

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Исследование нейтринных осцилляций в ускорительных экспериментах с длинной базой

Ю.Г. Куденко

Представлен обзор по исследованию осцилляций нейтрино в ускорительных экспериментах с длинной базой. Рассмотрена феноменология нейтринных осцилляций в рамках минимальной Стандартной нейтринной модели (νSM), включающей в себя смешивание трёх активных нейтрино. Детально описаны недавно законченный первый ускорительный эксперимент с длинной базой K2K и проводимые в настоящее время эксперименты MINOS и OPERA; представлены осцилляционные параметры, полученные при комбинированном анализе результатов всех осцилляционных экспериментов. Подробно обсуждается эксперимент с короткой базой MiniBooNE и полученные в этом эксперименте результаты по поиску лёгких стерильных нейтрино. Значительное внимание уделено поиску осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и измерению угла θ_{13} в экспериментах с мюонными нейтрино. Изложена концепция смещённого от оси (off-axis) нейтринного пучка, представлены детали эксперимента T2K; обсуждаются физические задачи этого эксперимента, который приступил к набору статистики в начале 2010 г. Рассмотрены также находящийся в стадии подготовки эксперимент NOvA и осцилляционные эксперименты следующего поколения с использованием бета-пучков и нейтринной фабрики.

PACS numbers: 12.60. -i, 14.60.Pq, 25.30.Pt

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201106a.0569

Содержание

1. Введение (569).
2. Феноменология нейтринных осцилляций (571).
3. Эксперименты с длинной базой первого поколения (573).
3.1. Эксперимент K2K. 3.2. Эксперимент MINOS. 3.3. Эксперимент OPERA.
4. Эксперимент с короткой базой MiniBooNE (581).
4.1. Результаты. 4.2. Возможные интерпретации результатов.
5. Осцилляционные параметры и масса нейтрино (583).
6. Эксперименты с длинной базой второго поколения (583).
6.1. Эксперимент T2K. 6.2. Эксперимент NOvA.
7. Отдалённое будущее (590).
7.1. Бета-пучки и нейтринная фабрика.
8. Заключение (592).
- Список литературы (593).

1. Введение

Продолжительные эксперименты с солнечными и атмосферными нейтрино привели к открытию нейтринных осцилляций и принципиально изменили наше понимание физики нейтрино, поскольку это явление возможно только при отличной от нуля массе нейтрино. В Стандартной модели нейтрино являются безмассовыми

частицами, которые в процессе распространения со скоростью света не могут изменять свой аромат и, следовательно, не смешиваются, так как законы сохранения лептонного числа постулированы эмпирически для трёх семейств лептонов. На самом деле, как это следует из осцилляций, нейтрино имеют малую ненулевую массу, смешиваются, и ароматы нейтрино (лептонные числа) не сохраняются. Этот фундаментальный результат явился прямым экспериментальным доказательством существования новой физики вне рамок Стандартной модели и одновременно положил начало изучению этой физики.

История нейтринных осцилляций начинается с работ Б.М. Понтекорво [1, 2], в которых была выдвинута гипотеза осцилляций $\nu \rightarrow \bar{\nu}$ через смешивание двух майорановских нейтрино по аналогии с осцилляциями $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$. Поскольку в 1950-е годы было известно только электронное нейтрино, то для описания осцилляций Б.М. Понтекорво ввёл понятие стерильного нейтрино, которое является нейтральным фермионом и не участвует в слабых взаимодействиях [3]. В 1968 г. В.Н. Грибов и Б.М. Понтекорво предположили, что нейтрино, рождённые с определённым ароматом, могут менять свой аромат (нарушать лептонное число) с вероятностью, зависящей от расстояния до источника [4]. Фактически эта работа заложила фундамент для экспериментального поиска осцилляций нейтрино и предложила чувствительный метод измерения малых масс нейтрино.

Первое указание на существование осцилляций нейтрино было получено в хлорном эксперименте Р. Дэвиса [5], в котором был обнаружен дефицит солнечных ν_e :

Ю.Г. Куденко. Институт ядерных исследований РАН,
просп. 60-летия Октября 7А, 117312 Москва, Российская Федерация
Тел. (496) 751-01-84. E-mail: kudenko@inr.ru

Статья поступила 26 июля 2010 г.,
после доработки 11 ноября 2010 г.

экспериментально измеренный поток нейтрино составил величину около $1/3$ от предсказанного Стандартной солнечной моделью потока нейтрино [6].

Измерения борных солнечных нейтрино черенковскими детекторами Камиоканде [7–9] и Супер-Камиоканде [10], которые однозначно идентифицировали солнечные нейтрино и отделяли их от фона благодаря восстановлению направления детектируемых нейтрино и измерению пространственной корреляции с положением Солнца, также показали, что поток нейтрино составляет около 46 % от предсказанного. Два радиохимических галлиевых эксперимента: SAGE (аббревиатура от Soviet-American Gallium Experiment) [11] и GALLEX (GALLium EXperiment) [12], детектирующие солнечные нейтрино с низким энергетическим порогом 0,23 МэВ, также подтвердили этот эффект.

Несмотря на надёжно измеренный дефицит солнечных нейтрино четырьмя независимыми экспериментами, радиохимические детекторы и Супер-Камиоканде не давали однозначного ответа на вопрос о причине этого эффекта. Модельно независимое доказательство перехода ν_e в ν_μ и ν_τ было получено в эксперименте SNO (Sudbury Neutrino Observatory) [13], в котором использовался детектор с тяжёлой водой. Детектирование солнечных нейтрино осуществлялось как через заряженные слабые токи, чувствительные только к электронным нейтрино, так и через нейтральные слабые токи, чувствительные к полному потоку активных нейтрино от Солнца. Упругое рассеяние нейтрино на электроны, которое происходит как через заряженный, так и через нейтральный токи, также измерялось и использовалось для контроля. В этом эксперименте было обнаружено, что поток электронных нейтрино составил величину $\approx 1/3$ от потока всех типов нейтрино, измеренного через нейтральный ток. Тем самым было доказано, что электронные нейтрино, которые являются единственным типом нейтрино, возникающим в солнечном цикле, переходят в другие типы нейтрино (ν_μ и ν_τ) на пути от Солнца к Земле.

