нейтрино, поэтому изучение возможности использования данных эксперимента для поиска "новой физики" представляет интерес.

1.1 Эксперимент T2K

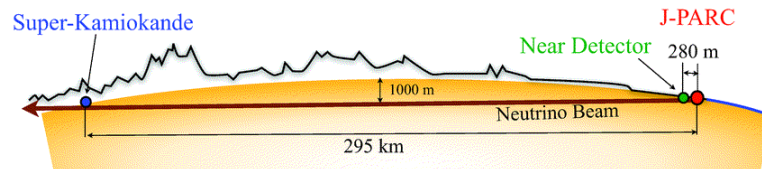


Рис. 1: Схема эксперимента T2K.

Эксперимент T2K - это эксперимент с длинной базой, расположенный в Японии, созданный для исследования нейтринных осцилляций. Основной задачей эксперимента является измерение основных осцилляционных параметров, таких как угол смешивания θ_{13} , θ_{23} и разность квадратов масс Δm_{23}^2 , целью эксперимента также является измерение сечения взаимодействия нейтрино с различными ядрами в области энергий ~ 1 ГэВ. В дополнение к перечисленным выше задачам, эксперимент позволяет искать физику за рамками Стандартной Модели - такую как стерильные нейтрино, речь о которых пойдет в следующем разделе.

В данный экспериментальный комплекс входят ускорительный центр J-PARC, в котором располагается сам ускоритель, а также ближний детектор ND280 и детектор Супер-Камиоканде, расположенный на расстоянии 295 км от J-PARC. Общая схема эксперимента представлена Рис. 1. Поскольку в данной работе будет обсуждаться ближний детектор

ND280, имеет смысл выделить схему расположения детектора отдельно Рис. 2. В эксперименте пионы и каоны рождаются в результате столкновения пучка протонов, ускоряемых в синхротроне до энергии 30 ГэВ, с графитовой мишенью. Рожденные мезоны (пионы и каоны) попадают в распадный объем длиной 96 м, наполненный гелием, где в результате их распада рождаются нейтрино. Детектор ND280 находится в 280 м от графитовой мишени под углом 2.5° к исходному пучку [2].

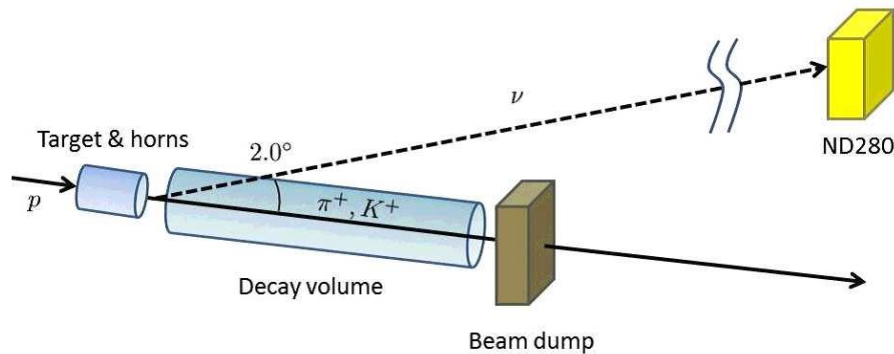


Рис. 2: Ближний детектор ND280.

1.2 Стерильные нейтрино

Данные различных нейтринных экспериментов показывают, что активные нейтрино смешиваются и обладают ненулевой массой покоя [3]. Наличие ненулевых нейтринных масс находит объяснение в теоретических моделях. Во многих из них это одновременно приводит к предположению о существовании нейтральных тяжелых лептонов - стерильных (или тяжелых) нейтрино, которые слабо смешиваются с обычными нейтрино при нарушении электрослабой симметрии. Спектр возможных масс тяжелых нейтрино очень широк. Так, например, тяжелые нейтрино с массами порядка масштаба великого объединения могут объяснить барионную асимметрию во Вселенной [4]. А, например, тяжелые нейтрино с массами несколько кэВ являются кандидатами на роль темной материи. Причем темная материя и барионная асимметрия для нейтрино массами от нескольких кэВ до ГэВ могут возникать в модели νMSM [5], которая является расширением Стандартной Модели с 3 поколениями правоспиральных нейтрино. Стерильные нейтрино в этом диапазоне масс можно искать в различных экспериментах ввиду малого порога реакции. Изучение возможных экспериментов по обнаружению тяжелых нейтрино является инте-

ресной задачей, которая позволит понять возможность существования описанных выше теорий.

Тяжелые нейтрино можно искать в процессах с активными нейтрино, куда первые могут быть включены через соответствующие элементы (параметры) смешивания (см. главу 2.1). Эксперимент PS191 [6], проводившийся в 1984 году, поставил самые сильные ограничения на параметры смешивания в диапазоне масс $140 \text{ МэВ} \lesssim M_N \lesssim 500 \text{ МэВ}$. Недавно эксперимент E949 в BNL поставил новые ограничения на параметры смешивания для диапазона масс $175 \text{ МэВ} \lesssim M_N \lesssim 300 \text{ МэВ}$ [7]. Современные ограничения на указанный выше элемент смешивания с мюонным нейтрино представлены на Рис.3. Эксперимент T2K позволяет искать тяжелые нейтрино, родившиеся в распадах каонов, в диапазоне масс от 0 до $\sim 400 \text{ МэВ}$ с помощью ближнего детектора ND280.

Возможности проведения такого исследования, получения новых ограничений на параметры смешивания и практической реализации и будет посвящена данная работа. Работу можно разделить на два основных блока: 1) Проверка теоретического предсказания потока в статье [8] и создание Монте-Карло моделирования с учетом особенностей пучка и детектора. 2) Разработка методов оценки фона от рассеяния обычных нейтрино на аргоне во время-проекционных камерах детектора ND280.

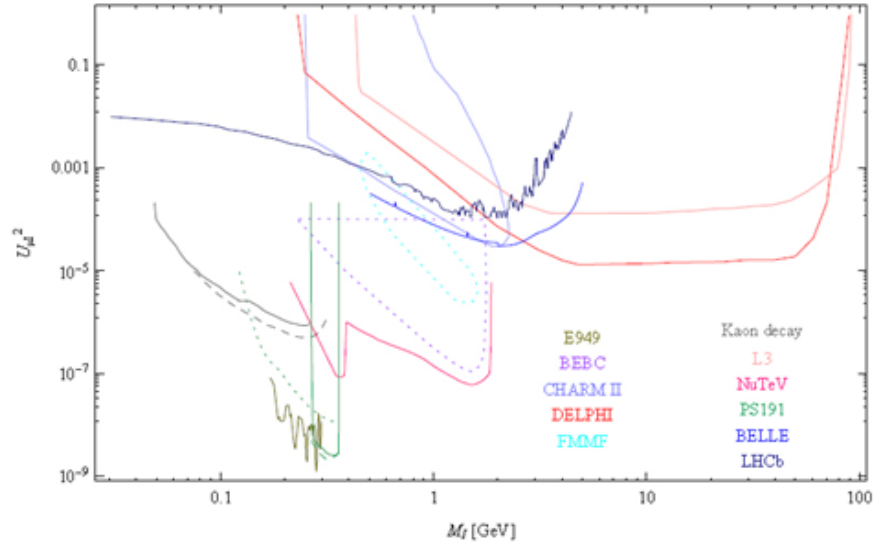


Рис. 3: Современные ограничения на параметр смешивания $|\theta_\mu|^2$ в различных экспериментах.

