

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»  
(НИЯУ «МИФИ»)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ  
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 539

## ОТЧЕТ ПО ПРЕДДИПЛОМНОЙ ПРАКТИКЕ

Моделирование канала "меченных" нейтрино в эксперименте P2O

Студент \_\_\_\_\_ Гавва О.Д.

Научный руководитель,  
д.ф.-м.н., снс \_\_\_\_\_ Соколов А.А.

Москва 2022

# СОДЕРЖАНИЕ

|                                                                                                      |           |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>ВВЕДЕНИЕ</b>                                                                                      | <b>3</b>  |
| <b>1 Нейтринные осцилляции</b>                                                                       | <b>7</b>  |
| 1.1 Теория нейтринных осцилляций . . . . .                                                           | 7         |
| 1.2 MSW-эффект . . . . .                                                                             | 8         |
| 1.3 Вероятность осцилляций для $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ . . . . . | 9         |
| 1.4 Измерение параметров нейтринных осцилляций . . . . .                                             | 10        |
| <b>2 Эксперимент P2O</b>                                                                             | <b>13</b> |
| 2.1 Научный потенциал эксперимента P2O . . . . .                                                     | 13        |
| 2.2 KM3NeT/ORCA . . . . .                                                                            | 14        |
| 2.3 Ускорительный комплекс в Протвино . . . . .                                                      | 15        |
| 2.4 Нейтринный пучок . . . . .                                                                       | 16        |
| 2.5 Ближний детектор . . . . .                                                                       | 19        |
| <b>3 Метод "меченных"нейтрино</b>                                                                    | <b>21</b> |
| <b>4 Моделирование канала "меченных"нейтрино в эксперименте P2O</b>                                  | <b>25</b> |
| <b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b>                                                                                    | <b>35</b> |
| <b>Список использованных источников</b>                                                              | <b>36</b> |

# ВВЕДЕНИЕ

Нейтрино - одна из наиболее распространенных частиц во Вселенной, изучение свойств и взаимодействий которой продолжается более полувека. Но, несмотря на интенсивность работ в этой области и значительный прогресс экспериментальной техники, исследования свойств нейтрино и сегодня остаются наиболее востребованными и актуальными. Центральные проблемы связаны с выяснением природы нейтрино, которые могут быть дираковскими или майорановскими фермионами; с определением значений и иерархии масс нейтрино; с прецизионными измерениями свойств нейтрино в процессе их распространения в вакууме и веществе.

В стандартной модели физики элементарных частиц нейтрино — это элементарная частица со спином  $1/2$ , не имеющая электрический заряд, цвет и массу и взаимодействует только посредством слабого взаимодействия. Нейтрино имеет три аромата:  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ , связанные с заряженными лептонами: электроном, мюоном и тау, где в свою очередь лептонное число каждого поколения сохраняется.

Первое предположение о существовании нейтрино исходило от экспериментов по  $\beta$ -распаду ( $n \rightarrow p + \nu + e^-$ ). Казалось, что  $\beta$ -распад нарушает закон сохранения энергии из-за его непрерывного электронного спектра. Паули предсказал существование нейтрино в 1930 году, позже теория была расширена Энрико Ферми в 1934 г. В теории Ферми ток-токовое взаимодействие было введено по аналогии квантовой электродинамики. Его модели удалось воспроизвести форму бета-спектра и расширить описание для распада мюона и захвата мюона ядром. Спустя тридцать лет нейтрино впервые обнаружили Рейнес и Коуэн в 1953 году, наблюдая обратный  $\beta$ -распад ( $\nu + p \rightarrow e^+ + n$ ) от ядерного реактора методом задержанных совпадений. Через несколько лет в 1959 году Дэвис и Хармер показали, что нейтрино и антинейтрино — разные частицы. Теория Ферми была модифицирована с учетом новых экспериментальных результатов. В 1956 году Ли и Ян заметили, что четность не всегда сохраняется в процессах, управляемых сла-

бым взаимодействием. В 1957 г. нарушение четности было подтверждено экспериментально Ву и другими экспериментаторами. Эксперимент Гольдхабера показал, что нейтрино всегда имеют одинаковую спиральность в  $\beta$ -распаде. В 1958 году Сударшан и Маршак, Фейнман и Гелл-Манн предложили теорию слабого взаимодействия для того, чтобы объяснить экспериментальные результаты. А в 1967 году Абдусом Саламом, Шелдоном Глэшоу и Стивеном Вайнбергом была создана электрослабая теория. Теория, объединяющая электрослабую теорию и квантовую хромодинамику (КХД) в наши дни называют «стандартной моделью». В стандартной модели, слабое взаимодействие подчиняется калибровочной теории  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , где нижний индекс  $L$  указывает, что  $SU(2)$  превращения идут только на левых частицах, а  $Y$  — гиперзаряд. Теория калибровочных инвариантов должна иметь безмассовый бозон. В стандартной модели массивный калибровочный бозон получается за счет механизма Хиггса спонтанным нарушением симметрии. В теории три калибровочных бозона ( $W^\pm, Z^0$ ), которые относятся к слабому взаимодействию. Взаимодействия через  $W$ -бозоны называются взаимодействием заряженного тока, при котором заряженные частицы находятся в конечном состоянии. Взаимодействие через  $Z$ -бозон, называются взаимодействием нейтрального тока, где нейтрино просто передает импульс другим частицам (рис.1). Связь нейтринного и лептонного полей  $\Psi_\nu, \Psi_l$  с  $W^\pm$  и  $Z^0$  описываются следующим образом:

$$-\frac{g_W}{2\sqrt{2}}(\bar{\Psi}_\nu \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \Psi_l) W^\mu \quad (1)$$

$$-\frac{g_W}{\theta_W}(\bar{\Psi}_\nu \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \Psi_\nu) Z^\mu \quad (2)$$

где  $\theta_W$  — угол слабого смешивания (так называемый угол Вайнберга), а  $g_W$  — константа связи к  $W^\pm$ . Существование нейтрального тока было подтверждено в 1973 г. в нейтринном эксперименте в пузырьковой камере Gargamelle в CERN, а прямое наблюдение  $W^\pm$  и  $Z^0$  было сделано в 1983 г. на коллайдере  $pp^-$  в CERN. Массы калибровочных бозонов измерялись  $m_{W^\pm} = 80,385$  ГэВ/ $c^2$  и  $m_{Z^0} = 91,1876$  ГэВ/ $c^2$ , которые согласуются с предсказанными значениями измерения поперечного сечения нейтрино. В 2012 году последний элемент стандартной модели, бозон Хиггса, наконец, был обнаружен в экспериментах на Большом адронном коллайдере. До 1962

года теории о нейтрино предполагали, что все нейтрино одинаковы, за исключением различия между нейтрино и антинейтрино. Эксперимент Л.М. Ледермана, М. Шварца и Дж. Стейнбергера на синхротроне с переменным градиентом показал, что нейтрино от распада пиона  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  производили только мюоны, а не электроны. Это свидетельствует о том, что существует больше, чем одно поколение нейтрино. После открытия  $\tau$ -лептона в 1975 г. была предложено существование связи нейтрино с  $\tau$ , а прямое наблюдение нейтрино третьего поколения  $\nu_\tau$  было обнаружено в FermiLab в 2000 году.

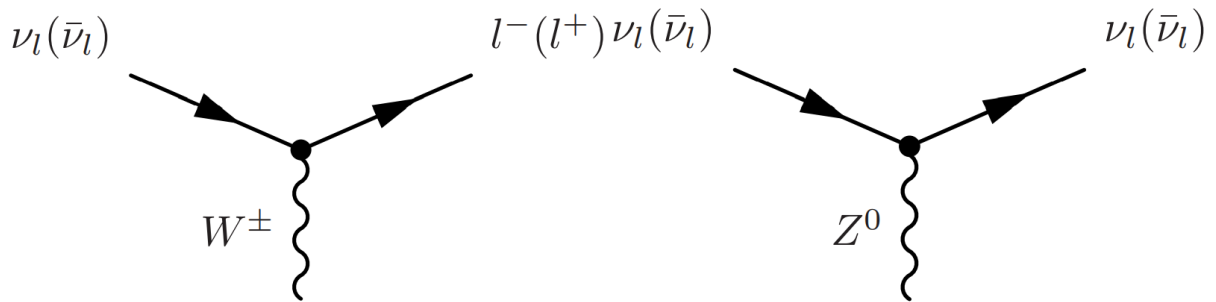


Рисунок 1 — слева - взаимодействие заряженного тока, справа - взаимодействие нейтрального тока.

Стандартная модель успешно описывает практически все экспериментальные результаты вплоть до  $\sim 14$  ТэВ. Однако стандартную модель следует модифицировать, чтобы учесть массу нейтрино.

Тот факт, что нейтрино имеет ненулевую массу, как известно, является явлением, «выходящим за рамки стандартной модели», поскольку стандартная модель предполагает точно нулевую массу. Существование ненулевой массы у нейтрино вытекает из обнаружения нейтринных осцилляций.

Первое указание было получено из «проблемы солнечных нейтрино». В 1967 г. Дэвис измерил нейтрино, приходящее от Солнца с  $^{37}\text{Cl}$ , и обнаружил, что поток нейтрино составляет 1/3 от ожидаемого значения в стандартной солнечной модели. Этот дефицит также наблюдали Kamiokande, GALLEX, GNO и SAGE в конце 1980-х гг. Первое свидетельство осцилляции солнечных нейтрино были получены из экспериментов Супер-Камиоканде и SNO в 2001 г. Супер-Камиоканде измерил нейтрино на взаимодействие заряженного тока, в то время как SNO измерял взаимодействие как заряженного, так и нейтрального тока. Только  $\nu_e$  измеряется при CC-взаимодействии из-за низкой энергии солнечного нейтрино, тогда

как NC-взаимодействие чувствительно к другим ароматам нейтрино. Результаты SNO показали, что поток электронных нейтрино составил  $1/3$  ожидаемого значения, с другой стороны, абсолютный поток согласовывался со стандартной солнечной моделью в сочетании с данными рассеяния электронов Супер-Камиоканде.

Еще одно указание на осцилляцию нейтрино пришло из наблюдаемой «аномалии атмосферных нейтрино» обнаруженной в эксперименте Камиоканде. Когда космический луч взаимодействует с ядром в атмосфере, нейтрино образуются в результате распада пиона и распада мюона. Отношение потоков нейтрино  $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$  оценивается равным около двух. Однако эксперимент Камиоканде показал, что соотношение данных и моделирования этого отношения потоков было получено 0.6. Аналогичные результаты были получены в экспериментах IMB и Soudan-2.