Независимое подтверждение осцилляций нейтрино с параметрами, характерными для солнечных нейтрино, было осуществлено в реакторном эксперименте с длинной базой KamLAND (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) [14], который обнаружил дефицит реакторных антинейтрино, измерил искажение спектра и получил наиболее точное значение разности квадратов масс.

Однозначное экспериментальное обнаружение осцилляций атмосферных нейтрино было сделано на подземной установке Супер-Камиоканде [15]. Благодаря возможности черенковского детектора измерять направление и энергию электронов и мюонов, рождённых атмосферными мюонными и электронными нейтрино в объёме детектора, было установлено, что экспериментально измеренный поток мюонных нейтрино существенно меньше рассчитанного потока, причём наибольшее расхождение наблюдалось для событий, в которых нейтрино проходили сквозь Землю в направлении снизу вверх. В то же время измеренный поток электронных нейтрино находился в полном согласии с потоком, рассчитанным в предположении отсутствия осцилляций. Этот результат впоследствии был подтверждён двумя ускорительными экспериментами с длинной базой: K2K (KEK-to-Kamioka) [16] и MINOS (Main

Injector Neutrino Oscillation Search) [17], которые обнаружили дефицит общего числа мюонных нейтрино в дальнем детекторе, по сравнению с ожидаемым потоком нейтрино в отсутствие осцилляций. В обоих экспериментах также было обнаружено и измерено искажение формы спектра мюонных нейтрино в дальнем детекторе, которое имело характерную для осцилляций синусоидальную зависимость от L/E_ν (L — пролётная длина нейтрино, E_ν — энергия нейтрино), наблюдаемую также в Супер-Камиоканде [18]. Параметры осцилляций мюонных нейтрино, полученные в этих трёх экспериментах, блестяще согласуются между собой. Этот эффект хорошо описывается "чистыми" переходами мюонных нейтрино в тау-нейтрино с разностью квадратов масс $\sim 2 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ и почти максимальным смешиванием, хотя альтернативные модели полностью не исключены. Так, например, вероятность того, что распады мюонных нейтрино на более лёгкие частицы могут имитировать нейтринные осцилляции, составила всего 0,1 % [18]. Вопрос о смешанных переходах, т.е. осцилляции плюс примесь других процессов, остаётся открытым и будет рассмотрен в разделе 3.2, посвящённом эксперименту MINOS.

Осцилляционные эксперименты открыли существование ненулевой массы нейтрино и смешивание ароматов нейтрино, но эти эксперименты не могут определить абсолютную шкалу масс, знание которой имеет фундаментальное значение, являясь окном в новую физику. Информация о массе нейтрино может быть получена из космологических данных и прямого прецизионного измерения бета-распада. Космологические данные чувствительны к сумме масс всех массовых состояний нейтрино [19, 20], а измерения бета-распада трития наиболее чувствительны к массе электронного антинейтрино [21].

Осцилляционные эксперименты также не дают информации о природе нейтрино. Как известно, все заряженные фермионы (лептоны и кварки) являются дираковскими частицами, но в отличие от них нейтрино имеет нулевой электрический заряд, следовательно, нейтрино могут быть майорановскими фермионами, т.е. являться собственными античастицами. Однозначным доказательством этого было бы экспериментальное наблюдение процесса безнейтринного двойного бета-распада (см. работы [22–24]), идущего с нарушением полного лептонного числа, что возможно только для майорановских нейтрино.

Сейчас изучение осцилляций нейтрино находится в начале продолжительного этапа прецизионных измерений. Одна из центральных ролей в этой долгосрочной программе отводится ускорительным экспериментам с длинной базой. Первые два поколения таких экспериментов будут детально рассмотрены в разделе 3.6. Это — пионерский эксперимент с длинной базой K2K, завершённый в 2005 г., эксперименты MINOS и OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus) [25, 26], которые ведут набор статистики в настоящее время, а также эксперименты второго поколения T2K (Tokai-to-Kamioka) [27] и NOvA (NuMI (Neutrinos at the Main Injector) Off-Axis ν_e Appearance) [28], в которых предполагается использовать смещённый от оси квазимоноэнергетичный пучок мюонных нейтрино, оптимизированный для измерений в первом максимуме осцилляций атмосферных нейтрино. Эти эксперименты представ-

ляют основное направление исследований с ускорительными нейтрино на ближайшие 10–15 лет и в значительной степени определяют дальнейшие перспективы ускорительной нейтринной физики.

В разделе 4 также рассмотрен ускорительный эксперимент с короткой базой MiniBooNE (BooNE — аббревиатура от "Booster Neutrino Experiment") [29], основной целью которого является измерение осцилляций мюонных нейтрино в области $\Delta m^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$, т.е. проверка результата, полученного в эксперименте LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) [30].

Планируемое в отдалённой перспективе исследование свойств нейтрино на нейтринных фабриках или бетатрубах также будет кратко рассмотрено. Следует отметить, что многие аспекты физики нейтринных осцилляций, методика и результаты осцилляционных ускорительных экспериментов довольно подробно изложены в работах [31–35].