2 Моделирование потока стерильных нейтрино

2.1 Свойства стерильного нейтрино

Принимая во внимание параметры нейтринного пучка в J-PARC интересно рассмотреть стерильные нейтрино N в диапазоне масс $140 \text{ МэВ} \lesssim M_N \lesssim 500 \text{ МэВ}$. Собственное флейворное состояние активных нейтрино описывается формулой [8]

$$\nu_\alpha = U_{\alpha i} \nu_i + \Theta_\alpha N, \quad (1)$$

где $U_{\alpha i}$ элемент матрицы Понтекорво-Макаи-Накагава-Саката, ν_i массовые состояния активных нейтрино, Θ_α параметр смешивания между тяжелым нейтрино и активными нейтрино. Здесь и далее мы предполагаем что N - дираковская частица. Если считать N Майорановской, то необходимо будет умножить все ширины распада на фактор 2, чтобы учесть распад в комплексно-сопряженную моду. В указанном выше диапазоне масс стерильные нейтрино рождаются в основном за счет распада K мезона, причем основные моды распада таковы [8]:

$$K^+ \rightarrow \mu^+ N, \quad K^+ \rightarrow e^+ N \quad (2)$$

для $M_N < 388 \text{ МэВ}$ и $M_N < 493 \text{ МэВ}$ соответственно. Так как в распадный объем фокусируются в основном K^+ мезоны, то вклад K^- мал и им можно пренебречь [9]. В зависимости от кинематики некоторые из нейтрино могут попасть в рассматриваемый ближний детектор и распасться в нем. Всего, в зависимости от массы, возможны, например, следующие моды [1]:

$$\begin{aligned} N \rightarrow \nu \gamma, \quad N \rightarrow 3\nu, \quad N \rightarrow e^+ e^- \nu, \quad N \rightarrow \mu^\mp e^\pm \nu, \\ N \rightarrow \nu \pi^0, \quad N \rightarrow e^- \pi^+, \quad N \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu, \quad N \rightarrow \mu^- \pi^+. \end{aligned} \quad (3)$$

С учетом того, что ND280 может зарегистрировать $e^\pm, \mu^\pm, \pi^\pm, \pi^0$, многие из этих мод могут быть зафиксированы. Однако стоит отметить, что ввиду отношений ширин распада моды $N \rightarrow e^- \pi^+, \quad N \rightarrow \mu^- \pi^+, \quad N \rightarrow \nu \pi^0$ будут самым частыми событиями. Из выписанных выше мод имеет смысл рассматривать только первые две, так как π^0 часто рождается при взаимодействии активных нейтрино с ядрами через нейтральные токи, и, следовательно, дает огромный фон к рассматриваемым нами распадам N . Более того, распределение по

инвариантной массе в реакциях $N \rightarrow e^- \pi^+$, $N \rightarrow \mu^- \pi^+$ должно иметь пик при значениях равных массе N .

2.2 Теоретический расчет потока

Первая оценка потока была получена в статье [8]. Пусть $\phi(p_K, l)$ обозначает спектр K^+ вдоль распадного объема, где p_K импульс K^+ , а l - расстояние, которое пролетел K^+ . Так как распадный объем наполнен гелием, K^+ распадается, не успевая провзаимодействовать с веществом. Поэтому

$$\phi(p_K, l) = \phi(p_K) e^{-\frac{l}{\Lambda_K}}, \quad (4)$$

где $\phi(p_K)$ спектр каонов в $l = 0$, а $\Lambda_K = 3.7(p_K/m_K)$ м - полная длина распада K^+ . Зная спектр K^+ , можно найти функцию источника N

$$S_N(E_N, \theta, \phi, l) = \int_0^\infty dp_K \phi(p_K, l) \left(\frac{m_K}{p_K} \right) \frac{d^3\Gamma}{dE_N d\cos\theta d\phi}, \quad (5)$$

где E_N - энергия нейтрино, θ и ϕ полярный и азимутальный углы относительно направления импульса K^+ соответственно, а Γ - ширина распада. Распределение $\phi_N(E_N)$ в местоположении детектора можно найти, проинтегрировав $S_N(E_N, \theta, \phi, l)$ по l и углам θ и ϕ , соответствующим положению детектора:

$$\phi_N(E_N) = \int_0^{l_f} dl \int_{-1}^1 d\cos\theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{1}{A} S_N(E_N, \theta, \phi, l) P(\theta, \phi), \quad (6)$$

где $l_f = 96$ м, A - эффективная площадь детектора, $P(\theta, \phi)$ - функция проекции, равная 1, если N попало в детектор, и равная 0 в остальных случаях, то есть, это функция задает кинематическую вероятность попасть или не попасть в детектор. Далее авторами статьи делается довольно сильно упрощение, которое, как будет видно позже, скажется на конечном потоке. А именно предполагается, что, во-первых, импульсы всех каонов направлены параллельно оси пучка, а во-вторых, все каоны движутся по оси распадного объема, то есть пренебрегается радиальной координатой. Для учета этих упрощений вводится новый параметр θ_0 , который является усредненным углом направления на детектор для каждого K^+ , который на самом деле меняется от частицы к частице. Таким образом, выводится

упрощенная формула

$$\phi_N(E_N) = \frac{\Delta\phi}{A} \int_0^{l_f} dl \int_{-1}^1 d\cos\theta S_N(E_N, \theta, \phi, l) P'(\theta, \phi), \quad (7)$$

где $\Delta\phi$ угол, определяемый шириной детектора, $P'(\theta, \phi)$ - функция проекции, определяемая высотой детектора и координатой l точки распада K^+ . Исходный спектр каонов (4) $\phi(p_K)$, моделируется в статье на основе измеренного коллаборацией NA61/SHINE спектра $\frac{d\sigma}{dp_K}$ при столкновении протонов с графитовой мишенью [10], что также в последствии приведет к различию в результатах. В итоге финальное количество событий вычисляется по формуле

$$Events \simeq \int_{M_N}^{\infty} dE_N \phi_N(E_N) \frac{V}{\lambda}, \quad (8)$$

где V - объем детектора, а λ - парциальная ширина распада. В результате получаем следующие распределения для потока тяжелых нейтрино N Рис. 4

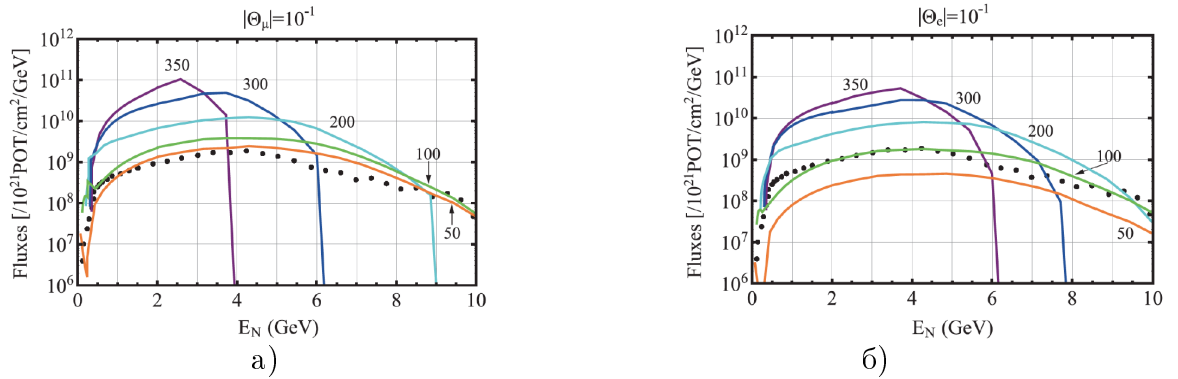


Рис. 4: Распределение потока стерильного нейтрино $\phi_N(E_N)$ мод а) $K^+ \rightarrow \mu^+ N$ и б) $K^+ \rightarrow e^+ N$ для некоторых фиксированных значений M_N .

2.3 Монте-Карло моделирование потока

Несмотря на теоретические расчеты, которые хороши для понимая сути физических процессов и кинематики, более точным методом будет являться моделирование данного распада с учетом реального спектра каонов. В данном методе так же будут рассматриваться только описанные выше двухчастичные распады, как для лучшего сравнения результатов, так и с точки зрения относительной простоты детектирования. В данном случае известен реальный спектр активных нейтрино, в котором заложена информация о кинематических переменных родивших их K^+ . Поэтому поток стерильных нейтрино находится из потока активных нейтрино путем пересчета кинематики процессов. Для этого вводит-

ся специальный весовой (вероятностный) коэффициент $weight_{geom}^{new}$, который определяется из вероятности каона распасться на нейтрино с данной энергией, вылетевшему в данный телесный угол

$$\frac{dP_{lab}}{dE_{lab}d\Omega_{lab}} = \frac{p_{lab}E_{cm}}{p_{cm}^2} \frac{dP}{dE_{cm}d\Omega_{cm}}, \quad (9)$$

где $\frac{dP}{dE_{cm}d\Omega_{cm}} = 1/4\pi$. Поскольку для оптимизации объема файлов группой, отвечающей за пучок, все события записываются с некоторой вероятностью, которая нам не известна, вводится два дополнительных множителя: P_{save} - неизвестная вероятность, которую необходимо учесть, и $weight_{geom}^{old}$ - вес, который можно найти из записанного потока активных нейтрино.