В 1998 году Супер-Камиоканде наблюдал дефицит атмосферных мюонов, зависящий от зенитного угла потока нейтрино, который согласовывался с осцилляциями двух ароматов  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ , которые теперь известно как открытие осцилляций нейтрино. Первая демонстрация колебаний  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$  с использованием искусственно произведенных нейтрино был сделан экспериментом K2K. Мюонные нейтрино были получены на КЕК PS в Цукубе, Япония, и обнаружены в Супер-Камиоканде. K2K наблюдал дефицит мюонных нейтрино также как и с осцилляциями атмосферных нейтрино. Прямым подтверждением осцилляции  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  было достигнуто экспериментом OPERA в 2014 г.

# 1. НЕЙТРИННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ

## 1.1. ТЕОРИЯ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

Осцилляция нейтрино возникает, когда собственное состояние массы и собственное состояние аромата не идентичны. Связь между собственными состояниями аромата и массы может быть записана с помощью унитарной матрицы, называемой матрицей Понтекорво-Маки-Накагава-Саката  $U$  (PMNS), представленная Э. Маки, М. Накагавой и С.Саката:

$$|\nu_i\rangle = \sum_j U_{ij} |\nu_j\rangle \quad (1.1)$$

Матрица PMNS  $U$  может быть записана с тремя углами смешивания:  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}, \theta_{23}$  и фазой, нарушающей CP-четность,  $\delta_{CP}$  :

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

где  $s_{ij}$  и  $c_{ij}$  обозначают  $\sin\theta_{ij}$  и  $\cos\theta_{ij}$  соответственно. Временное изменение массового собственного состояния  $|\nu_j\rangle$  при прохождении нейтрино расстояния  $L$  в вакууме:

$$|\nu_j(t)\rangle = e^{-i(E_j t - p_j L)} |\nu_j(0)\rangle \quad (1.3)$$

Предполагая ультрарелятивистский предел  $p \gg m_j$ , где  $m_j$  масса нейтрино:

$$E_j = \sqrt{p_j^2 + m_j^2} = p_j + \frac{m_j^2}{2E} \quad (1.4)$$

Временное изменение собственного состояния массы после прохождения  $t = L$  дается следующим образом.

$$| \nu_j(t) \rangle = \exp \left( -i \frac{m_j^2 L}{2E} \right) | \nu_j(0) \rangle \quad (1.5)$$

Следовательно, временная эволюция собственного состояния аромата  $| \nu_\alpha \rangle$  дается:

$$| \nu_\alpha(t) \rangle = \sum_j U_{\alpha j} \exp \left( -i \frac{m_j^2 L}{2E} \right) | \nu_j(0) \rangle \quad (1.6)$$

Тогда вероятность колебаний  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  определяется:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = | \langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(0) \rangle |^2 \quad (1.7)$$

$$= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \left( \frac{\delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \quad (1.8)$$

$$+ 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin \left( \frac{\delta m_{ij}^2 L}{2E} \right) \quad (1.9)$$

где  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ .

## 1.2. MSW-ЭФФЕКТ

Когда нейтрино проходят через плотную среду, такую как Земля, нейтрино взаимодействуют с электронами в веществе.  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  взаимодействует с электронами посредством взаимодействия нейтрального тока, но с другой стороны,  $\nu_e$  взаимодействует с электроном посредством взаимодействия как заряженного, так и нейтрального тока. Таким образом, электронные нейтрино чувствуют потенциал, отличный от нейтрино других ароматов, и изменяют вероятности осцилляций нейтрино. Этот эффект получил название эффекта Михеева-Смирнова-Вольфенштейна. Эффект материи описывается как эффективный потенциал для уравнения Шрёдингера нейтрино в



вакууме.

$$V \equiv \sqrt{2}G_F n_e \quad (1.10)$$

где  $G_F$  обозначает постоянную Ферми, а  $n_e$  обозначает плотность электронов.

### 1.3. ВЕРОЯТНОСТЬ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ДЛЯ

$$\nu_\mu \rightarrow \nu_e \text{ И } \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$$

Вероятность осцилляций для  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$  в первом порядке влияния вещества записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = & 4c_{13}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 \left( 1 + \frac{2a}{\Delta m_{31}^2} (1 - 2s_{13}^2) \right) \sin^2 \Phi_{31} + \\ & + 8c_{13}^2 s_{12} s_{13} s_{23} (c_{12} c_{23} \cos \delta_{CP} - s_{12} s_{13} s_{23}) \cos \Phi_{32} \sin \Phi_{31} \sin \Phi_{21} - \\ & - 8c_{13}^2 c_{12} c_{23} s_{12} s_{13} s_{23} \sin \delta_{CP} - \sin \Phi_{32} \sin \Phi_{31} \sin \Phi_{21} + \\ & + 4s_{12}^2 c_{13}^2 (c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 - 2c_{12} c_{23} s_{12} s_{13} \cos \delta_{CP}) \sin \Phi_{21} - \\ & - 2c_{13}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 \frac{aL}{E} (1 - 2s_{13}^2) \cos \Phi_{32} \sin \Phi_{31} \end{aligned} \quad (1.11)$$

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = & 1 - 4c_{13}^2 s_{23}^2 (c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 \sin^2 \Phi_{32} - \\ & - 4c_{13}^2 s_{23}^2 (s_{12}^2 c_{23}^2 + c_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2) \sin^2 \Phi_{31} + \\ & + c_{13}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 (1 - 2c_{13}^2 s_{23}^2 \frac{8a}{\Delta m_{31}^2} \sin \Phi_{31} (\sin \Phi_{31} - \Phi_{31} \sin^2 \Phi_{31}) - \\ & - 8c_{12} c_{13}^2 c_{23} s_{12} s_{13} s_{23}^3 \cos \delta_{CP} (\sin^2 \Phi_{31} - \sin^2 \Phi_{32} - \\ & - 4((c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2)(s_{12}^2 c_{23}^2 + c_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2) + \\ & + 2c_{12} c_{23} s_{12} s_{23} (c_{23}^2 - s_{13}^2 s_{23}^2)(c_{12}^2 - s_{12}^2) \cos \delta_{CP} - \\ & - 4c_{12}^2 c_{23}^2 s_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 \cos^2 \delta_{CP}) \sin^2 \Phi_{21} \end{aligned} \quad (1.12)$$

где

$$\Phi_{ij} \equiv \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \quad (1.13)$$

$$a \equiv 2\sqrt{2}G_F n_e \quad (1.14)$$

а  $s_{ij}$  и  $c_{ij}$  обозначают  $\sin\theta_{ij}$  и  $\cos\theta_{ij}$ . Вероятность осцилляции анти-нейтрино  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  и  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$  получаются простой заменой  $\delta_{CP}$  и  $a$  на  $\delta_{CP}$  и  $-a$ . Рисунок 1.1 показывает вероятности колебаний  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  при  $L = 295$  км и  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$  для различных значения  $\delta_{CP}$ . Осцилляции  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$  не нарушают CP-симметрию, а  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  нарушают CP-симметрию, если  $\sin\delta_{CP}$  имеет ненулевое значение [1].

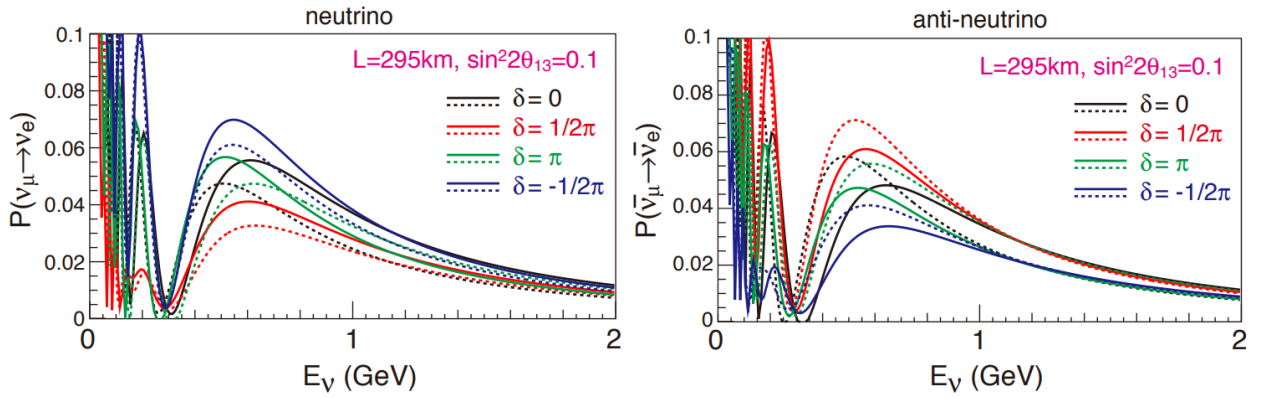


Рисунок 1.1 — Вероятности колебаний  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  с  $L=295$  км и  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ . Сплошная линия и пунктирная линия соответствуют нормальной и инвертированной иерархии соответственно.

## 1.4. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

Интенсивные потоки нейтрино постоянно испускаются Солнцем; нейтрино также возникают в распадах адронов, образующихся при столкновениях космических лучей с ядрами в верхних слоях атмосферы, при работе ядерных реакторов; возможно образование нейтрино на ускорителях. Эти источники использовались в течение последних десятилетий для изучения

свойств нейтрино, для измерения параметров их осцилляций.

Первые указания на изменение аромата (типа) нейтрино были получены из наблюдения аномалии в потоке солнечных электронных нейтрино. В 1970 году в эксперименте Homestake наблюдался дефицит электронных нейтрино по сравнению с предсказаниями, сделанными в рамках стандартной солнечной модели (SSM). Эта аномалия позднее была подтверждена в экспериментах SAGE и GALLEX.

Эксперимент в нейтринной обсерватории Sudbury (SNO) дал прямое подтверждение существования изменения нейтринного аромата. С использованием реакции заряженного тока (CC)  $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$  здесь был подтвержден дефицит солнечных электронных нейтрино  $^8B$  цикла. Одновременное изучение реакции нейтрального тока (NC)  $\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$ , которая одинаково чувствительна ко всем активным типам нейтрино ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ), дало возможность показать сохранение полного потока солнечных нейтрино  $^8B$  цикла, согласующееся с предсказанием SSM. Тем самым было доказано, что некоторые из электронных нейтрино при прохождении их от точки образования на Солнце до точки их регистрации на Земле изменяют свой тип.