2. Феноменология нейтринных осцилляций

Нейтринные осцилляции описываются так называемой Стандартной нейтринной моделью (vSM), которая является минимальной моделью, включающей в себя смешивание трёх типов нейтрино. Физика нейтринных осцилляций описывается унитарной матрицей U [36], которая связывает три типа активных нейтрино: ν_e , ν_μ , ν_τ , имеющих левую спиральность, с массовыми состояниями ν_1, ν_2, ν_3 , которым соответствуют массы m_1, m_2, m_3 :

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

Унитарность матрицы U означает, что для каждого массового состояния ν_1, ν_2, ν_3 суммарная вероятность примеси ν_e, ν_μ, ν_τ равна 1. В общем случае элементы этой матрицы должны быть комплексными величинами. Матрица U может быть параметризована тремя углами смешивания, $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$, и тремя физическими CP-нечётными фазами. В удобном для физического анализа виде матрица U может быть представлена как произведение четырёх матриц:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} \exp(-i\delta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} \exp(-i\delta) & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp \frac{i\alpha_1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \exp \frac{i\alpha_2}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Соотношение между элементами матрицы (2) и углами смешивания выглядит следующим образом:

$$\frac{|U_{e2}|^2}{|U_{e1}|^2} = \tan^2 \theta_{12}, \quad \frac{|U_{\mu 3}|^2}{|U_{\tau 3}|^2} = \tan^2 \theta_{23}, \\ U_{e3} = \sin \theta_{13} \exp(-i\delta). \quad (3)$$

Вероятность осцилляций нейтрино, как будет показано ниже, зависит от трёх углов смешивания, двух разностей квадратов масс, $\Delta m_{12}^2 = m_2^2 - m_1^2$ и $\Delta m_{23}^2 = m_3^2 - m_2^2$, и

дираковской CP-нечётной фазы δ . Майорановские фазы α_1 и α_2 не оказывают влияния на осцилляции аромата нейтрино, поскольку приводят к нарушению полного лептонного числа, которое в процессе осцилляций сохраняется. Первая из четырёх матриц в выражении (2) ассоциируется с осцилляциями атмосферных нейтрино, а параметры Δm_{23}^2 и θ_{23} являются "атмосферными параметрами". Вторая матрица описывает так называемые реакторные осцилляции нейтрино, так как значение угла θ_{13} ограничено сверху реакторным экспериментом Chooz [37], который измерял переходы $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$. Значение CP-нечётной фазы δ неизвестно. Физика осцилляций солнечных нейтрино описывается третьей матрицей, а Δm_{12}^2 и θ_{12} являются "солнечными осцилляционными параметрами". Физика четвёртой матрицы, которая связана с майорановской массой нейтрино, проявляется в двойном бета-распаде. Физические области для углов смешивания и фазы δ определены следующим образом:

$$0 \leq \theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13} \leq \frac{\pi}{2}, \quad 0 \leq \delta \leq 2\pi. \quad (4)$$

Также соблюдается условие

$$\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 = \Delta m_{13}^2. \quad (5)$$

Особо следует отметить, что анализ данных экспериментов с солнечными нейтрино (см. работы [38, 39]) позволяет сделать заключение, что $\Delta m_{12}^2 > 0$, т.е. $m_2 > m_1$, в то время как знак Δm_{23}^2 неизвестен. Так называемая нормальная иерархия масс нейтрино соответствует случаю $\Delta m_{23}^2 > 0$, а инверсная иерархия масс ассоциируется с $\Delta m_{23}^2 < 0$. Вопрос о том, какой порядок масс реализуется в действительности, имеет фундаментальное значение для понимания природы массы нейтрино и механизма смешивания [40, 41].

Общее выражение для вероятности осцилляций в вакууме между двумя типами нейтрино, α и β , выглядит следующим образом:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \underbrace{\delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k>j} \text{Re}[U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*] \sin^2 \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E_\nu}}_{CP=1} + \\ + 2 \underbrace{\sum_{k>j} \text{Im}[U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*] \sin^2 \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E_\nu}}_{CP \neq 1}, \quad (6)$$

где $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$, E_ν — энергия нейтрино, L — пролётная база, т.е. расстояние от источника нейтрино до детектора, в котором нейтрино регистрируется. CP-чётный член в этом выражении обозначен как $CP = 1$, а CP-нечётный — как $CP \neq 1$. Соответствующее выражение для антинейтрино получается заменой $U \leftrightarrow U^*$, что приводит к изменению знака для второго, CP-нечётного, члена.

Из выражения (6) можно сделать несколько физических выводов.

1. Если нейтрино являются безмассовыми частицами, т.е. $\Delta m_{ij}^2 = 0$, то $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta}$. Таким образом, изменение аромата нейтрино однозначно возможно только при наличии у нейтрино ненулевой массы.

2. Выражение (6), описывающее осцилляции в вакууме, не учитывает эффекты взаимодействия нейтрино с веществом при его распространении от источника

до детектора, которые будут рассмотрены в разделе 6. Поскольку детектирование нейтрино осуществляется за счёт слабого взаимодействия, то в момент детектирования нейтрино не происходит изменения аромата.

3. Изменение аромата нейтрино может быть измерено двумя методами. Один из них заключается в детектировании нейтрино ν_β в пучке, изначально состоявшем только из ν_α . Этот метод называется экспериментом "на появление". Другой метод заключается в измерении известного начального потока ν_α и наблюдении уменьшения этого потока по сравнению с предсказанной величиной в отсутствие осцилляций. Этот метод называется экспериментом "на исчезновение". Кроме того, следует отметить, что в последнем случае должно наблюдаться искажение начальной формы спектра нейтрино, характерное для осцилляций.

4. Из выражения (6) следует, что СР-нарушение может проявляться только в эксперименте "на появление", так как $\text{Im}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*) = 0$ в случае $\alpha = \beta$.

5. Осцилляции нейтрино не уменьшают общего потока нейтрино, а только перераспределяют его между различными ароматами. Как указывалось выше, из унитарности матрицы U следует

$$\sum_{\beta} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = 1. \quad (7)$$

Однако необходимо отметить, что если возможны переходы трёх известных поколений нейтрино (активных нейтрино) в стерильные нейтрино, которые не детектируются через слабые взаимодействия в детекторе, то тогда, несмотря на детектирование всех типов активных нейтрино, в эксперименте будет наблюдаться уменьшение потока нейтрино.