Далее в детекторе случайным образом выбирается точка, для которой указанные выше веса фиксируют вероятность N попасть в данную область детектора. Таким образом, получаем следующие формулы для расчета веса

$$weight_{K\mu_2} = scale_{pot} \cdot weight_{geom} \cdot P_{save} \cdot Nb \quad (10)$$

откуда, с учетом описанных трудностей, связанных с P_{save} , имеем

$$weight_{K \rightarrow l+N} = weight_{K\mu_2} \cdot \frac{weight_{geom}^{new}}{weight_{geom}^{old}} \cdot Br, \quad (11)$$

где $scale_{pot}$ - фактор для нормировки на число протонов на мишени (POT), Nb - нормированная вероятность распада, $Br = \frac{Br_l}{Nb_{K\mu_2}}$, где Br_l - вероятность распада каона в лептонные каналы, $Nb_{K\mu_2}$ - вероятность распада по каналу $K\mu_2$. Суммируя события с соответствующими весами, получаем поток тяжелых нейтрино. Пользуясь описанным выше алгоритмом, получаем следующие распределения Рис. 5.

Если сравнить эти графики с теоретическими на Рис. 4, то можно увидеть, что положения пиков заметно сдвинуты в сторону меньших энергий в случае моделирования. Этому результату можно дать объяснение с учетом оговоренных выше упрощений, используемых в статье [8].

На Рис. 6 видно, что в реальном спектре, в соответствующем указанной выше статье диапазоне угла вылета θ , пик сдвинут в сторону меньших импульсов, что в совокупности с упрощением кинематики в [8] обуславливает указанные выше различия. Используя полученный поток тяжелых нейтрино, можно получить оценку чувствительности экспе-

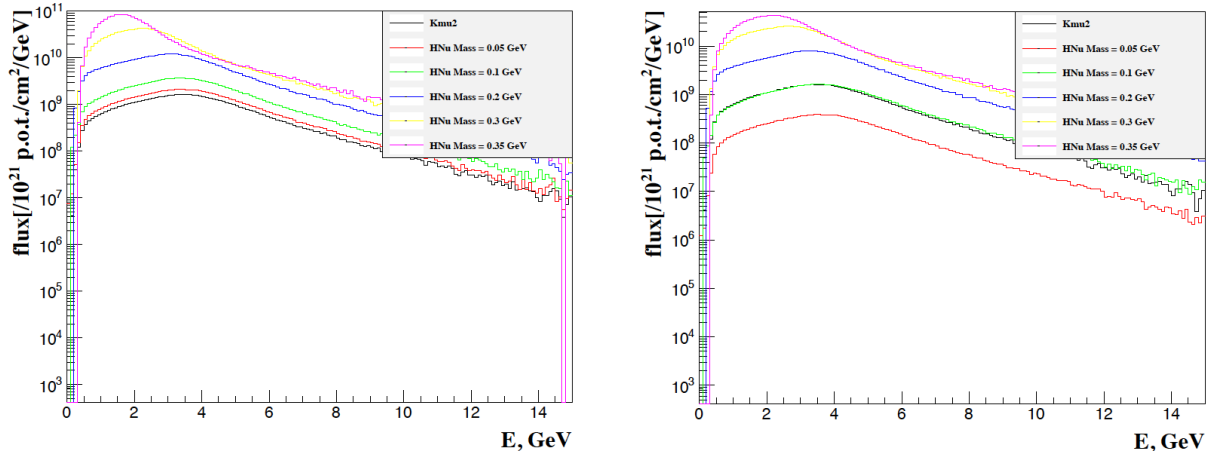


Рис. 5: Монте-Карло распределение потока стерильного нейтрино $\phi_N(E_N)$ мод $K^+ \rightarrow \mu^+ N$ (слева) и $K^+ \rightarrow e^+ N$ (справа) с $|\theta| = 10^{-1}$ для фиксированных значений M_N .

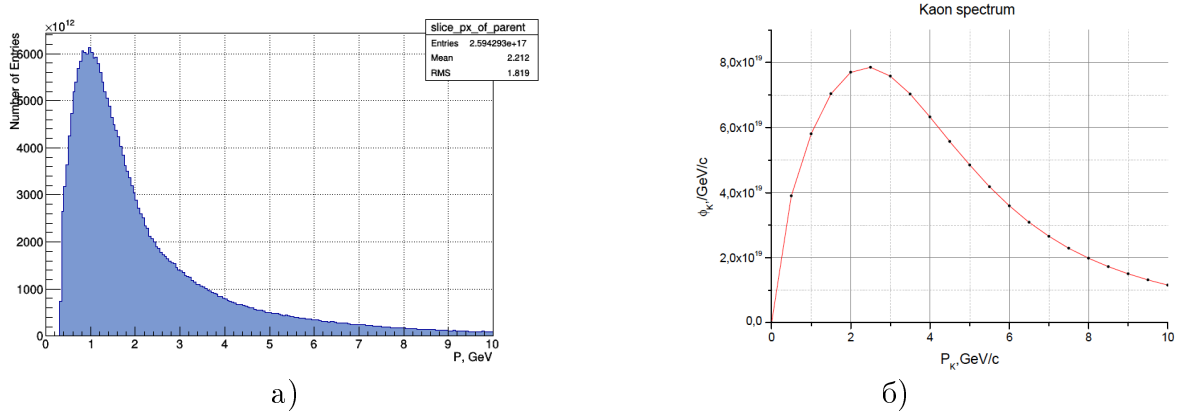


Рис. 6: Используемый спектр каонов а) Монте-Карло моделирование; спектр для области углов: 20-140 мрад (область используется для получения начального спектра в [8]) б) Эффективный спектр каонов из статьи [8].

римента к распадам N . Здесь, как и в теоретических расчетах, будет считаться, что распадная длина пробега для нейтрино много больше, чем расстояние до детектора, равное 280 м. Тогда, время жизни нейтрино должно удовлетворять $\tau_N \gg 100$ нс, что оставляет открытой большую область для исследования (космологические ограничения $\tau_{BBN} < 0.1$ с). Итак, принимая этот факт во внимание, получаем следующую формулу оценки количества событий в детекторе ND280 в канале $l^- + \pi^+$

$$N_{events} = \phi(N/cm^2/10^{21} POT) \cdot S \cdot P(decay\ in\ TPC) \cdot Br(N \rightarrow l^- + \pi^+), \quad (12)$$

где

$$P_{decay} = \frac{l_{TPC}}{c\gamma\beta\tau}, \quad Br = \frac{\Gamma(N \rightarrow l^- + \pi^+)}{\Gamma_{totN}}, \quad (13)$$

τ - время жизни стерильного нейтрино, S - площадь поперечного сечения детектора, Γ^i - соответствующие ширины распада, ϕ - поток стерильных нейтрино, l_{TPC} - длина модуля ТРС детектора ND280, о котором подробно рассказано в главе 3 настоящей работы, $\gamma\beta$ - стандартные параметры Лоренца. Тогда, для интересующего нас случая модулей ТРС с объемом $FV_{TPC} = 6.27m^3$, с учетом того, что $\Gamma^{totN} = 1/\tau$, получаем

$$N_{events} = \phi(H/cm^2/10^{21} POT) \cdot \frac{FV_{TPC}}{c\gamma\beta} \cdot \Gamma(N \rightarrow l^- + \pi^+) \cdot E_{eff}. \quad (14)$$

Для случая с нулевым сигналом и фоном и 100% эффективностью, для 90% confidence level (CL) (здесь используется статистический подход, предложенный в статье [11]), можно получить следующие значения чувствительности в соответствующих модах Рис. 7.

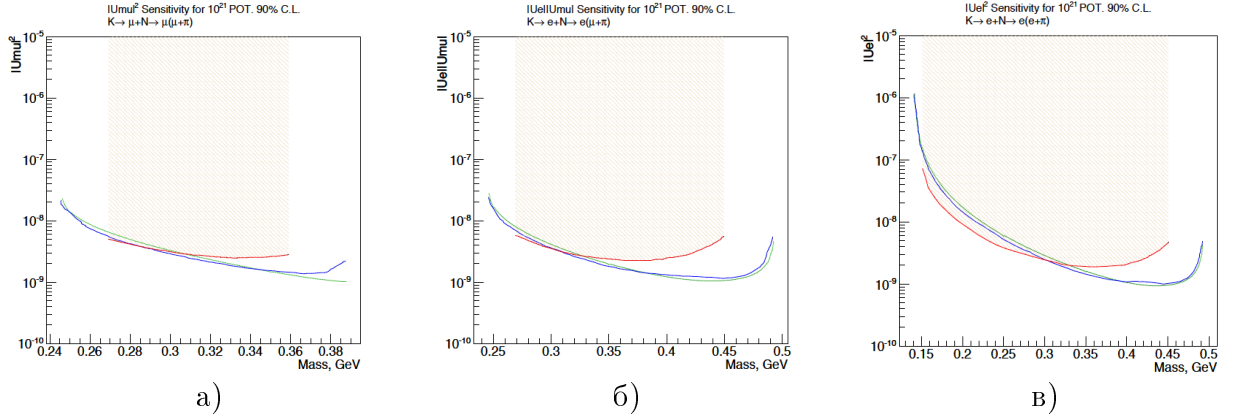


Рис. 7: Чувствительность эксперимента для а) $\mu\mu$ моды, б) μe моды, в) ee моды. Красный - PS191 [6], синий - Asaka et al [8], зеленый - MC моделирование. 90% C.L., ограничения для элементов смешивания стерильных нейтрино с активными.