Эти измерения позволили получить оценки параметров  $\frac{2}{21}$  и  $\sin^2 2\theta_{12}$ , которые управляют осцилляциями  $\nu_e \rightarrow \nu_e$  ( $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ ). Причем учет резонансного эффекта из-за взаимодействия нейтрино с веществом Солнца позволил измерить не только абсолютное значение, но и определить знак разности квадратов масс нейтрино  $\Delta m_{21}^2 = (m_2^2 - m_1^2)$ .

В дополнение к экспериментам с солнечными нейтрино параметры  $\Delta m_{21}^2, \sin^2 2\theta_{12}$  с хорошей точностью были измерены также при изучении вариации потоков  $\bar{\nu}_e$  от реакторов в зависимости от L/E в эксперименте KamLAND.

Измерение потоков атмосферных нейтрино ( $\nu_\mu$ ) в эксперименте Super-Kamiokande, а также ускорительные эксперименты, в которых используются большие пролетные базы, K2K, а также MINOS и T2K позволили измерить значения  $|\Delta m_{32}^2|$  и  $\sin^2 2\theta_{23}$ , которые управляют осцилляциями  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ .

До недавнего времени был известен только верхний предел на значение угла  $\theta_{13}$ . Лучшее ограничение было получено из измерения потоков

антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  в реакторном эксперименте CHOOZ. В 2012 году значение угла смешивания  $\theta_{13}$  было измерено в реакторных экспериментах нового поколения Daya Bay, RENO, Double Chooz. Ускорительные эксперименты, в которых изучаются осцилляции  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ ,  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , также могут измерять угол  $\theta_{13}$ . Осцилляции  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  наблюдались в экспериментах T2K, MINOS. Значимость наблюдения этих осцилляций состоит в том, что если они существуют, то угол  $\theta_{13}$  не равен нулю. Значение этого угла может быть извлечено из измеренных параметров  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  осцилляций. Ненулевое значение угла  $\theta_{13}$  дает возможность измерить оставшиеся пока неизвестными параметры: CP-нарушающую фазу  $\delta_{CP}$  и знак  $\Delta m_{31}^2$ , который фиксирует иерархию масс нейтрино. Наиболее точное значение  $\theta_{13}$  получено из глобального фита результатов реакторных экспериментов Daya Bay, RENO, Double Chooz и ускорительных экспериментов T2K и MINOS. Измеренное значение  $\theta_{13} \sim 9^\circ$  достаточно велико, что открывает хорошие перспективы для измерения неизвестных пока значений параметров осцилляций.

В настоящее время измеренные параметры нейтринных осцилляций определены в экспериментах с точностью на уровне нескольких процентов. Глобальный фит данных по измерению потоков нейтрино в проведенных экспериментах дает следующие значения для данных параметров:

$$\begin{aligned}\sin^2(2\theta_{12}) &= 0.857 \pm 0.024, \Delta m_{21}^2 = (7.50 \pm 0.20) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2, \\ \sin^2(2\theta_{23}) &> 0.95, |\Delta m_{32}^2| = (2.32 \pm_{0.08}^{0.12} \text{ эВ}^2, \sin^2(2\theta_{13}) = 0.095 \pm 0.010.\end{aligned}$$

Долгосрочная цель нейтринных экспериментов следующего поколения будет заключаться в определении матрицы смешивания нейтрино, по крайней мере, с тем же уровнем “избыточности” и точности, что и матрицы смешивания кварков.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ P2O

### 2.1. НАУЧНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ЭКСПЕРИМЕНТА P2O

Нейтринная физика — одна из наиболее активно развивающихся областей физики элементарных частиц, многие фундаментальные параметры которой все еще ожидают экспериментального подтверждения, и открывают большие перспективы для нового понимания физики за пределами Стандартной модели. Два открытых вопроса в нейтринной физике заключаются в наличии нарушения зарядовой четности (CP) в лептонном секторе, например, из-за CP-нарушающей дираковской фазы в матрице смешения нейтрино, и в относительном упорядочении трех собственных состояний массы нейтрино («иерархия масс нейтрино»). На оба вопроса можно ответить, изучая осцилляции ГэВ-ных нейтрино в экспериментах с длинной базой ( $L > 100$  км). Ускорители частиц обеспечивают хорошо контролируемую среду, подходящую для проведения высокоточных измерений такого типа. Ускорительный комплекс в Протвино может предложить богатую программу экспериментальных исследований в области физики нейтрино. Особый интерес представляет возможность направить нейтринный пучок из Протвино на детектор KM3NeT/ORCA, строящийся в настоящее время в Средиземном море в 40 км от побережья Тулона, Франция. Это предложение известно как P2O эксперимент [2]. Благодаря базовой линии в 2595 км этот эксперимент обеспечит беспрецедентную чувствительность к воздействию вещества на Земле, что позволит определить упорядочение массы нейтрино с высокой степенью достоверности всего после нескольких лет работы при умеренной интенсивности пучка  $\approx 90$  кВт. При длительном воздействии ( $\approx 1500$  кВт  $\times$  год) может быть достигнута чувствительность  $2\sigma$  к лептонной CP-нарушающей дираковской фазе. Второй этап эксперимента, включающий дальнейшее повышение интенсивности ускоритель-

ного комплекса и уплотненную версию детектора ORCA (Super-ORCA), позволит получить чувствительность до  $6\sigma$  к CP-нарушению и разрешение  $10^\circ - 17^\circ$  на CP фазу после 10 лет работы с протонным пучком мощностью 450 кВт. Начальный состав и энергетический спектр нейтринного пучка необходимо будет контролировать с помощью ближнего детектора, который должен быть построен в нескольких сотнях метров ниже по потоку от мишени протонного пучка. Тот же нейтринный пучок и установка ближнего детектора также позволили бы выполнять измерения сечения нейтрино-ядра. Также возможен эксперимент по поиску стерильных нейтрино с короткой базой. Научный потенциал эксперимента Protvino-ORCA (P2O) представлен с акцентом на чувствительность к CP-нарушающей дираковской фазе  $\delta_{CP}$  и измерения иерархии масс нейтрино. Благодаря длинной базовой линии (2595 км) и чувствительному объему дальнего детектора в 8 мегатонн P2O будет дополнять и конкурировать с такими экспериментами, как T2K, NOvA и DUNE.

## 2.2. KM3NET/ORCA

ORCA (Oscillation Research with Cosmics in the Abyss) — один из двух детекторов нейтрино, строящихся коллаборацией KM3NeT. Он расположен примерно в 40 км от побережья Тулона, Франция, на глубине от 2450 м (глубина морского дна) до 2250 м. После завершения ORCA будет состоять из 2070 цифровых оптических модулей (DOMs), установленных на 115 вертикальных гирляндах (блоках детектирования, DUs) (см. рис.2.1). При расстоянии 9 м по вертикали между DOMs и расстоянии 20 м по горизонтали между DUs детектор измеряет в общей сложности 8 мегатонн морской воды. ORCA оптимизирован для изучения осцилляций атмосферных нейтрино в диапазоне энергий от 2 до 30 ГэВ с основной целью определения упорядочения масс нейтрино. Большинство нейтринных событий, наблюдаемых ORCA, будут происходить от взаимодействий электронных и мюонных нейтрино и антинейтрино через заряженный ток (CC), в то время как взаимодействия тау-нейтрино через нейтральный ток (NC) составляют второстепенный фон (7% и 11% от общего числа нейтрино соответственно). При  $E_\nu = 5$  ГэВ, большинство ( $> 50\%$ ) CC событий с мюонными нейтри-

но, обнаруженных ORCA, могут быть правильно идентифицированы как мюонные нейтрино, в то время как менее 15% CC событий с электронными нейтрино ошибочно идентифицированы как мюонные нейтрино. ORCA обеспечит разрешение по энергии нейтрино 30% и разрешение по зенитному углу  $\approx 7^\circ$  при  $E_\nu = 5$  ГэВ. Результат со статистической значимостью  $3\sigma$  для иерархии масс нейтрино ожидается после трех лет сбора данных. ORCA также обеспечит улучшенные измерения параметров атмосферных нейтринных колебаний  $\Delta m_{23}^2$ ,  $\theta_{23}$  и исследует унитарность 3-нейтринного смешения путем измерения нормировки потока  $\nu_\tau$ .

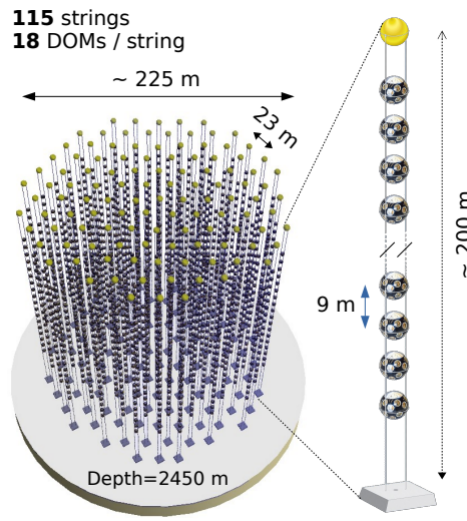


Рисунок 2.1 — Схема детектора KM3NeT/ORCA.