Конкретные выражения для осцилляций мюонных нейтрино в вакууме, которые получаются из общего выражения (6), выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &= 1 - 4 \sum_{k>j} |U_{\mu j}|^2 |U_{\mu k}|^2 \sin^2 \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E_\nu} = \\ &= 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} + \left(\frac{1}{2} \cos^2 \theta_{12} \sin^2 2\theta_{23} - \right. \\ &\quad \left. - \sin \theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{12} \cos \delta \right) \times \\ &\quad \times \sin \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu} \sin \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} + O\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{\Delta m_{13}^2}\right) + O(\sin^2 \theta_{13}), \quad (8) \\ P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} + \\ &\quad + \frac{1}{2} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{12} \cos^2 \theta_{13} \sin \theta_{13} \sin \frac{\Delta m_{12}^2 L}{2E_\nu} \times \\ &\quad \times \sin \frac{\Delta m_{13}^2 L}{2E_\nu} \cos \delta - \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{12} \cos^2 \theta_{13} \sin \theta_{13} \times \\ &\quad \times \sin \frac{\Delta m_{12}^2 L}{2E_\nu} \sin^2 \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} \sin \delta + O\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{\Delta m_{13}^2} \sin^2 \theta_{13}\right). \quad (9) \end{aligned}$$

Поскольку $|\Delta m_{12}^2| \ll |\Delta m_{13}^2| \approx |\Delta m_{23}^2|$, а характерные базы ускорительных экспериментов для исследования осцилляций в области "атмосферных" параметров составляют несколько сотен километров, то вклад членов, содержа-

щих Δm_{12}^2 , в выражения (8) и (9) мал и (8), (9) могут быть представлены в следующем виде [42, 43]:

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &\simeq 1 - \sin^2 2\theta_{23} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} - \\ &\quad - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e), \quad (10) \end{aligned}$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu}. \quad (11)$$

Если энергия нейтрино и база эксперимента выбраны таким образом, что вероятность осцилляций $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ находится в максимуме, т.е. $(\Delta m_{13}^2 L)/(4E_\nu) = \pi/2 + n\pi$, то

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{13}. \quad (12)$$

Рассмотрим упрощённый вариант с двумя типами нейтрино. Такой подход часто используется в анализе экспериментальных данных. В этом случае имеется один угол смешивания θ и СР-чётность сохраняется. Если в качестве примера взять ν_e и ν_μ , то смешивание нейтрино двух ароматов может быть записано по аналогии со смешиванием кварков следующим образом:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Электронное нейтрино, которое возникает при взаимодействии W -бозона с электроном, является линейной суперпозицией двух массовых состояний: ν_1 и ν_2 . Для наблюдения эффекта смешивания нейтрино необходимы эксперименты, в которых измеряются процессы, зависящие от массовых состояний. Если ароматы (типы) нейтрино представляют собой проявления слабого взаимодействия, то массовые состояния могут проявить себя в процессе распространения нейтрино через вакуум как свободных частиц. Для ν_e , рождённого в момент времени $t = 0$ в точке $x = 0$ с импульсом $\mathbf{p}$, волновая функция может быть записана в виде суперпозиции волновых функций двух плоских волн, соответствующих массовым состояниям ν_1 и ν_2 ,

$$|\nu_e(t=0)\rangle = \cos \theta |\nu_1\rangle + \sin \theta |\nu_2\rangle. \quad (14)$$

При прохождении через вакуум в момент $t > 0$ имеем

$$\begin{aligned} |\nu(\mathbf{x}, t)\rangle &= \exp[i(\mathbf{p}\mathbf{x} - E_1 t)] \cos \theta |\nu_1\rangle + \\ &\quad + \exp[i(\mathbf{p}\mathbf{x} - E_2 t)] \sin \theta |\nu_2\rangle. \quad (15) \end{aligned}$$

В этом выражении

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} = p \sqrt{1 + \frac{m_i^2}{p^2}} \approx p + \frac{m_i^2}{2p} \quad (16)$$

при условии, что $m_i \ll p$. Таким образом, при $t > 0$ нейтринная волновая функция выглядит как

$$|\nu(t)\rangle = \cos \theta |\nu_1\rangle + \exp(i\phi) \sin \theta |\nu_2\rangle, \quad (17)$$

где фаза

$$\phi = \frac{m_1^2 - m_2^2}{2p} t. \quad (18)$$

Нейтрино, которое было чисто электронным при $t = 0$, в момент $t > 0$ уже не является таковым, а благодаря

наличие фазы ϕ приобретает некую примесь мюонного нейтрино. Вероятность того, что нейтрино, рождённое как ν_e , будет взаимодействовать с детектором как ν_μ , т.е. вероятность перехода электронного нейтрино в мюонное, определяется следующим соотношением:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = |\langle \nu_\mu | \nu(t) \rangle|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi x}{L}, \quad (19)$$

где длина осцилляций

$$L = \frac{4\pi p}{\Delta m^2} = \frac{4\pi E_\nu}{\Delta m^2}, \quad (20)$$

$\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$. Соответственно

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi x}{L}. \quad (21)$$

Вероятности этих переходов осциллируют на длине L . Амплитуда осцилляций, которая определяется углом смешивания θ , достигает максимума при $\theta = 45^\circ$.

3. Эксперименты с длинной базой первого поколения

3.1. Эксперимент K2K

Первым ускорительным экспериментом с длинной базой для изучения осцилляций мюонных нейтрино в области "атмосферных" параметров был эксперимент K2K (Япония) [44]. Осцилляции мюонных нейтрино в этом эксперименте должны были проявляться в виде двух эффектов. Первый — это дефицит общего числа зарегистрированных нейтрино в Супер-Камиоканде по сравнению с ожидаемым потоком, полученным на основе измерений в ближнем детекторе. Второй — это искажение энергетического спектра зарегистрированных в Супер-Камиоканде нейтрино, характерное для осцилляций с Δm_{23}^2 и $\sin^2 2\theta_{23}$, по сравнению с ожидаемым спектром нейтрино в отсутствие осцилляций. Поскольку для мюонных нейтрино с энергией ~ 1 ГэВ доминирующей осцилляционной модой является переход мюонных нейтрино в τ -нейтрино, то упрощённый вариант с двумя ароматами нейтрино, рассмотренный в разделе 2, может быть использован для анализа данных. В рамках этого подхода вероятность того, что ν_μ , имеющее энергию E_ν , после прохождения в вакууме расстояния L перейдёт в ν_τ , выглядит следующим образом:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1,27 \Delta m^2 [\text{эВ}^2] L [\text{км}]}{E_\nu [\text{ГэВ}]} \right), \quad (22)$$

где θ — угол смешивания между массовыми и активными состояниями, Δm^2 — разность квадратов масс массовых состояний.