Полученные графики Рис. 7 свидетельствуют о том, что имеется хорошее совпадение между результатами теоретического предсказания и Монте-Карло моделирования, а так же о том, что в эксперименте T2K можно улучшить ограничения на элементы смешивания. Отметим, что в данном случае, одним из решающих факторов будет эффективность E_{eff} восстановления событий и подавления фона в детекторе. Перейдем к рассмотрению этого вопроса.

3 Детектор ND280

В Введении было рассказано о геометрии расположения ближнего детектора. В этом разделе будут коротко рассмотрены основные модули детектора, а модулю время-проекционной

камеры будет уделено особое внимание.

На Рис. 8 представлен разрез детектора ND280. Он состоит из: P0D, FGD, TPC, ECal, UA1 Magnet, SMRD. P0D - **Pi0 Detector** представляет собой калориметр, состоящий из слоев сцинтилляционных детекторов и слоев пассивного вещества (Pb), между которыми находятся емкости с водой. Главной задачей P0D является регистрация процесса $\nu_\mu + N(n, p) \rightarrow \nu_\mu + N(n, p) + \pi^0$ на водной мишени. FGD - **Fine Grained Detector** является мишенью для нейтрино, а так же регистрирует заряженные треки, выходящие из вершины взаимодействия. Детектор состоит из сцинтилляционных пластин. ECal - **Electromagnetic Calorimeter** окружает основные детекторы и использует в качестве активного материала пластиковые сцинтилляторы. Его задача состоит в реконструкции событий посредством регистрации энергии и направления фотонов, а также заряженных частиц. UA1 Magnet - магнит, создающий дипольное магнитное поле величиной 0.2 T, необходимое для разделения треков заряженных частиц в детекторе. Детектор SMRD в данной работе не используется, поэтому он не рассматривается. Детектор TPC является основным для анализа, поэтому он будет описан в деталях в разделе ниже.

3.1 Модуль TPC

Модуль TPC(**T**ime **P**rojection **C**hamber) или время-проекционная камера является одним из важнейших в детекторе. Он позволяет регистрировать треки заряженных частиц, измерять импульс заряженных частиц, и, наконец, идентифицировать тип частиц, пересекающих TPC, за счет измерения удельных ионизационных потерь. Всего в детекторе находится три таких модуля, их взаимное расположение представлено на Рис. 8.

Каждый модуль, объемом примерно 3 м^3 , наполнен газом на основе Ar. Заряженные частицы, проходящие через TPC, оставляют электроны ионизации, которые дрейфуют от центрального катода к считывающим пластинам, где они регистрируются детекторами МикроМега(ММ) [13] Рис. 9. Комбинация формы сигнала на детекторах и время регистрации электронов позволяют получить детальную 3D картину прохождения заряженной частицы через детектор. Уместно ввести здесь некоторую терминологию, которая понадобится в дальнейшем. В модуле выделяют рабочий объем (Fiducial Volume(FV)), который соответствует той части детектора, в которой возможна корректная работа МикроМега. Если тип частицы, пролетающей через TPC, определен, то говорят, что ей присвоен PID

(Particle Identification).

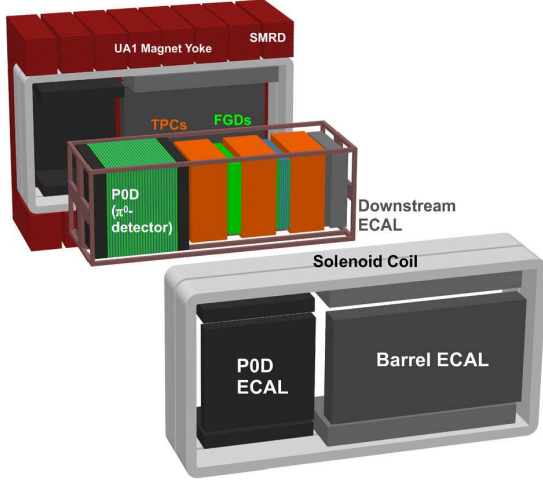


Рис. 8: Детектор ND280

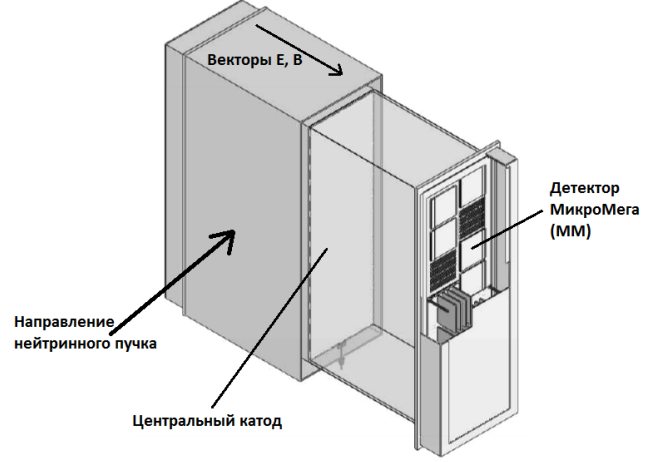


Рис. 9: Модуль ТРС

Идентификация частиц выполняется методом усеченного среднего [14], применяемого к измеренным потерям энергии заряженных частиц в газе. В общем случае, данные потери даются функцией Бете - Блоха, определяемой как

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right], \quad (15)$$

где z и Z - атомные номера рассматриваемой частицы и материала абсорбента соответственно, A - массовое число абсорбента, r_e - классический радиус электрона, β и γ - обычные релятивистские параметры, $m_e c^2$ - энергия покоя электрона, I - минимальная энергия ионизации вещества, T_{max} - максимальная кинетическая энергия, которая может быть передана электрону ионизации, δ - эмпирический параметр для корректировки зависимости от плотности абсорбента. Линейная плотность заряда трека оценивается для каждого кластера с учетом длины трека, отвечающей кластеру сработавших детекторов ММ. Нижние 70% значений используются для подсчета усеченного среднего. Разрешение по выделенной энергии для этого метода составляет 7.8% для релятивистских частиц (МР). Рис. 10 демонстрирует разрешающую способность ТРС от импульса частицы, как функцию энергетических потерь на ионизацию. Пространственное разрешение составляет около 0.7 мм на колонку нодов ММ, и уменьшается по мере увеличения угла трека по отношению к горизонтали.

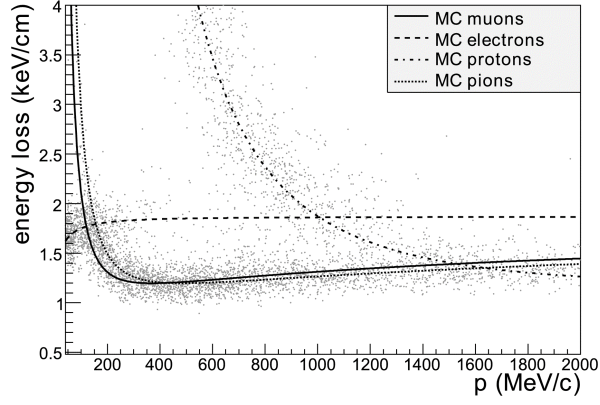


Рис. 10: Ионизационные потери частиц в ТРС

4 Регистрация фоновых событий в модуле ТРС

Несмотря на то, что объем трех ТРС составляет 9 м^3 , то есть всего $\frac{3}{20}$ от общего объема детектора, распад стерильных нейтрино представляется разумным искать именно в них. Это, прежде всего, связано с тем, что плотность газа, заполняющего модули много меньше плотности материалов окружающих детекторов. Вероятность провзаимодействовать с веществом для активного нейтрино дается формулой [12]

$$R = \sigma \frac{N_A [\text{mol}^{-1}]}{g} d \rho, \quad (16)$$

где σ - сечение взаимодействия ядра, N_A - число Авогадро, d - толщина слоя активного вещества, ρ - плотность вещества. Таким образом, из элементарных оценок видно, что для газа Ar с плотностью $\rho_{Ar} = 1.8 \text{ г/см}^3$ и, например, составляющего FGD полистирола, с плотностью $\rho_{poly} = 1.05 \text{ г/см}^3$, соответствующие вероятности относятся как

$$\frac{R_{poly}}{R_{Ar}} \sim 10^3. \quad (17)$$

Полученная выше простая оценка и позволяет рассчитывать, что наиболее выгодными модулями для поиска событий распада стерильного нейтрино по соотношению эффект/фон будут являться время-проекционные камеры. Но, необходимо заметить, что такая малая плотность газа имеет и отрицательные стороны, о которых будет сказано чуть позже.