## 2.3. УСКОРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС В ПРОТВИНО

Ускорительный комплекс в Протвино (см. рис.2.2) расположен примерно в 100 км к югу от Москвы, Россия. Его основным компонентом является синхротрон У-70 с окружностью 1.5 км, который ускоряет протоны до 70 ГэВ. У-70 была первоначально построена в 1960-х годах и с тех пор регулярно эксплуатируется. Цепь инжекции протонов включает источник ионов, линейный ускоритель на 30 МэВ и бустерный синхротрон на 1.5 ГэВ. Цепочка ускорителей обычно работает при энергии пучка от 50 ГэВ до 70 ГэВ с интенсивностью протонов до  $1.5 \times 10^{13}$  протонов за цикл. Цикл

протонного пучка составляет 10 с, время выброса пучка до 3.5 с; или 8 с, с рассеянием вывода пучка 5 мкс. Синхротрон У-70 штатно работает при усредненной по времени мощности пучка до 15 кВт. В 1990-х годах в ИФВЭ рассматривалась новая схема инжекции, позволяющая увеличить интенсивность пучка до  $5 \times 10^{13}$  протонов за цикл. Сокращение цикла до 7 с может обеспечить мощность пучка 75 кВт. После некоторых дополнительных усовершенствований мощность пучка может достигнуть 90 кВт. Следовательно, в дальнейшем будет использоваться значение 90 кВт в качестве достижимой цели такой модернизации. Если предположить, что ускоритель работает по нейтринной программе с эффективностью 60% в течение 6 месяцев в году, то один год пучка мощностью 90 кВт соответствует  $0.8 \times 10^{20}$  протонов на мишени. Стоит отметить, что конструкция основного синхротрона У-70 потенциально позволяет работать при мощности пучка до 450 кВт. Такой мощности пучка будет достаточно для прецизионных исследований СР-нарушения.

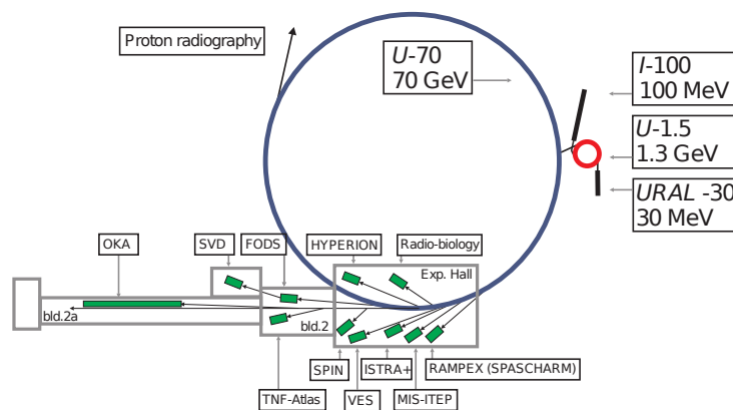


Рисунок 2.2 — Схема ускорительного комплекса в Протвино.

## 2.4. НЕЙТРИННЫЙ ПУЧОК

В Протвино необходимо будет построить новый нейтринный пучок, чтобы реализовать предлагаемую исследовательскую программу. Для обслуживания эксперимента с длинной базой Р2О линия пучка должна быть направлена под углом наклона  $11.7^\circ$  (204 мрад) ниже горизонта (см. рис. 2.3). Базовая конструкция пучка нейтрино, показанная на рис. 2.4, включает следующие основные компоненты: станцию вывода пучка, которая



может быть установлена на секции ускорителя, расположенной в основном экспериментальном зале; секция транспортировки пучка, доставляющая первичные протоны из точки вывода в мишень; графитовая мишень; система фокусировки вторичного пучка с помощью магнитных "горнов"; распадный канал, где нейтрино образуются при распаде пионов и каонов; и поглотитель пучка. Самая длинная часть канала - это распадный канал. В базовом проекте первый зал расположен на глубине 30 м от уровня земли, длина распадного канала 180 м (с учетом оптимизации), поглотительный зал находится на 63 м от уровня земли, а ближний детектор находится на глубине 90 м под землей. Магнитные "горны" позволяют менять полярность электрического тока, чтобы выбирать между нейтринной и антинейтринной модой. По сравнению со старым нейтринным каналом, ранее эксплуатировавшимся в Протвино, новая конструкция канала ставит перед собой следующие новые задачи: 1) потребность в более высокой интенсивности пучка; 2) распадный канал должен быть построен в наклонном туннеле. Эти проблемы должны быть решены в рамках специального научного исследования. Относительно простой компьютерный код использовался для моделирования спектров нейтринного пучка в предлагаемом нейтринном канале, как описано ниже. Пионы и каоны генерируются в мишени с использованием аналитических формул для быстрого расчета выхода вторичных частиц в  $p$ - $A$  взаимодействиях. Параметры распада и допустимые значения детектора для нейтрино рассчитываются в нескольких местах по мере того, как частицы отслеживаются вдоль линии пучка. Спектры нейтрино в дальнем месте детектора рассчитываются с учетом углового распределения рожденных нейтрино и в предположении нулевого угла отклонения оси. Учитываются поглощение, рассеяние и потеря энергии адронов во внутренних проводниках "горнов" и в стенке распадного канала, но третичные частицы не образуются. Такой подход позволяет проверить множество вариантов на предварительном этапе проектирования пучка.

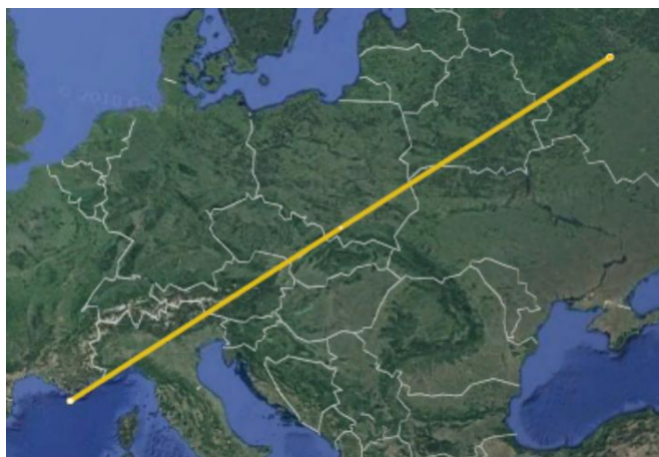


Рисунок 2.3 — Направление нейтринного пучка от Протвино (вверху справа) до ORCA (внизу слева). Длина пути  $\approx 2595$  км, а самая глубокая точка 135 км ниже уровня моря.

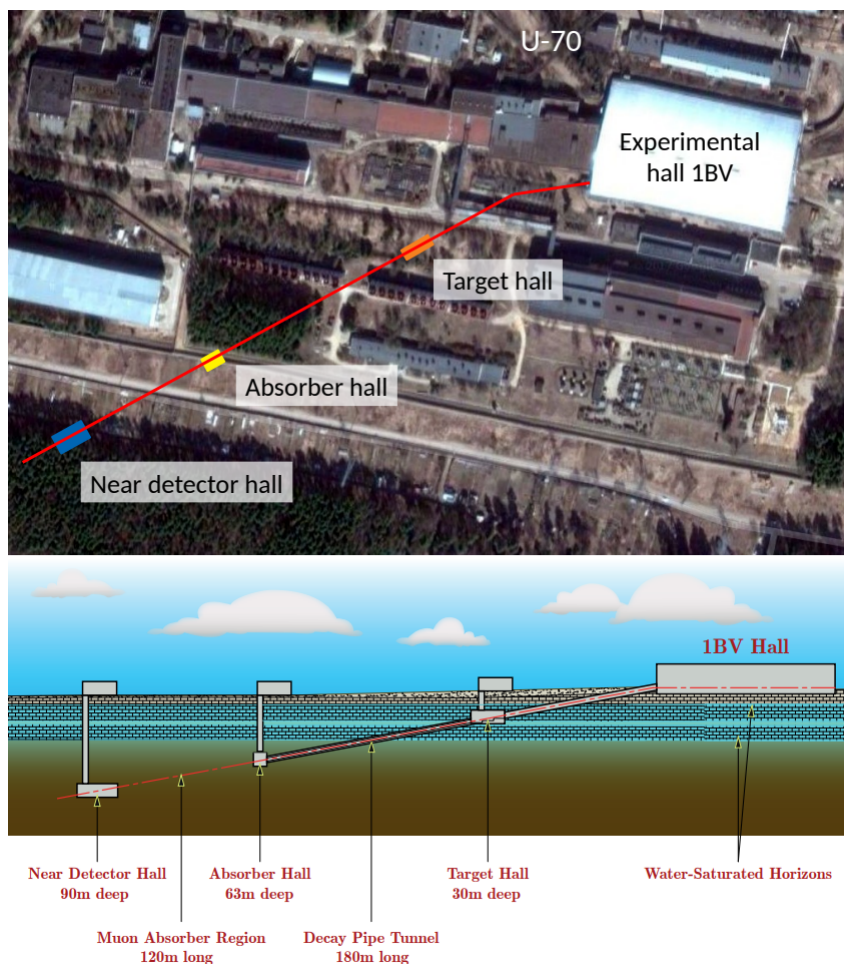


Рисунок 2.4 — Вид сверху и вертикальный вид предполагаемой линии пучка нейтрино.

## 2.5. БЛИЖНИЙ ДЕТЕКТОР

Следуя классической парадигме нейтринных экспериментов с длинной базой, основная цель ближнего детектора заключается в наблюдении за энергетическим спектром, составом и направлением нейтринного пучка вблизи источника до того, как состав изменится осцилляциями. Это важно для контроля неопределенностей измерения и, таким образом, для достижения целевых характеристик и чувствительности эксперимента. Ближний детектор также может быть использован для изучения нейтрино-ядерных взаимодействий, поиска короткобазовых осцилляций и др. исследований. Ближний детектор Р2О должен располагаться примерно в 120 м ниже по потоку от пучка ( $\sim 320$  м от протонной мишени). Детектор должен быть достаточно большим, чтобы полностью содержать адронные каскады, создаваемые нейтрино с энергией 5–10 ГэВ. Треки мюонов, выходящие из объема основного детектора, можно было бы измерить дополнительными детекторами мюонов. Для справки: мюон с энергией 5 ГэВ проходит в воде  $\approx 22$  м, прежде чем остановиться. Выбор технологии и материалов для ближнего детектора — сложная задача. Как правило, предпочтительно использовать один и тот же материал и технологию детектора для ближнего и дальнего детектора, чтобы уменьшить систематические погрешности, связанные с экстраполяцией из одного источника целевого материала к другому и от одной детекторной технологии к другой. Однако дополнительные соображения и ограничения могут потребовать других вариантов конструкции. Например, использование детектора с более высокой степенью детализации на ближней площадке может быть предпочтительнее, поскольку это позволит проводить более точные измерения продуктов взаимодействия нейтрино, что позволит более детально изучить нейтринные сечения и связанную с ними ядерную физику. Ограничения на максимальные размеры ближнего детекторного зала могут потребовать использования тяжелых материалов для уменьшения размеров детектора. Окончательная конструкция ближнего детектора должна сбалансировать все требования и ограничения. В настоящее время рассматривается несколько вариантов конструкции ближнего детектора Р2О. Их можно разделить на две основные группы:

- 1) Детектор высокой детализации, содержащий воду в одной или

нескольких своих подсистемах. Этот вариант конструкции частично вдохновлен конструкциями ближних детекторов в экспериментах T2K и NOvA.