Нейтринный пучок, полученный на 12-гигаэлектрон-вольтном протонном синхротроне КЕК, измерялся двумя детекторами: ближним нейтринным детектором, расположенным на расстоянии 300 м от мишени, в которой рождались пионы, и черенковским детектором Супер-Камиоканде (SK) [45] с полной массой 50 кт, расстояние до которого составляло 250 км. Ближний детектор нейтрино состоял из водного черенковского детектора массой 1 кт и системы сегментированных сцинтилляционных детекторов.

3.1.1. Нейтринный пучок. При взаимодействии ускоренных до энергии 12 ГэВ протонов с алюминиевой мишенью рождались вторичные частицы (пионы, каоны) в широком диапазоне энергий, от 0 до ~ 10 ГэВ. Положительно заряженные частицы, в основном π^+ , с импульсами 2–3 ГэВ/с фокусировались в направлении вперёд системой из двух импульсных магнитов (горнов), создающих тороидальное магнитное поле, и затем распадалась на мюон и мюонное нейтрино, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, в распадном объёме длиной 200 м. Фокусирование пучка пионов двумя горнами позволило повысить поток нейтрино с энергией $> 0,5$ ГэВ в направлении Супер-Камиоканде примерно в 20 раз.

Для того чтобы уменьшить поглощение и неконтролируемое рождение пионов в воздухе, распадный объём заполнялся гелием под давлением 1 атм. В конце распадного туннеля располагался поглотитель пучка, состоящий из 3,5 м стали, 2 м бетона и 60 м грунта, в котором поглощались все частицы, за исключением нейтрино и мюонов с высокими энергиями. Сразу за бетонным поглотителем располагался детектор мюонов (ионизационная камера и набор кремниевых детекторов), который регистрировал высокоэнергетичную часть мюонного спектра с импульсом более 5,5 ГэВ/с и измерял профиль нейтринного пучка.

Благодаря высокой интенсивности потока мюонов ($\sim 10^4 \mu^+$ на 1 см^2 за 1 с), направление нейтринного пучка измерялось с точностью 3 мрад для каждого импульса ускорителя, что позволяло контролировать спектр и поток нейтрино в дальнем детекторе с точностью около 1 %.

В течение всего эксперимента направление нейтринного пучка совпадало с направлением на Супер-Камиоканде в пределах ± 1 мрад, что гарантировало стабильность потока и спектра нейтрино в SK, лучшую чем 1 %. Спектры всех типов нейтрино, летящих в направлении SK, т.е. под нулевым углом по отношению к направлению протонного пучка, полученные на основе моделирования методом Монте-Карло (МК), показаны на рис. 1. Содержание мюонных нейтрино в пучке составило 97,3 % в ближнем детекторе и 97,9 % в SK. Примеси других типов нейтрино в ближнем детекторе и SK (приведены в скобках) имели следующие величины: $\nu_e/\nu_\mu \sim 0,013(0,009)$, $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu \sim 0,015(0,012)$, $\bar{\nu}_e/\nu_\mu \sim 1,8 \times 10^{-4}(2,2 \times 10^{-4})$.

3.1.2. Ближний нейтринный детектор. Ближний нейтринный детектор (рис. 2), основной целью которого являлось измерение и контроль направления и интенсивности нейтринного пучка, а также энергетического спектра нейтрино до осцилляций, состоял из двух основных систем: водного черенковского детектора и сегментированного сцинтилляционного детектора, в который входили оптоволоконный сцинтилляционный детектор с водной мишенью (SciFi — Scintillating Fiber Detector), электромагнитный калориметр из свинцового стекла (LG — Lead Glass), который был заменён активным сегментированным сцинтилляционным детектором (SciBar) на втором этапе эксперимента, и детектор мюонов высоких энергий (MRD — Muon Range Detector).

Однокилотонный черенковский детектор. Черенковский детектор представлял собой миниатюрную версию детектора Супер-Камиоканде: вода как нейтринная мишень и такие же фотоэлектронные умножители

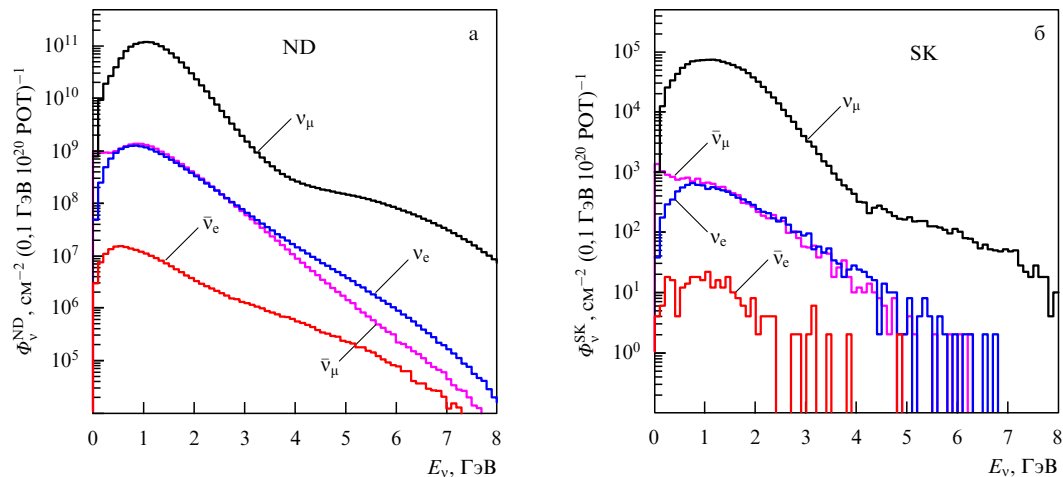


Рис. 1. Энергетические спектры нейтрино в ближнем детекторе (ND) (а) и в Супер-Камиоканде (SK) (б), полученные на основе МК-моделирования нейтринного пучка K2K. Содержание мюонных нейтрино составляет 97,3 % в ближнем детекторе и 97,9 % в SK. Примеси других типов нейтрино в ближнем детекторе и Супер-Камиоканде (в скобках) имеют следующие величины: $\nu_e/\nu_\mu \sim 0,013(0,009)$, $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu \sim 0,015(0,012)$, $\bar{\nu}_e/\nu_\mu \sim 1,8 \times 10^{-4}(2,2 \times 10^{-4})$.