4.1 Исследуемые моды распада

Как уже говорилось выше, с учетом особенностей детектора, стерильные нейтрино N проще всего искать в следующих модах распада

$$N \rightarrow \mu^- + \pi^+, \quad N \rightarrow e^- + \pi^+. \quad (18)$$

Поскольку рассмотрение этих двух мод существенно различается с точки зрения построения анализа событий в детекторе, в данной работе будет рассматриваться только одна из них - мюонная.

Для этого канала основными фоновыми событиями будут являться, во - первых, взаимодействие активного нейтрино с Ar в реакции

$$\nu + N(n, p) \rightarrow \mu^- + N(n, p) + \pi^+, \quad (19)$$

а, во-вторых, огромное число событий, приходящих из элементов детектора, ограничивающих модуль ТРС. Действительно, общая масса газа в ТРС ~ 16 кг, в то время как масса вещества, находящегося снаружи, в котором может провзаимодействовать активное нейтрино, > 800 тонн [2].

Итак, после того, как основные источники фона определены, представляется разумным, изучить возможные методы и подходы для их анализа.

4.2 Этапы обработки данных

Данные в ближнем детекторе ND280 проходят несколько этапов обработки, прежде чем их можно использовать непосредственно для анализа.

1. Сначала, используя нейтринные генераторы (NEUT, GENIE или тяжелых нейтрино, в нашем случае) [15], происходит Монте-Карло моделирование, при котором на выходе получается распределение векторов дочерних частиц (по направлению и импульсу). Затем эти данные обрабатываются программой GEANT4 [16], которая симулирует прохождение частиц через вещество детектора. Этот пункт анализа осуществляется только для моделирования событий и не применим к реальным данным.
2. Следующим шагом в цепочке является обработка и запись событий, произошедших

в детекторе. За этот шаг ответственны электроника детектора и пакет обработки elecSim (при использовании М-К данных). После этого уже известно, какие из частей детектора сработали, значение выделенной энергии (см. 3.1) в каждом кластере и время срабатывания.

3. Далее на основании данных электроники формируются "хиты": области детектора, которые отвечают прохождению реальных частиц через эти области, и содержащие всевозможную информацию о части трека, отвечающего этому "хиту".
4. Дальнейший этап - реконструкция событий (Recon), то есть восстановление треков частиц по хитам, а также всевозможной информации о них, такой, как заряд частиц, возможный тип частиц, вершина взаимодействия, концы трека и так далее. Для каждой из частей детектора существуют собственные пакеты реконструкции, которые затем объединяются в глобальную реконструкцию по всему детектору. Два из них: tpcRecon и TREx Recon отвечают за восстановление событий в TPC, и об использовании одного из них далее будет вестись речь.
5. Заключительным этапом является сохранение информации из Recon модулей в более удобный для обработки и оценки формат oaAnalysis файлов, над которыми и производится непосредственный физический анализ.

4.3 Пакет реконструкции TREx Recon

Данный алгоритм - TREx(TPC Reconstruction Extension) должен придти на смену существующему сейчас модулю tpcRecon, и хотя этот алгоритм сейчас находится в фазе активной разработки, его можно использовать (а заодно и тестировать, для дальнейшей настройки и поиска ошибок!) для анализа данных детектора. Идея о создании данного пакета изначально возникла из задачи измерения сечения взаимодействия ν с Ar в TPC. Предыдущий пакет был сконструирован для совершенно иных целей - восстановления треков, вершины которых лежат в FGD модулях, и получения информации об этих треках, основываясь на данных FGD. Отсюда вытекает главная проблема данного метода - плохая реконструкция вершин взаимодействия активного и распадов стерильного нейтрино в газе. Поэтому, перед создаваемым новым пакетом были поставлены следующие основные цели:

1. Он должен восстанавливать вершины или вершиноподобные события, такие как испускание дельта-электрона, находящиеся внутри объема ТРС, без привязки к другим детекторам.
2. Восстанавливать события как можно более изотропно, то есть независимо от угла, под которым трек вылетел из вершины, в том числе и "обратные" треки.
3. Должен хорошо обрабатывать события, находящиеся вблизи зазора между детекторами МикроМега.

Поскольку описанный далее разрабатываемый анализ будет активно использовать TREx, имеет смысл ввести используемую простую терминологию. Результатом реконструкции являются следующие объекты: Паттерн(Pattern) - контейнер, содержащий близко расположенные по времени и в пространстве треки (по сути связанный граф), Трек(Path)- непосредственно сам трек частицы, Джанкшен(Junction) - вершиноподобная группа хитов, в которую приходят и из которой выходят соединенные треки. Для лучшего понимания эти классы продемонстрированы на рисунке Рис. 11 внизу.



Рис. 11: Иллюстрация классов TREx: а) Паттерны, б) Треки и джанкшны.

5 Ход анализа фоновых событий

Итак, как уже говорилось выше, в данном анализе присутствует два основных источника фона. Для начала будут рассмотрены методы борьбы с внешним фоном.

5.1 Первый этап отбора(Stage 1 Selection)

Этот этап отбора действует непосредственно на файлы, полученные после реконструкции событий в детекторах, окружающих ТРС. Важно, что при этом не используется рекон-

струкция в самом модуле время-проекционной камеры. Итак, задача этого отбора отсеять как можно больше событий, вершины или треки которых лежат вне объема рассматриваемого модуля. Для этого используются детекторы POD, Barrel ECals и FGD Рис. 12. Условно, этот анализ можно разделить на 3 этапа.

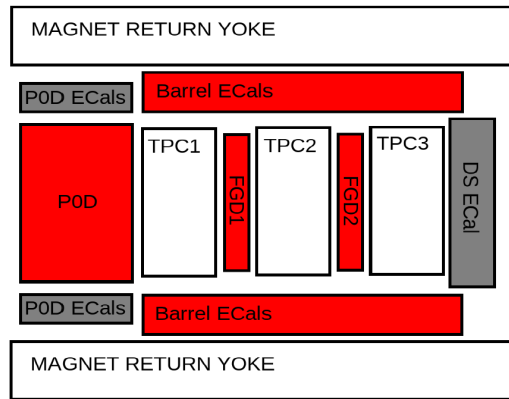


Рис. 12: Схема ближнего детектора ND280. Красные детекторы используются в качестве вето системы.

1. Активация TPC

Если в объеме модуля не будет зарегистрировано событий, удовлетворяющих следующим критериям, то они выбывают из рассмотрения и не подлежат дальнейшему отбору:

- 1) В TPC должно быть зарегистрировано не менее 10 хитов.
- 2) Не должна быть использована информация из tpcRecon.

2. POD, FGD вето Рис. 13.

• POD вето

Ищется группа хитов, которые удовлетворяют следующим требованиям:

- 1) Находятся не далее чем в 50 мм от конца POD.
- 2) Разделены по времени не более чем 100 нс промежутком.
- 3) Имеют суммарный заряд более чем 7 единиц.

Если найдена группа с более чем четырьмя хитами, прошедшими это отбор, то на такое событие накладывается вето.

• FGD вето

Аналогично POD, отбрасываются все группы хитов, если будет найдено более пяти

хитов, которые:

- 1) Могут находиться в любой точке FV объема FGD.
- 2) Находятся в 100 нс промежутке по времени.