2) Большой резервуар для воды, оснащенный ФЭУ. Это похоже на конструкции TITUS и NuPRISM, предложенные для эксперимента T2HK. Эта конструкция может включать ФЭУ KM3NeT в качестве датчиков света, таким образом точно имитируя условия дальнего детектора (ORCA).

Использование жидкого сцинтиллятора на водной основе рассматривается как возможная альтернатива чистой воде для обоих вариантов конструкции. Часть детектора можно было бы заполнить тяжелой водой, что было бы полезно для изучения ядерных эффектов и определения сечений на свободных протонах и нейтронах. Также может быть рассмотрен вариант использования нескольких детекторов с разными методиками измерения.

### 3. МЕТОД "МЕЧЕННЫХ" НЕЙТРИНО

Пучки нейтрино, производимые на ускорителях, в основном получают путем генерации интенсивного пучка пионов, которые распадаются в полете как  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \overset{\leftrightarrow}{\nu}_\mu$ . Непрерывный прогресс в кремниевых пиксельных детекторах позволяет работать с трекерами пучка при все более высоких скоростях частиц. Таким образом, становится возможной линия пучка нейтрино, оснащенная кремниевыми трекерами. Эти инструменты позволят восстановить все распады  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \overset{\leftrightarrow}{\nu}_\mu$  от следов входящего и исходящего распада заряженной частицы. Используя эту информацию, для каждого распада может образовываться “меченное” нейтрино со свойствами, которые мы можем определить:

- аромат начального нейтрино, чтобы соответствовать заряженному лептону,
- киральность, противоположная лептонной, или выведенная от электрического заряда пиона,
- направление и энергия нейтрино.

На основании временного и углового совпадения каждое нейтрино, взаимодействующее в детекторе, может быть связано с одним “меченым” нейтрино.

Метод мечения нейтрино имеет три основных преимущества [3]. Во-первых, он позволяет реконструировать почти все нейтрино в пучке. Во-вторых, он позволяет проследить каждое взаимодействующее нейтрино от регистрации до рождения в распаде  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \overset{\leftrightarrow}{\nu}_\mu$ . Эта способность позволяет в свою очередь точно восстановить свойства взаимодействующие нейтрино, используя кинематику распада. Возможность реконструировать все нейтрино в пучке позволяет полностью охарактеризовать поток с точки зрения энергии, киральности и начального аромата в любом месте ниже по потоку от пучка. Эти знания о потоке значительно улучшило бы измерения нейтринных осцилляций. Действительно, эти измерения обычно

проводятся для сравнения состава потока на близком расстоянии от области генерации нейтрино, где осцилляция нейтрино еще не произошла, и ниже по потоку на расстоянии, соответствующем одному из максимумов осцилляции. Поскольку два места разделены на расстояниях до нескольких сотен или тысяч километров, два детектора, используемые для измерения потока покрывают очень разные телесные углы. Эта разница требует внесения поправок в измеряемые потоки. Эти поправки не тривиальны, так как среднее значение энергии нейтрино зависит от направления нейтрино, а, сечение нейтрино зависит от энергии. В результате они вносят большие систематические неопределенности в параметры нейтринных осцилляций. В меченном эксперименте эти поправки не нужны, и соответствующие систематические неопределенности будут устранены.

Реконструкция энергии "меченного" нейтрино не зависит от конечного состояния взаимодействия нейтрино. Отсюда, сравнивая энергии "меченного" нейтрино к видимой энергии, выделяемой в детекторе взаимодействующим нейтрино, можно определить процесс, происходящий с нейтрино во время взаимодействия. Например, эта способность позволила бы идентифицировать NS события, поскольку они выделяют меньшую видимую энергию, чем SS события, за счет уходящих нейтрино. Оценка и спектр NS событий не зависят от нейтринных осцилляций. Поэтому их условно считают фоном для колебательного сигнала. Однако в меченном эксперименте эти события могли быть не только изолированы от сигнала, но они также могут служить для анализа, например, для дальнейшего ограничения нейтринного потока.

Метод "меченных" нейтрино позволяет определять киральность нейтрино от события к событию. Следовательно, в эксперименте с "меченными" нейтрино чередование полярности пучка больше не требуется и нейтрино, и антинейтрино могут быть собраны вместе. Эта возможность позволяет собирать выборки данных в два раза больше, чем у обычного времени сбора данных и пучка той же мощности. Более того, объединение обеих киральностей вместе является сильным преимуществом для дальнейшего снижения систематической неопределенности в попытке точно определить лептонную CP-нарушающую фазу, для которой асимметрия между нейтрино и антинейтрино имеет решающее значение.

Доступны различные способы для уменьшения плотности пучка частиц. Во-первых, частицы можно разнести во времени, извлекая их из ускорителя за несколько секунд, вместо обычного цикла в несколько микросекунд. Во-вторых, плотность частиц может уменьшаться за счет увеличения поперечного профиля пучка. Наконец, частицы могут быть выбраны по импульсу таким образом, чтобы сохранить только те  $\pi$ -мезоны, которые производили бы нейтрино в диапазоне энергий, соответствующем изучаемым явлениям.

Фокусировка родительских частиц в канале "меченных" нейтрино может осуществляться квадрупольями. Эти квадрупольи могут быть расположены так, чтобы фокусировать оба  $\pi^+$  и  $\pi^-$ . Тогда киральность нейтрино определяется событием за событием.

Исходя из этих соображений, можно предложить конструкцию канала "меченных" нейтрино, как показано на рис.3.1. В этой конструкции протоны выводятся на мишень в течение нескольких секунд с использованием медленного вывода. Заряженные частицы, выходящие из мишени, перефокусируются с использованием четырех квадрупольей, чтобы обеспечить аналогичное восприятие для  $\pi^+$  и  $\pi^-$  мезонов. Затем частицы отбираются по импульсу с помощью дипольного магнита и коллиматора. Ожидается, что этот выбор импульса уменьшит скорость частиц на один-два порядка за счет удаления заряженных частиц с низким импульсом. Пучок разделяется диполем на две ветви. Положительно заряженные частицы отклоняются в одном направлении, а отрицательно заряженные - в противоположном направлении. В каждой ветви частицы пучка восстанавливаются по траекториям, параллельным исходным, с помощью дипольного магнита с магнитным полем, противоположным первому. Наконец, то же расположение магнитов, но расположенных в обратном порядке, восстанавливает частицы пучка по траекториям, выровненным с исходными. Таким образом, четыре магнита образуют ахромат. Внутри и после ахромата установлены два набора станций мечения с временным разрешением. Они позволяют измерять направление  $\pi$ -мезонов, поскольку траектории частиц внутри и снаружи ахромата параллельны. Импульс получается путем измерения смещения между двумя траекториями, которое масштабируется в зависимости от жесткости частицы. Затем  $\pi$ -мезоны проходят по распадно-

му длиной около  $\mathcal{O}(100)$  м, где они могут распасться. В конце распадного канала находится дипольный магнит с двумя наборами станций мечения, один после и один перед магнитом, они позволяют измерять направление  $\mu^\pm$ , электрический заряд и импульс.

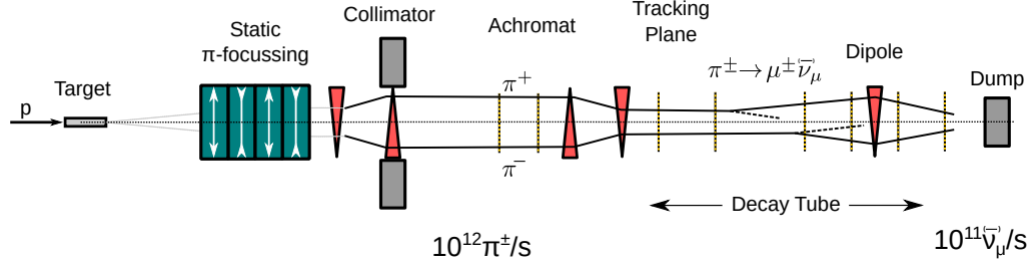


Рисунок 3.1 — Схема возможной линии пучка, позволяющей помечать нейтрино. Участок линии пучка перед входом в распадный канал должен быть как можно короче. Синие прямоугольники представляют квадруполь, красные треугольники — диполи, а вертикальные пунктирные линии соответствуют плоскостям мечения. Их количество и расположение не оптимизированы.

Участок линии пучка перед входом в распадную трубку должен быть как можно короче, так как распад  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \bar{\nu}_\mu$ , происходящий в этом месте, не может быть восстановлен. К счастью, количество нейтрино от ранних распадов, которые случайно попадают в дальний детектор, значительно уменьшается из-за неправильной коллимации пучка  $\pi$ -мезонов до последнего квадруполь. Аналогично, после последнего дипольного магнита и плоскости слежения частицы должны быть поглощены как можно быстрее, чтобы предотвратить не отслеживаемый распад  $\pi$ -мезона на  $\mu$ .



## 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ КАНАЛА "МЕЧЕННЫХ" НЕЙТРИНО В ЭСКПЕРИМЕНТЕ P2O

При прохождении протонного пучка через мишень образуются p-A взаимодействия, в результате которых образуются  $\pi$ -мезоны и каоны. В данной работе мы не рассматриваем образование каонов, нас интересует только образование  $\pi$ -мезонов.  $\pi$ -мезоны попадают в распадный канал длиной 140 метров, в котором находится система мечения на последних 10 метрах. Для того чтобы в детектор попали только необходимые нам нейтрино, мы используем поглотитель, состоящий из стальных балок длиной 55 м. Схема возможного нейтринного канала, позволяющего формировать "меченные" нейтрино показана на рис.4.1.

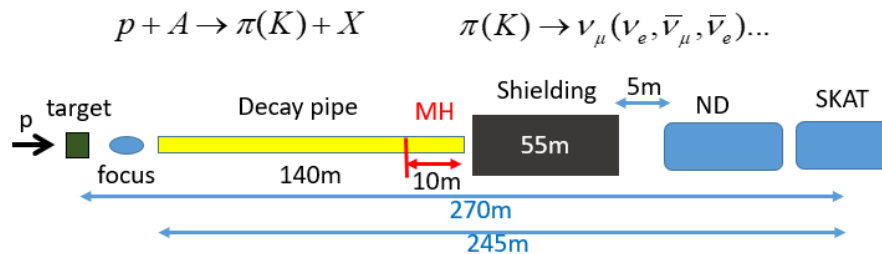


Рисунок 4.1 — Схема возможного нейтринного канала, позволяющего формировать "меченные" нейтрино.