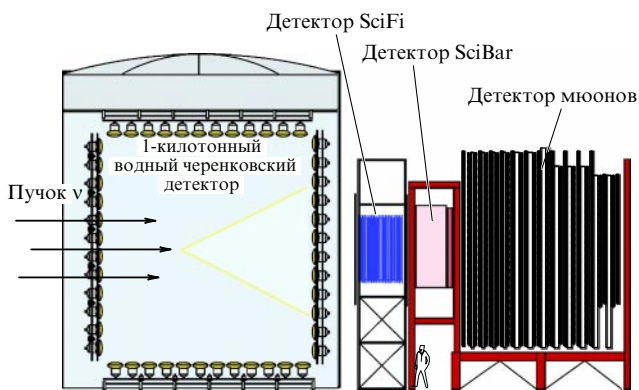


Рис. 2. Схематическое изображение ближнего детектора K2K во второй фазе эксперимента. На первом этапе эксперимента вместо сегментированного сцинтилляционного детектора SciBar использовался калориметр из свинцового стекла.

(ФЭУ) для детектирования черенковского света. Цилиндрический танк диаметром 10,8 м и высотой 10,8 м был заполнен чистой водой. Общая масса детектора (водной мишени) составляла 1000 т. Этот объём был разделён на внутренний детектор (цилиндр диаметром 8,6 м и высотой 8,6 м, просматриваемый 680 ФЭУ диаметром 50 см каждый) и внешний (с 68 ФЭУ), являющийся вето-системой для входящих в детектор заряженных частиц. Расстояние между ФЭУ во внутреннем детекторе составляло 70 см, что позволило перекрыть фотокатодами около 40 % поверхности. Чувствительный объём детектора, в котором регистрировались нейтрино, представлял собой цилиндр диаметром 4 м, длиной 2 м вдоль пучка нейтрино и массой 25 т. Физические параметры нейтринного события в этом детекторе — координаты точки взаимодействия нейтрино, число черенковских колец, тип частицы, импульс — определялись по тому же алгоритму, который применялся в анализе событий в SK. Следует отметить, что этот танк ранее использовался в калибровочном эксперименте, проведённом в КЕК совместно коллаборациями Камиоканде и IMB (Irvine–Michigan–Brookhaven detector) для экспериментальной проверки критериев, применяемых в водных

черенковских детекторах [46] для идентификации заряженных частиц.

Пространственные координаты точки взаимодействия нейтрино в детекторе определялись временем срабатывания ФЭУ. Анализировались данные с одним нейтринным событием за время импульса ускорителя, так как в черенковском детекторе невозможно правильно восстановить вершины нейтринных взаимодействий в случае нескольких событий. Затем соответствие параметров кольца-кандидата критериям истинного кольца определялось методом максимального правдоподобия и находилось число черенковских колец и их направления. После этого определялся тип каждого кольца: мюноподобное (μ -like) или электроноподобное (e -like). Мюноподобные кольца соответствовали частицам, которые не создавали электромагнитных ливней ($\mu^\pm, \pi^\pm$), а электроноподобные черенковские кольца соответствовали $e^\pm$ и фотонам. Импульс каждой частицы определялся по интенсивности черенковского света в кольце. События с числом фотоэлектронов менее 200 классифицировались как события с энергией, полностью поглощённой во внутреннем детекторе. Пространственное разрешение детектора составило около 15 см для однокольцевых событий и около 40 см для многокольцевых, а угловое разрешение — около 1° . Импульсное разрешение мюонов во всём диапазоне энергий нейтрино составляло 2,0–2,5 %. Было получено высокое качество идентификации частиц: всего 0,3 % мюонов, возникающих в результате нейтринных взаимодействий, идентифицировались как электроны, а 3,3 % событий от электронных нейтрино идентифицировались как мюноподобные события.

Детектор SciFi. Сцинтилляционный оптоволоконный детектор с поперечным размером $2,6 \times 2,6 \text{ м}^2$ состоял из чередующихся слоёв сцинтилляционных волокон (20 слоёв) общим весом 6 т и воды (19 слоёв) весом около 5,5 т [47, 48]. Основной функцией этого детектора, представлявшего собой важное дополнение к 1-килотонному детектору, являлось измерение высокоэнергетичной части спектра нейтрино, измерение квазиупругих и неупругих реакций при энергиях нейтрино, недоступных водному детектору.

Детектор SciBar. Полностью активный высокосегментированный сцинтилляционный детектор SciBar [49, 50] общим весом 15 т и размерами $3 \times 3 \times 1,7 \text{ м}^3$ состоял из 15000 сцинтилляционных стрипов длиной 3 м, шириной 2,5 см и толщиной 1,3 см каждый. Электромагнитный калориметр типа "спагетти", расположенный позади сегментированного детектора, позволял идентифицировать реакции с участием электронных нейтрино и определять примесь ν_e в пучке мюонных нейтрино, а также изучать рождение π^0 в нейтринных взаимодействиях. Особенностью этого детектора являлась высокая эффективность детектирования рождённых в нейтринных взаимодействиях заряженных частиц с низкой энергией. Так, например, порог регистрации протона составил около 450 МэВ/с, а эффективность восстановления событий с коротким изолированным треком длиной ≥ 10 см достигала $\approx 99\%$.