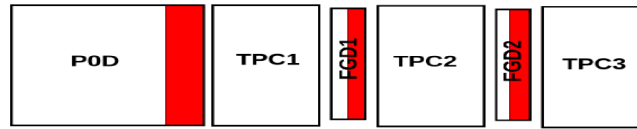


Рис. 13: Upstream veto.

3. Barrel ECal veto Рис. 14

В данном случае описанные выше методики не подойдут, так как сигнальные события в ТРС часто имеют треки, попадающие в BECal и дающие большое число хитов с приемлемым зарядом. Поэтому используются несколько иные критерии отбора, а именно:

- 1) Рассматривается объем BECal, находящийся раньше по оси Z, чем конец ветируемого ТРС.
- 2) В данном объеме ищутся области, соответствующие началу и концу трека.
- 3) Если время нижнего конца трека меньше времени верхнего конца на некоторую фиксированную величину Δt , направление трека переворачивается.
- 4) Трек экстраполируется из конечной точки и, если его продолжение попадает в ТРС, то на него накладывается вето.

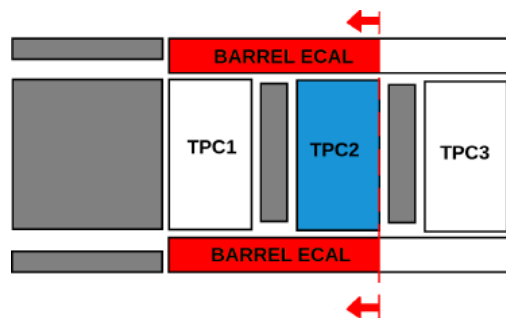


Рис. 14: BECal veto.

Итак, применяя описанные выше приемы, получаем следующую статистику по эффективности отбора событий и подавлению фона от внешних событий.

Модуль	TPC1	TPC2	TPC3
Эффективность	74%	72%	78%
Подавление фона	98%	97%	96%

5.2 Второй этап отбора(Stage 2 Selection)

На втором этапе отбора необходимо сконструировать критерии отбора (систему Cut'ов), позволяющие идентифицировать события по типу (19). Основным инструментом для этого анализа является рождающийся в ходе СС (Charge Current - то есть, идущего через заряженные токи) взаимодействия нейтрино мюон, имеющий довольно большой импульс - около 600 МэВ, и хорошо определяемые энергетические потери (15) при движении в газе. Единственной схожей по данной характеристике частицей будет π - мезон, который можно легко отличить по противоположному знаку заряда. Для получения наиболее полной информации об интересующем нас событии, как с точки зрения фона, так и с точки зрения восстановления событий от тяжелого нейтрино N , необходимо хорошо восстанавливать события, произошедшие в газе, в том числе, вершину взаимодействия. Поэтому, из-за описанных выше различий в методах реконструкции между двумя модулями, для анализа используются данные реконструкции пакета TREx. Итак, для реализации поиска интересующих событий, разрабатываемые критерии отбора должны:

1. Находить СС вершины в TPC
2. Отсеивать ложные вершины
 - δ лучи.
 - Рождение пары от π^0 и γ .
 - Частицы, влетающие в объем модуля.

Используя введенную выше терминологию, рассмотрим следующие критерии отбора:

1. Проверка, прошло ли рассматриваемое событие S1S cut для каждого конкретного TPC, если нет - отбрасываем событие.
2. Проверка, попадает ли рассматриваемый паттерн во время регистрации события T0, которое, в свою очередь, должно лежать во временных интервалах выстрелов ускорительного пучка.

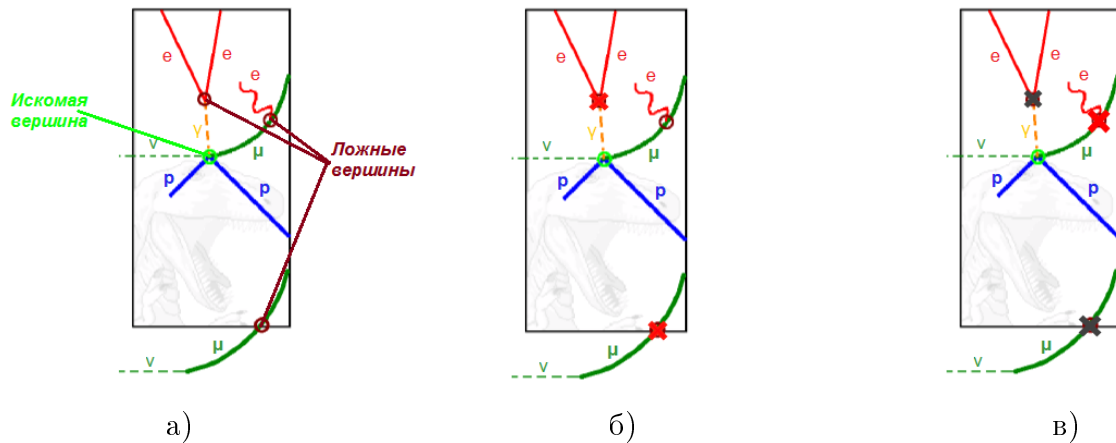


Рис. 15: Процесс отбора событий: а) Ложные и искомые вершины, б) Ветлируемые вершины, в) Устранение δ - электрона.

3. Поскольку мы ищем СС взаимодействие, на данном этапе применяется MuonPID cut, который позволяет на основании параметров реконструкции находить мюонные треки (Рис. 15б).
4. Cut на расположение концов (или джанкшенов) трека в TPC FV. Если ни один конец трека не попадает в этот объем, трек отбрасывается (Рис. 15б).
5. Отбор и отсев дельта-электронов (Рис. 15в), для этого накладываем следующие условия:
 - Один или более треков определяются как электрон или не реконструированы, отсутствуют не лептонные треки, нет треков без присвоенного PID.
 - Если протяженность группы хитов, ассоциированных с данным джанкшеном более 50 мм.
 - Если полный суммарных импульс всех частиц, вылетающих из джанкшена менее 600 МэВ/с.
6. Далее идет группа cut'ов, которые связаны с реализацией пакета TREx в данный момент времени. А именно с тем, что некоторые события плохо реконструируются и создают ложные джанкшены, треки без PID, треки с ложными PID. Для отсева таких событий, применяется следующая цепочка:
 - Если трек, соответствующий отобранному выше мюонному кандидату, не имеет ассоциированного с ним джанкшена.
 - Если все треки, соответствующие джанкшену, к которому присоединен мюонный

кандидат, имеют мюонные PID.

- Если угол разлета двух треков, вылетающих из рассматриваемого джанкшена, составляет менее 5° .

Описанные выше критерии отбора являются очень предварительными и могут сильно измениться, или даже быть отброшены, так как пакет TREx находится сейчас в активной разработке, и его эффективность реконструкции постепенно улучшается.

Прежде чем рассмотреть полученный результат, определим термины эффективности и чистоты отбора. Эффективность (Eff) - это отношение количества отобранных событий нужных нам типов (в данном случае CC) после определенного Cut'a к общему числу событий таких типов до начала отбора. Чистота (Pur) - это отношение количества отобранных событий нужных нам типов к общему числу событий всех типов после одного и того же Cut'a. Все описываемые ниже результаты были получены из Монте-Карло файлов, содержащих 10^{23} POT. Итак, исходя из описанных выше критериев отбора, был получен следующий график для эффективности и чистоты для CC событий Рис. 16. На графике видно,

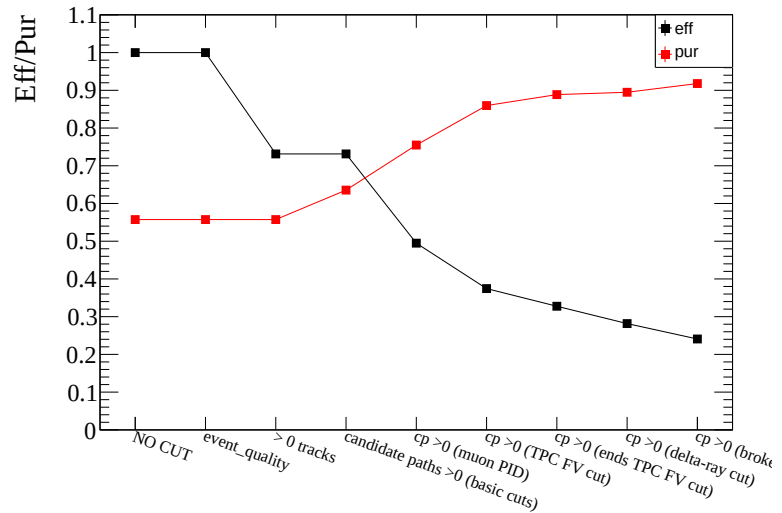


Рис. 16: Эффективность и чистота отбора событий в зависимости от Cut'a для взаимодействий через заряженные токи (CC).