Для распадного канала длиной 100 м были получены распределения  $\pi$ -мезонов различных энергий, а также доля распавшихся в распадном канале  $\pi$ -мезонов.  $\pi$ -мезоны с импульсом 10 ГэВ в среднем распадаются на расстоянии 45.56 м (рис.4.2.), в отличие от пи-мезонов с импульсом 1 ГэВ, которые распадаются на расстоянии 35.77 м (рис.4.3.).

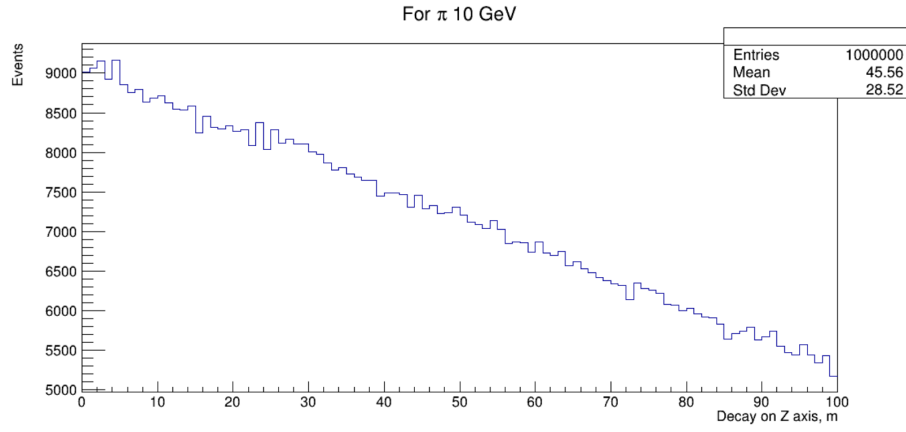


Рисунок 4.2 — Распределение  $\pi$ -мезонов по длине распадного канала (для  $P_\pi = 10$  ГэВ).

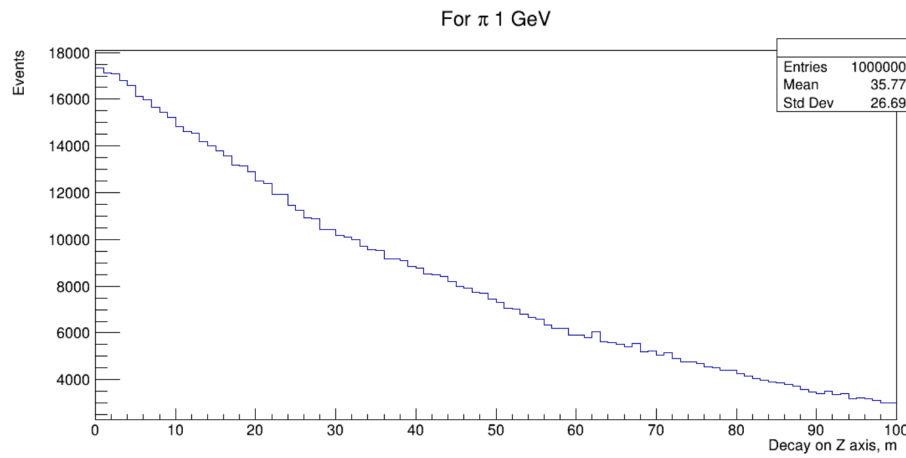


Рисунок 4.3 — Распределение  $\pi$ -мезонов по длине распадного канала (для  $P_\pi = 1$  ГэВ).

При прохождении  $\pi$ -мезонов в распадном канале происходит распад  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \bar{\nu}_\mu^\pm$ . Для определения импульсов и угла разлета вторичных частиц было проведено моделирование распада 10 ГэВ-ного  $\pi^+$ -мезона (см.рис.4.4 и 4.5).

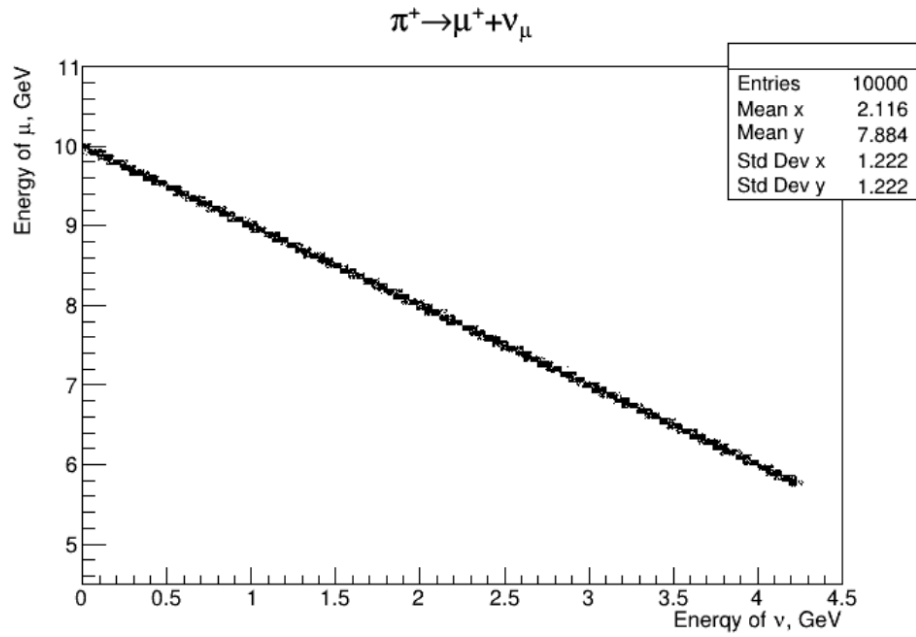


Рисунок 4.4 — Двумерная гистограмма импульсов мюона и нейтрино от распада 10 ГэВ-ного  $\pi^+$ -мезона.

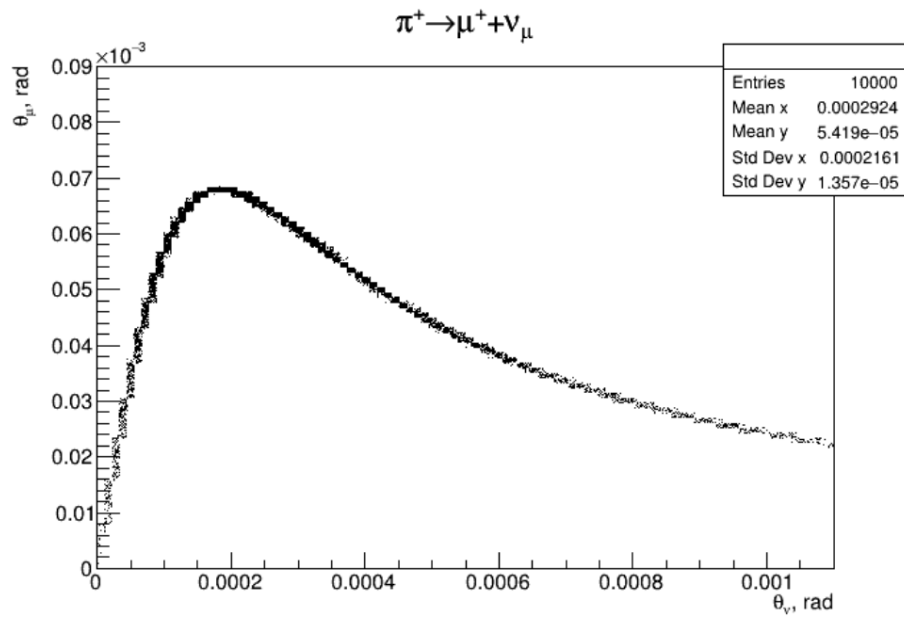


Рисунок 4.5 — Двумерная гистограмма углов разлета мюона и нейтрино от распада 10 ГэВ-ного  $\pi^+$ -мезона.

Для нейтрино от распада  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  ( $P_\pi = 10$  ГэВ,  $\pi$ -мезоны распадаются в распадном канале длиной 140 м) были получены импульсы и доля нейтрино, попавших в нейтринный детектор (ND размерами 2x2 м<sup>2</sup>, расположенный в 200 м). Из 10 тысяч событий были зарегистрированы 561 нейтрино, что примерно равно 5.6% (см.рис.4.6,4.7).

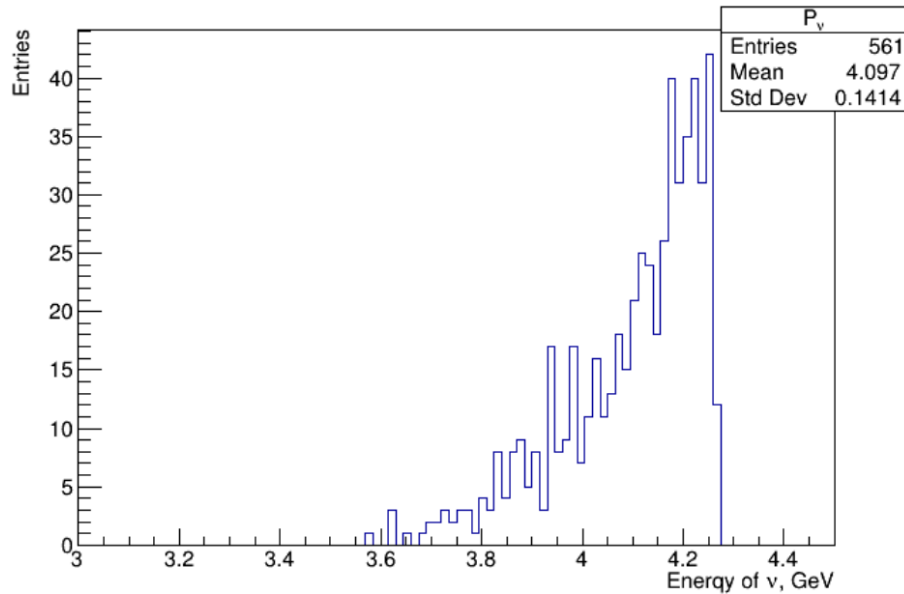


Рисунок 4.6 — Импульс нейтрино попавших в детектор от распада 10 ГэВ-ного  $\pi$ -мезона.