Детектор MRD. Основными функциями MRD являлись мониторинг стабильности нейтринного пучка (направление, профиль, энергия), а также измерение спектра рождённых в сцинтилляционных детекторах SciFi и SciBar мюонов, достигших MRD, что позволило измерять высокоэнергетическую часть спектра нейтрино. MRD, имеющий поперечное сечение $7,6 \times 7,6 \text{ м}^2$, состоял из 12 стальных пластин (4 пластины толщиной 10 см в передней части детектора и 8 последующих пластин толщиной 20 см), расположенных между 13 слоями из вертикальных и горизонтальных дрейфовых трубок. Полная толщина железных слоёв, которая составляла 2,0 м, была достаточной для измерения энергии мюона в диапазоне от 0,3 ГэВ до 2,8 ГэВ с энергетическим разрешением около 0,12 ГэВ и пространственным разрешением мюонных треков около 5° .

3.1.3. Дальний детектор Супер-Камиоканде. Установка Супер-Камиоканде [45], представляющая собой водный черенковский детектор объёмом 50000 м^3 , расположена в Японии, под горой Икенояма. Благодаря тому что толщина горной породы составляет около 1 км, что соответствует 2700 м водного эквивалента, космические мюоны с энергией, меньшей 1,3 ТэВ, не достигают детектора, а поток высокоэнергетических мюонов уменьшается примерно в 10^6 раз и составляет величину $5 \times 10^{-8} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1}$.

Детектор, гигантский бак диаметром 39 м и высотой 42 м, заполненный чистой водой, делится на два детектора: внутренний и внешний. Весь объём внутреннего детектора высотой 36,2 м, радиусом 16,9 м и весом 32 кт просматривается 11146 сферическими фотоумножителями "Hamamatsu R3600". Структура расположения ФЭУ по стенкам детектора, верхней части и дну представляет собой решётку шагом 70 см. Фотокатод каждого ФЭУ имеет диаметр 50 см; суммарная площадь фотокатодов, т.е. активная часть фотоумножителей, покрывает 40 % всей поверхности детектора.

Окружающий внутренний детектор оптически изолированный объём воды весом 18 кт, просматриваемый 1885 ФЭУ диаметром 20 см, является внешним детектором. Толщина водного слоя этого детектора составляет 2,60–2,75 м. Он функционирует как активный 4 π -ветодетектор для заряженных частиц, а также служит пассивной защитой от нейтронов и γ -квантов, источником которых является горная порода. Прозрачность воды в детекторе составляет около 100 м для черенковского излучения с длиной волны 420 нм.

Супер-Камиоканде регистрирует нейтрино в диапазоне энергий от 4,5 МэВ до 1 ТэВ. Каждый ФЭУ внутреннего детектора имеет динамический диапазон от 1 до 300 фотоэлектронов. Для низкоэнергетических событий (в основном для исследования солнечных нейтрино) энергия заряженной частицы определяется по числу сработавших ФЭУ, а события с высокой энергией измеряются по суммарному числу фотоэлектронов всех сработавших ФЭУ. Размер, форма и направление черенковского конуса используются для идентификации события: однокольцевое мюоноподобное (μ -like), однокольцевое электроноподобное (e -like) или многокольцевое событие. Импульсное разрешение детектора составило 2,4 % для мюонов с импульсом 1 ГэВ/с.

Временная синхронизация между импульсом протонного синхротрона в КЕК и Супер-Камиоканде осуществлялась через глобальную навигационную систему GPS (Global Positioning System) с точностью 50 нс [51]. Такая точность позволила наблюдать микроструктуру пучка в нейтринных событиях, зарегистрированных SK, и подавить фон от атмосферных нейтрино до пренебрежимо малого уровня.

3.1.4. Анализ данных и результаты. Если осцилляции мюонных нейтрино существуют, то, как отмечалось, этот эффект должен проявиться в виде: а) дефицита числа событий от мюонных нейтрино в Супер-Камиоканде по сравнению с числом таких событий для ожидаемого потока в отсутствие осцилляций; б) искажения формы энергетического спектра зарегистрированных нейтрино по отношению к ожидаемому спектру в отсутствие осцилляций.

Ближний детектор измерял исходный поток и спектр нейтрино вблизи распадного объёма (до наступления возможных осцилляций). Затем эти измерения экстраполировались на дальний детектор с использованием полученного методом Монте-Карло (в предположении отсутствия осцилляций) отношения потоков нейтрино на дальнем (F) и ближнем (N) детекторах

$$R(F/N) = \frac{\Phi^{\text{SK}}(E_\nu)}{\Phi^{\text{ND}}(E_\nu)}, \quad (23)$$

где $\Phi^{\text{SK}}(E_\nu)$ — ожидаемый в отсутствие осцилляций спектр нейтрино в Супер-Камиоканде, $\Phi^{\text{ND}}(E_\nu)$ — измеренный спектр нейтрино в ближнем детекторе. Если бы нейтрино испускались из точечного источника, то величина $R(F/N) \sim 1/L^2$, где L — расстояние от источника до детектора, не зависела бы от энергии нейтрино.

Распадный объём для Супер-Камиоканде выглядит как точечный источник, однако для ближнего детектора это условие не выполняется, поскольку распады пионов происходят на длине 200 м. Из-за конечных размеров распадного объёма и ближнего детектора отношение R зависит от энергии нейтрино, деталей геометрии мишени и распадного объёма, сечений рождения пионов и их фокусировки магнитным полем, а также сечений взаимодействия нейтрино с веществом детекторов, геометрии и свойств детекторов.

При моделировании $R(F/N)$ использовались данные эксперимента HARP (Hadron Production Experiment) [52], который с высокой точностью измерил сечения рождения положительных пионов при взаимодействии протонов с импульсом 12,9 ГэВ/с с тонкой алюминиевой мишенью.

В систематические погрешности $R(F/N)$ были включены неопределённости, связанные с многократным взаимодействием пионов в мишени, профилем пучка, неопределённостью магнитного поля. Кроме того, для повышения надёжности результатов отношение $R(F/N)$ вычислялось ещё двумя независимыми способами: с использованием Cho-CERN-модели [53], а также с использованием данных пионного монитора, который измерял спектр пионов с импульсом > 2 ГэВ/с, что соответствовало энергетическому порогу 1 ГэВ для нейтрино. Для всех трёх подходов абсолютные значения $R(F/N)$ и зависимость этого параметра от энергии находились в прекрасном согласии между собой, как показано в работе [54].