что несмотря на относительно невысокую эффективность $\sim 30\%$, чистота отобранных событий довольно велика и составляет $\sim 93\%$. Столь невысокую эффективность можно объяснить тем, что пакет TREx только разрабатывается, а значит есть программные ошибки восстановления событий, их соответствия между собой, ошибки измерения параметров, так и тем, что, как упоминалось выше, реконструкция пока что не может

использовать остальные части детектора ND280. За неимением лучшего, описанные выше критерии отбора возьмем как основные и постараемся их дополнить, чтобы отобрать события распада тяжелого нейтрино N в мюонной моде (18). Поскольку вершина искомого взаимодействия уже найдена, потребуем следующие дополнительные критерии:

- Из отобранной вершины должно выходить ровно два трека, которые в идеале должны соответствовать мюону и пиону, остальные события отбрасываются.
- Из отобранных событий отбираются те, в которых один из треков имеет: а) положительный заряд и б) проходит отбор по PionPID - то есть соответствует π^+ мезону.

В результате должны быть отобраны все двухчастичные события с вылетающими μ^- и π^+ . Число этих событий составляет порядка ~ 800 штук в нормировке 10^{23} POT. На Рис. 17 представлена эффективность отбора событий, соответствующих конечному состоянию $\mu^- + \pi^+ + n$, в котором сам тип реакции уже не важен. Низкую эффективность можно объяснить тем, что, возможно, несмотря на хорошее восстановление координат вершин взаимодействий в TReX, часть реконструируемых треков не ассоциирована с этой вершиной. Также интересно узнать о не восстановленных треках в вершине. Из графика на Рис. 18 видно, что, частицы, в реальности вылетевшие из вершины взаимодействия и не восстановленные детектором, в основном составляют нейтроны (PDG = 2112), фотоны (PDG = 22) и π^0 (PDG = 111). Здесь номер PDG нумерует частицу согласно [17].

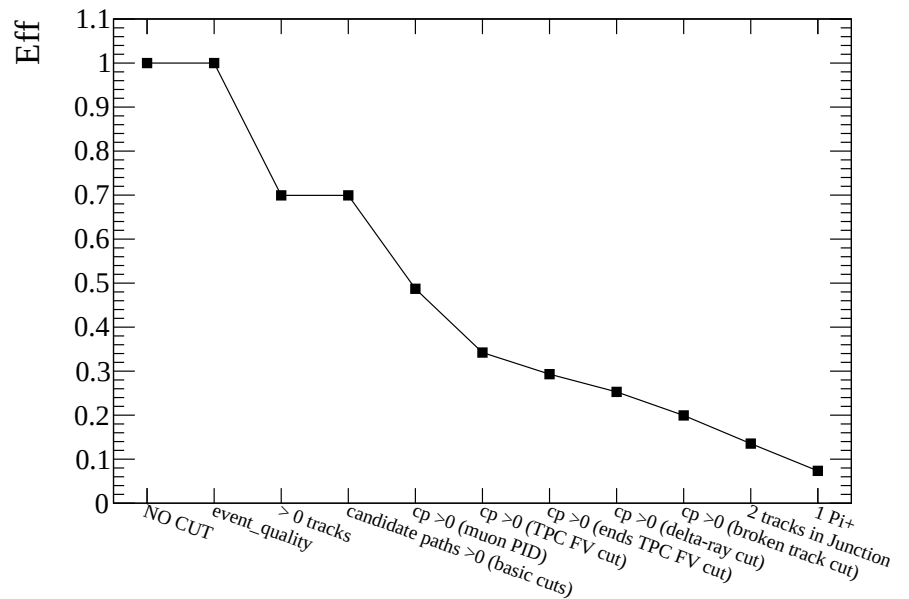


Рис. 17: Эффективность отбора событий в зависимости от Cut'a для взаимодействия с конечным состоянием $\mu^- + \pi^+ + n$.

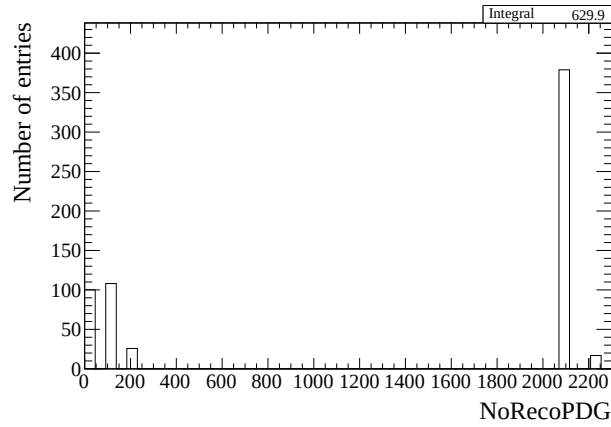


Рис. 18: Номер не восстановленных треков после последнего Cut'a (номера присвоены согласно [17]).

Таким образом видно, что из всех не зарегистрированных частиц, гипотетически можно идентифицировать только π^0 в детекторах ECal и P0D, после включения TREx в глобальную реконструкцию. Отбор событий по наличию в конечных продуктах протона, который, как можно было бы предположить изначально, являлся бы эффективным методом, оказывается бессилён, так как число не восстановленных протонов ($PDG = 2212$) в конечном наборе событий оказывается ничтожно мало.

Поскольку в самом поиске стерильного нейтрино разумно применить метод инвариантной массы, то интересно изучить как будет выглядеть соответствующий график для активных нейтрино. Здесь необходимо сделать замечание, что для активных нейтрино это, конечно, будет не настоящая инвариантная масса, так как невозможно учесть описанные выше незарегистрированные частицы, но это именно та величина, которую можно измерить на опыте. График с соответствующими распределениями показан на Рис. 19. Таким образом, с одной стороны, видно, что на участок менее 500 МэВ приходится наибольшее, относительно остальной части спектра, число событий от активных нейтрино, а с другой стороны, при более детальном рассмотрении этой части спектра, события распределены на ней достаточно равномерно, причем в этой области находится ~ 300 событий. Полученный результат позволяет надеяться, что пик от тяжелых нейтрино, если он есть, будет хорошо заметен. Но, вернемся к тому, что полученные результаты верны для статистики $\sim 10^{23}$ РОТ. Реальная же статистика, набранная на данный момент, составляет $\sim 10^{21}$ РОТ, а значит из 300 фоновых событий в интересующей нас части спектра, остается всего навсего ~ 3 события. Поэтому для дальнейшего анализа необходимо оценить эф-

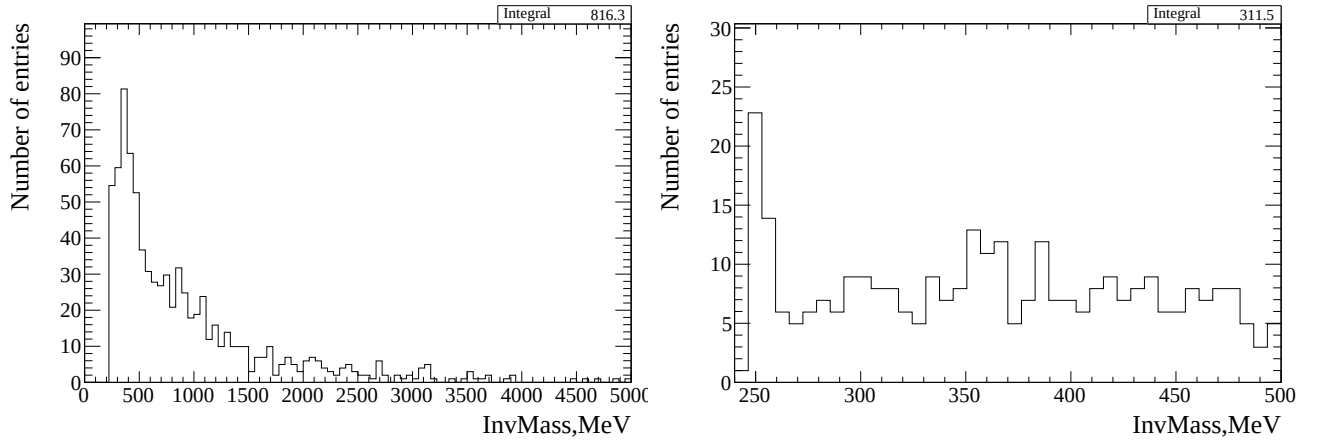


Рис. 19: Распределение по инвариантной массе (InvMass) в МэВ для активных нейтрино: для всего спектра масс (слева) и для физически интересного в распадах тяжелых нейтрино N (справа).