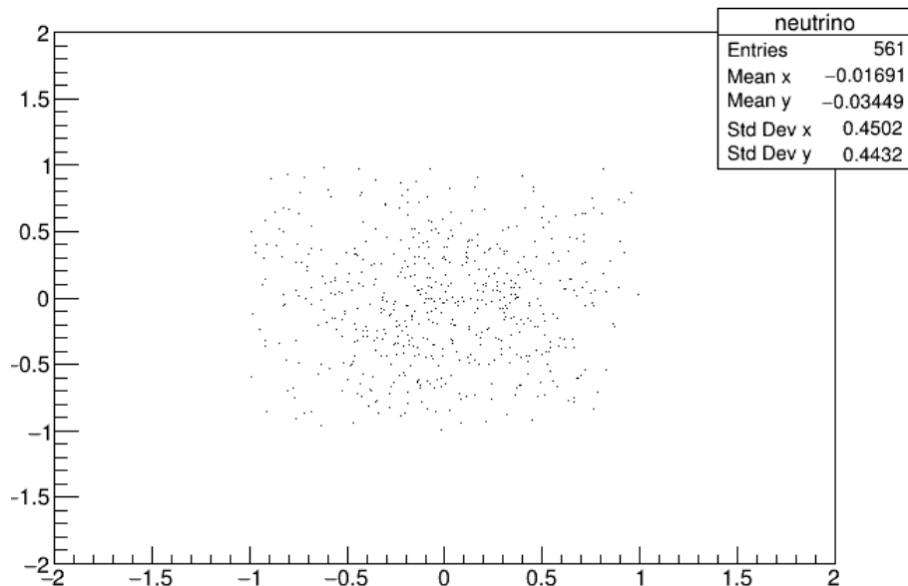


Рисунок 4.7 — Доля нейтрино, попавших в детектор размером 2x2 м<sup>2</sup> от распада 10 ГэВ-ного  $\pi$ -мезона.

Ранее в Протвино был получен график для спектра  $\pi^+$ -мезонов с различными энергиями в канале "меченных"нейтрино (см. рис.4.8.). Для ис-

следования с помощью станций мечения используем  $\pi^+$ -мезоны с энергией 10 ГэВ.

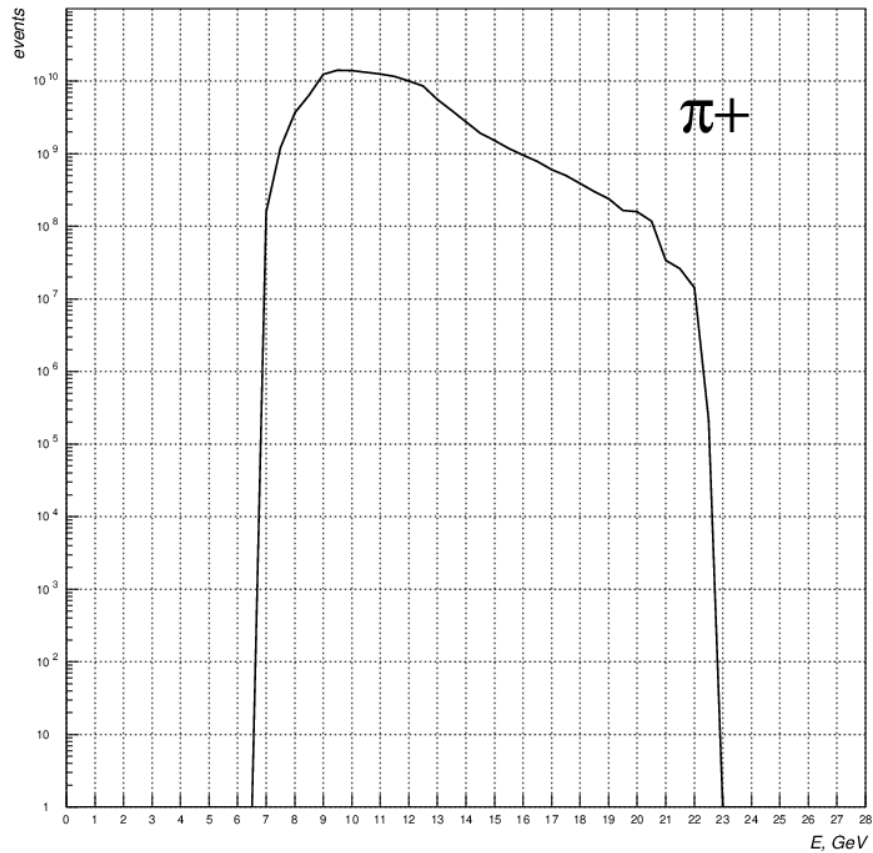


Рисунок 4.8 — Спектр  $\pi^+$ -мезонов с различными энергиями в канале "меченных"нейтрино.

Длина трубы распада 140 м, а система мечения расположена на последних 10 метрах. Схема системы мечения изображена на рис.4.9. В системе мечения находятся два магнита, которые отклоняют направление импульсов частиц. Зная все параметры магнитов, плоскостей мечения, импульсы частиц в x,y,z направлениях и x,y,z координаты частиц во всех плоскостях мечения можно определить угол отклонения направления импульса частицы и сам импульс частицы.

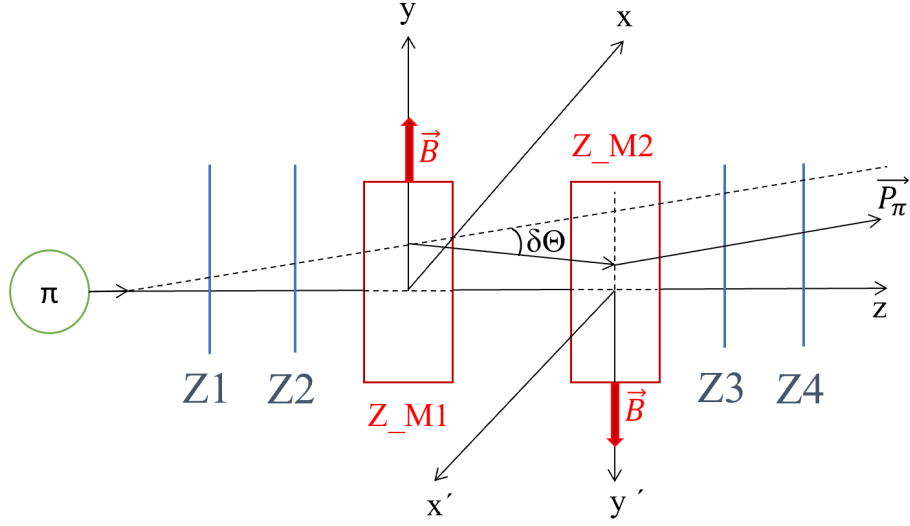


Рисунок 4.9 — Системы мечения  $\pi$ -мезонов: оси координат  $x, y, z$ , магнитное поле  $\vec{B}$  направлено по оси  $Oy$ ; плоскости мечения  $Z_1, Z_2$ , магниты  $Z_{M1}, Z_{M2}$ , плоскости мечения  $Z_3, Z_4$ .

Использование данной станции мечения позволяет измерять направление  $\pi$ -мезонов, поскольку траектории частиц до магнитов и после параллельны. Формула для измерения угла  $\Theta_\pi$  в плоскости  $xz$  с использованием станции мечения:

$$\Theta_{\pi_{xz}} = \arctan \left( \frac{x_2 - x_1}{z_2 - z_1} \right) \quad (4.1)$$

где  $x$  и  $z$  -  $x$ -координата  $\pi$ -мезона и  $z$ -координата  $\pi$ -мезона соответственно, индексы соответствуют номеру плоскости мечения.

Импульс получается путем измерения смещения между двумя траекториями, которое масштабируется в зависимости от импульса  $\pi$ -мезона. При прохождении  $\pi$ -мезона через магнит его направление в плоскости  $xz$  отклоняется на угол:

$$\delta\Theta_{\pi_{xz}} = \frac{30\vec{B}L_B}{P_{\pi_{xz}}} \quad (4.2)$$

где  $\vec{B}$  индукция магнитного поля в диполе,  $L_B$  расстояние между диполями. Угол  $\delta\Theta_{\pi_{xz}}$  может быть определен с помощью измерения смещения направления  $\pi$ -мезона.

$$\tan(\Theta_{\pi_{xz}} + \delta\Theta_{\pi_{xz}}) = \frac{\left(x_3 - \left(\frac{x_2 - x_1}{z_2 - z_1}\right)(z_3 - z_1) + x_1\right)}{L_B} + \tan(\Theta_{\pi_{xz}}) \quad (4.3)$$

Найдя  $\delta\Theta_{\pi_{xz}}$  из данной формулы можно измерить  $P_{\pi_{xz}}$ . Отметим, что компоненту импульса  $P_{\pi_y}$  мы не можем измерить с использованием данной станции мечения.

Для определения ошибки измерений были сделаны графики для  $\Delta P_\pi$  при  $\theta_\pi = 1, 2$  градуса (рис.4.10 и рис.4.11 соответственно). При увеличении угла наклона пучка  $\pi$ -мезонов увеличивается ошибка измеренного  $\Delta P_\pi$ .

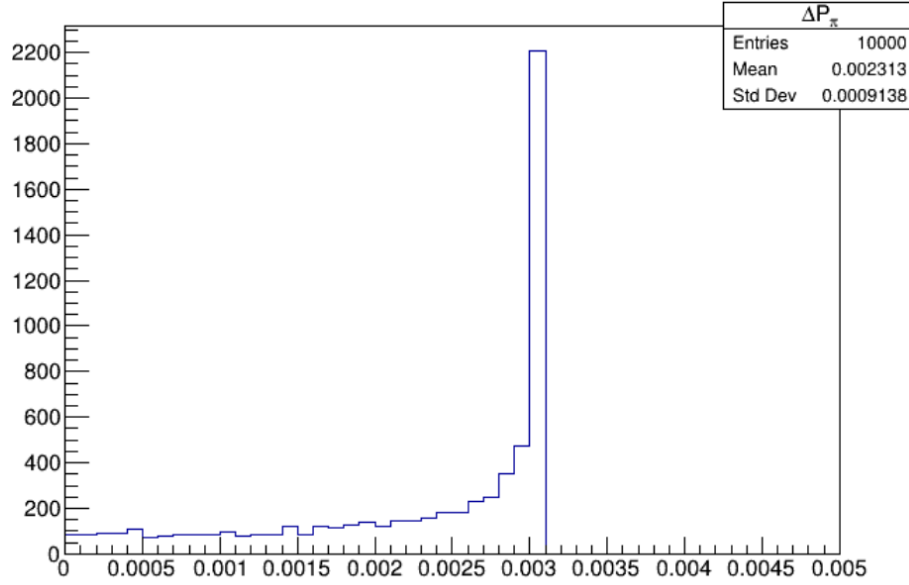


Рисунок 4.10 —  $\Delta P_\pi$  при  $\theta_\pi = 1$  градус.

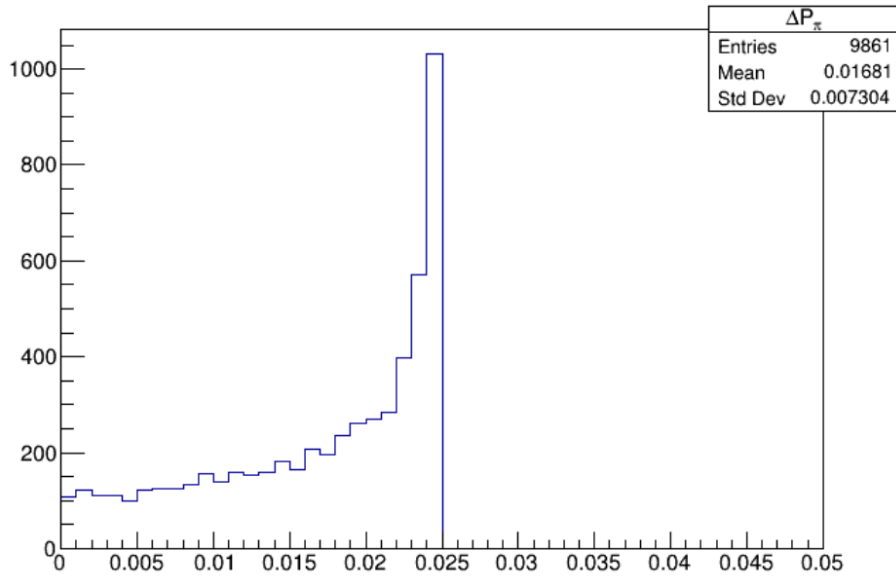


Рисунок 4.11 —  $\Delta P_\pi$  при  $\theta_\pi = 2$  градуса.

После прохождения мюонов станций мечения можно определить импульс и долю "меченных" нейтрино, попавших в нейтринный детектор, используя кинематические формулы. Для определения ошибки измерений в станции мечения были сделаны графики для  $\Delta P_\nu$  "меченных" нейтрино при  $\theta_\pi = 1, 2$  градуса (рис.4.12 и рис.4.13 соответственно).

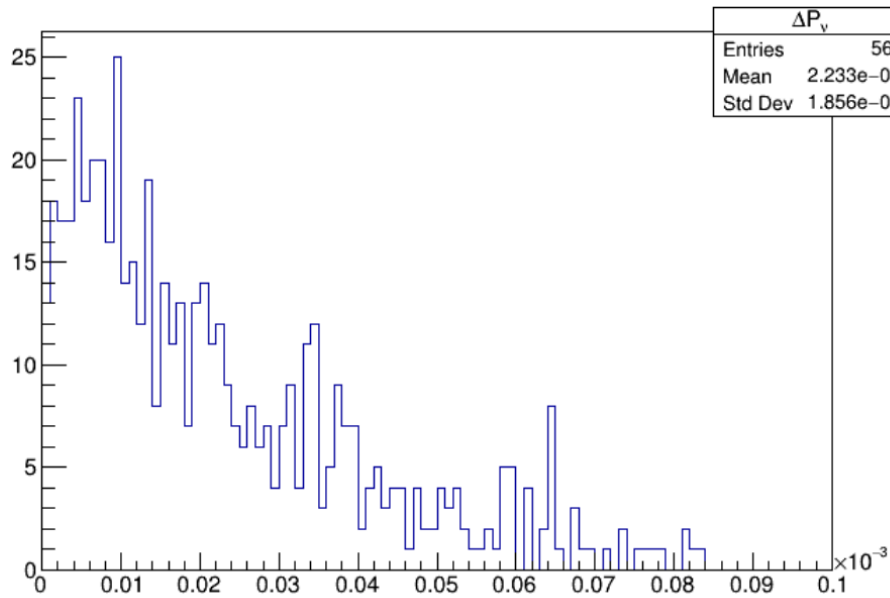


Рисунок 4.12 —  $\Delta P_\nu$  при  $\theta_\pi = 1$  градус.



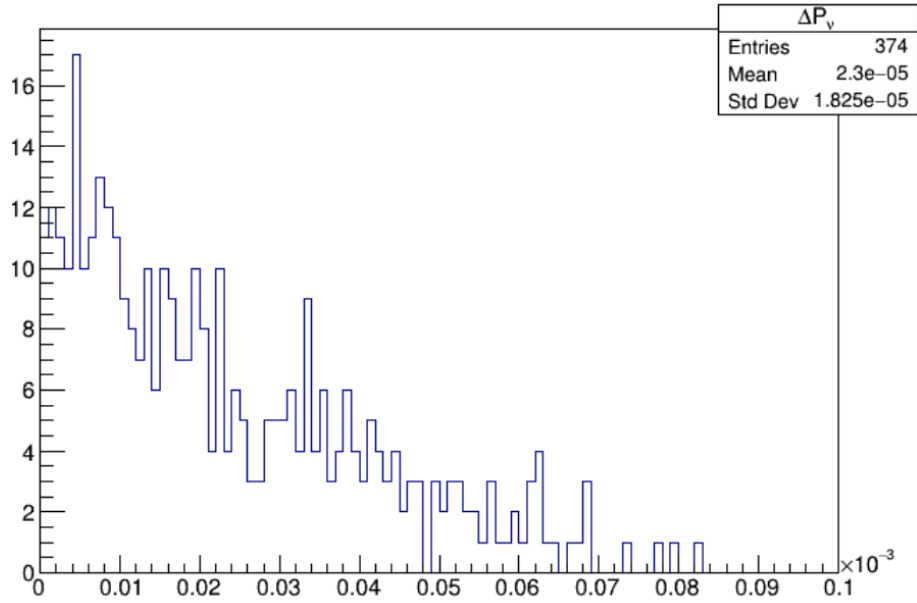


Рисунок 4.13 —  $\Delta P_\nu$  при  $\theta_\pi = 2$  градуса.

По гистограммам видно, что с увеличением угла наклона пучка  $\pi$ -мезонов увеличивается ошибка измерения импульсов "меченных" нейтрино и уменьшается доля "меченных" нейтрино, попавших в детектор.

Разрешение по направлениям  $\pi^\pm$  и  $\mu^\pm$  ограничено многократным кулоновским рассеянием, которому  $\pi^\pm$  и  $\mu^\pm$  подвергаются, соответственно, в последней и первой плоскости мечения, которую они пересекают. В точке распада восстановленные направления  $\pi^\pm$  и  $\mu^\pm$ ,  $\pi_R$  и  $\mu_R$ , отличаются от истинных  $\pi_T$  и  $\mu_T$ , поскольку  $\pi^\pm$  и  $\mu^\pm$  подвергаются многократному кулоновскому рассеянию в последней и первой плоскости мечения, которые они пересекают соответственно (см.рис.4.14). На данный момент в работе мы не учитываем многократное кулоновское рассеяние в плоскостях мечения.

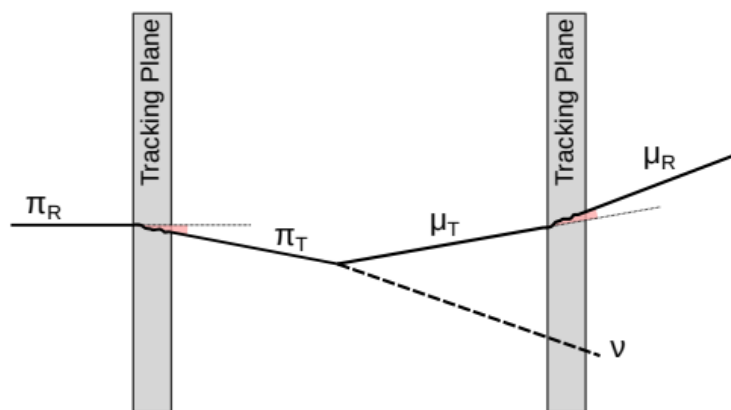


Рисунок 4.14 — Данная схема, описывает гипотезу, сделанную на достижимые разрешения по направлениям  $\pi^\pm$  и  $\mu^\pm$ .

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было разработано моделирование канала "меченных" нейтрино для эксперимента P2O. В ходе работы были получены следующие результаты:

- разработан и отлажен код для изучения канала "меченных" нейтрино;
- промоделирован распад  $\pi$ -мезонов с энергией 10 ГэВ;
- были произведены ошибки измерений для импульса  $\pi$ -мезонов в распадном канале с использованием станции мечения с разными углами наклона пучка  $\pi$ -мезонов;
- также произведены ошибки измерений для импульса "меченных" нейтрино, попавших в детектор, в канале "меченных" нейтрино.

В дальнейшем необходимо будет определить оптимальные параметры для станции мечения, добавить поправки на рассеяние  $\pi^\pm$  и  $\mu^\pm$  для того, чтобы учесть ошибки измерения углов и координат, которые измеряются с помощью станции мечения, также планируется рассмотреть вопросы привязки нейтрино, помеченных в канале, к нейтрино, провзаимодействовавшим в детекторе.

# СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Precision Neutrino Oscillation Measurements using Simultaneous High-Power, Low-Energy Project-X Beams / M. Bishai [et al.]. — 2013.
2. Letter of interest for a neutrino beam from Protvino to KM3NeT/ORCA / A. V. Akindinov [et al.] // The European Physical Journal C. — 2019. — Vol. 79, no. 9.
3. *Perrin-Terrin M.* Neutrino Tagging: a new tool for accelerator based neutrino experiments. — 2021.