эффективность отбора тяжелых нейтрино и число событий с ними. На данный момент уже имеются первые качественные оценки эффективности в этом вопросе.

5.3 Первичная оценка эффективности

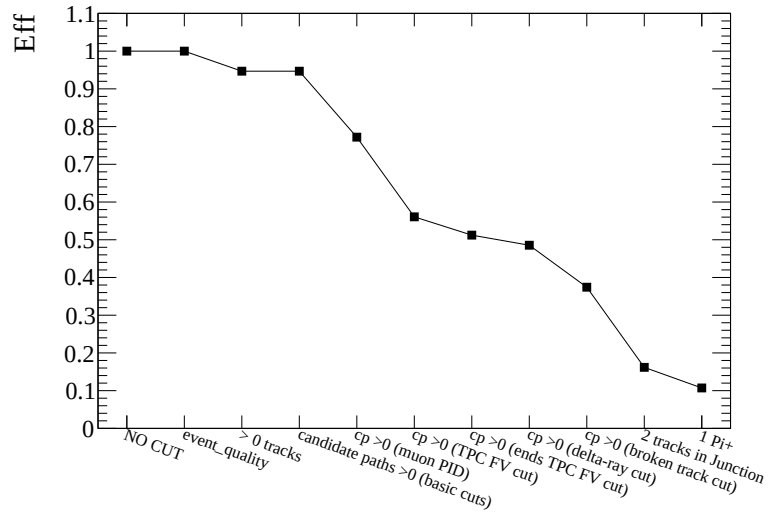


Рис. 20: Эффективность отбора событий распада тяжелого нейтрино.

Монте-Карло моделирование распадов тяжелого нейтрино проводилось с потоками, полученными для мюонной моды в разделе (2) этой работы. Для отбора событий, естественно, применялась описанная выше система критериев селекции. График на Рис. 20 показывает эффективность отбора событий в распадах тяжелых нейтрино для массы $M_N = 300$ МэВ. Таким образом видно, что на данный момент, по самым предварительным оценкам,

эффективность составляет $Eff \sim 10\%$. При этом, некоторые аспекты столь небольшого значения изучены. Например, известно, что поскольку энергия N велика, дочерние частицы, родившиеся от распада тяжелого нейтрино, летят преимущественно вперед, с большими импульсами и малым углом разлета, поэтому соответствующая вершина идентифицируется как вершина с тремя или даже четырьмя выходящими треками, вместо двух. Этот эффект продемонстрирован на Рис. 21. В настоящий момент идет работа по улучшению показателя эффективности и критериев отбора.

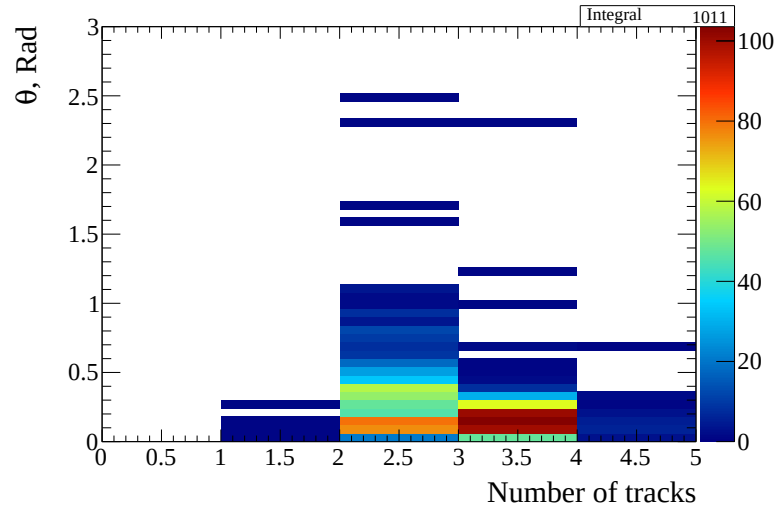


Рис. 21: Число событий (показано цветом) в зависимости от числа треков и угла разлета μ^- и π^+ в распаде стерильного нейтрино с массой $M_N = 300$ МэВ после broken track cut.

6 Заключение

Данная работа посвящена изучению возможности поиска стерильных (тяжелых) нейтрино - частиц, предсказываемых в различных расширениях Стандартной Модели, с помощью ближнего детектора ND280 эксперимента T2K. Было выполнено моделирование потока тяжелых нейтрино в детекторе ND280, а так же некоторых мод их распадов. Стоит отметить, что получено хорошее соответствие между результатами моделирования и теоретическими оценками, выполненными в статье Asaka et al [8]. Достигнутые результаты свидетельствуют о том, что имеется возможность улучшить существующие ограничения на параметр смешивания тяжелых нейтрино в эксперименте T2K.

В работе также описан новый алгоритм реконструкции событий во время-проекционных камерах детектора ND280, который планируется использовать для поиска продуктов распада тяжелых нейтрино. Создан пакет программ для разработки критериев отбора сигнальных и фоновых событий, и в настоящее время получены первые предварительные оценки этих величин. Можно сделать заключение, что, даже несмотря на невысокую эффективность, результаты анализа по оценке параметров смешивания между тяжелыми и активными нейтрино могут быть сравнимы с предыдущими данными, полученными в экспериментах E949 и PS191, а при некоторых значениях масс тяжелых нейтрино, улучшить существующие ограничения.

В продолжении работы планируется повысить эффективность восстановления событий за счет создания новых и улучшения уже имеющихся критериев отбора, дальнейшей разработки алгоритмов реконструкции. Также планируется оценка статистических и систематических ошибок для получения законченной картины создаваемого анализа.

Считаю своим приятным долгом выразить благодарность А. Измайлову, С. Мартыненко, П. Хэмилтону, Т. Овсянниковой за их ценные советы и замечания.

Список литературы

- [1] D. Gorbunov and M. Shaposhnikov, JHEP **0710** (2007) 015 [JHEP **1311** (2013) 101] [arXiv:0705.1729 [hep-ph]].
- [2] K. Abe *et al.* [T2K Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **659** (2011) 106 [arXiv:1106.1238 [physics.ins-det]].
- [3] R. N. Mohapatra and A. Y. Smirnov, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **56** (2006) 569 [hep-ph/0603118].
- [4] M. Fukugita and T. Yanagida, Phys. Lett. B **174** (1986) 45.
- [5] T. Asaka and M. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **620** (2005) 17 [hep-ph/0505013].
- [6] G. Bernardi, G. Carugno, J. Chauveau, F. Dicarolo, M. Dris, J. Dumarchez, M. Ferro-Luzzi and J.-M. Levy *et al.*, Phys. Lett. B **203** (1988) 332.
- [7] Search for heavy neutrinos in $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$. A. V. Artamonov et al. (E949 Collaboration) Phys. Rev. D **91**, 052001.
- [8] T. Asaka, S. Eijima and A. Watanabe, JHEP **1303** (2013) 125 [arXiv:1212.1062 [hep-ph]].
- [9] K. Abe *et al.* [T2K Collaboration], Phys. Rev. D **87** (2013) 1, 012001 [Addendum-ibid. D **87** (2013) 1, 019902] [arXiv:1211.0469 [hep-ex]].
- [10] N. Abgrall et al. [NA61/SHINE Collaboration], Phys. Rev. C **84** (2011) 034604; Phys. Rev. C **85** (2012) 035210.
- [11] G. J. Feldman and R. D. Cousins, Phys. Rev. D **57** (1998) 3873 [physics/9711021 [physics.data-an]].
- [12] C. Grupen, B. A. Shwartz *Particle Detectors*: Second Edition, Cambridge University Press 2008.
- [13] Y. Giomataris, P. Rebourgeard, J. P. Robert and G. Charpak, Nucl. Instrum. Meth. A **376** (1996) 29.
- [14] C. Giganti, M. Zito *Particle Identification with T2K TPC*: T2K-TN-001, 2009.

- [15] T. Golan, arXiv:1402.1608 [hep-ph].
- [16] <http://geant4.cern.ch/>.
- [17] Particle Data Group, Monte Carlo particle numbering scheme, <http://pdg.lbl.gov/>, 2006.