Измерения проводились с 1999 г. по 2004 г. За это время интегральный поток протонов на мишени составил величину $1,05 \times 10^{20}$ ($0,92 \times 10^{20}$ было использовано для осцилляционного анализа). В детекторе Супер-Камиоканде использовалось полное число ФЭУ в первой фазе эксперимента (K2K-I), а во второй части пучкового времени (K2K-II) плотность ФЭУ уменьшалась примерно в два раза. Для отбора событий от ускорительных нейтрино применялись следующие критерии: временное окно 1,0 мкс, синхронизированное с импульсом протонного ускорителя; отсутствие каких-либо сигналов в течение 30 мкс до начала события; минимальное число электронов в амплитуде сигнала 200 (K2K-I) и 94 (K2K-II); отсутствие какого-либо сигнала во внешнем детекторе для событий, энергия которых полностью поглощалась внутренним детектором. Кроме того, минимальная выделенная энергия в детекторе должна была составлять 30 МэВ, а восстановленная вершина события должна была находиться во внутреннем объёме 22,5 кт.

Всего было зарегистрировано 112 событий, удовлетворяющих указанным выше критериям отбора. Из них 58 были идентифицированы как однокольцевые мюоноподобные события. Энергия мюонов в этих событиях полностью выделялась во внутреннем детекторе SK.

Ожидаемое число нейтринных событий $N(SK)$ в SK (в отсутствие осцилляций) определялось из измеренного числа нейтринных событий в 1-килотонном детекторе $N(kt)$ как

$$N(SK) = N(kt) R(F/N) \frac{POT_{SK}}{POT_{kt}} \epsilon_{SK}, \quad (24)$$

где $R(F/N)$ — отношение потоков нейтрино на дальнем и ближнем детекторах (выражение (23)), $POT_{SK,kt}$ — интегральный поток протонов на мишени (Proton On Target), использованный в анализе данных в SK и 1-килотонном детекторе, ϵ_{SK} — эффективность отбора нейтринных событий в SK. Все известные систематические погрешности были включены в анализ и учитывались их корреляции.

На основе измерений нейтринного потока в ближнем детекторе (1 кт) полное ожидаемое число событий в SK за всё время набора статистики составило $158,1^{+9,2}_{-8,6}$. Основными источниками систематических погрешностей при оценке числа событий являлись неопределённости в величине активного объёма 1-килотонного детектора и SK-детектора ($^{+4,9\%}_{-4,8\%}$) и погрешности в $R(F/N)$ ($^{+2,9\%}_{-2,9\%}$) [54]. Ожидаемая в SK форма спектра однокольцевых мюоноподобных событий (в предположении отсутствия осцилляций) и погрешности спектра вычислялись тем же способом, что и число событий.

Осцилляционный анализ для нейтрино двух ароматов, который проводился методом максимального правдоподобия, основывался на сравнении измеренных в дальнем детекторе величин и ожидаемых величин, полученных из экстраполяции данных ближнего детектора в предположении отсутствия осцилляций. Как уже обсуждалось, эффект осцилляций мюонных нейтрино в случае его существования должен был проявиться в виде дефицита нейтринных событий, а также в виде искажения энергетического спектра зарегистрированных нейтрино в SK. Таким образом, функция правдоподобия определялась как произведение функции $\mathcal{L}_{norm}$, которая зависит от числа событий, зарегистрированных Супер-Камиоканде, и функции $\mathcal{L}_{shape}$, зависящей от формы спектра нейтринных событий. Кроме того, систематические погрешности, которые рассматривались как подгоночные параметры, учитывались через дополнительную функцию правдоподобия $\mathcal{L}_{syst}$. Полная функция правдоподобия определялась следующим образом:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{norm} \mathcal{L}_{shape} \mathcal{L}_{syst}. \quad (25)$$

В $\mathcal{L}_{norm}$ использовались 112 событий, а 58 однокольцевых мюоноподобных событий анализировались в $\mathcal{L}_{shape}$. Систематические погрешности анализа включали в себя систематические погрешности в определении нейтринного спектра в ближнем детекторе, ошибку $R(F/N)$, погрешности сечений взаимодействия нейтрино с ядрами, погрешности в определении эффективности и энергетической шкалы Супер-Камиоканде и полной нормировке. Основная погрешность при анализе измеренной формы спектра нейтрино определялась точностью калибровки энергетической шкалы SK.

Для извлечения осцилляционных параметров поток и форма спектра нейтрино в Супер-Камиоканде $\Phi^{SK}(E_\nu)$ рассчитывались на основе измеренного в ближнем детекторе спектра $\Phi^{ND}(E_\nu)$ с использованием $R(F/N)$ следующим образом:

$$\Phi^{SK}(E_\nu) = \Phi^{ND}(E_\nu) R(F/N) (1 - P(E_\nu, \Delta m^2, \sin^2 2\theta)), \quad (26)$$

где $P(E_\nu, \Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ — вероятность осцилляций мюонных нейтрино (см. выражение (22)). Параметры Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ варьировались для нахождения максимальной величины $\mathcal{L}$. В результате наилучшему описанию как числа событий, так и формы спектра соответствовали величины $\Delta m^2 = 2,8 \times 10^{-3}$ эВ² и $\sin^2 2\theta = 1,0$ [54]. Для этих значений число нейтринных событий в SK, определённых с использованием выражения (26), составило 107,2, что находилось в прекрасном согласии с числом экспериментальных событий. Измеренный спектр нейтрино (однокольцевые мюоноподобные события) приведён на рис. 3. На этом же рисунке показаны кривые: соответствующая отсутствию осцилляций пунктирная кривая и сплошная кривая, соответствующая наилучшей подгонке для экспериментального спектра с приведёнными выше осцилляционными параметрами. Вероятность описания экспериментальных данных с этими параметрами, которая тестировалась методом Колмогорова–Смирнова, составила 37 %, в то время как описание данных без осцилляций соответствовало вероятности 0,07 %. Комбинированный анализ числа событий и формы спектра исключил отсутствие осцилляций на уровне $4,3\sigma$ или, другими словами, вероятность

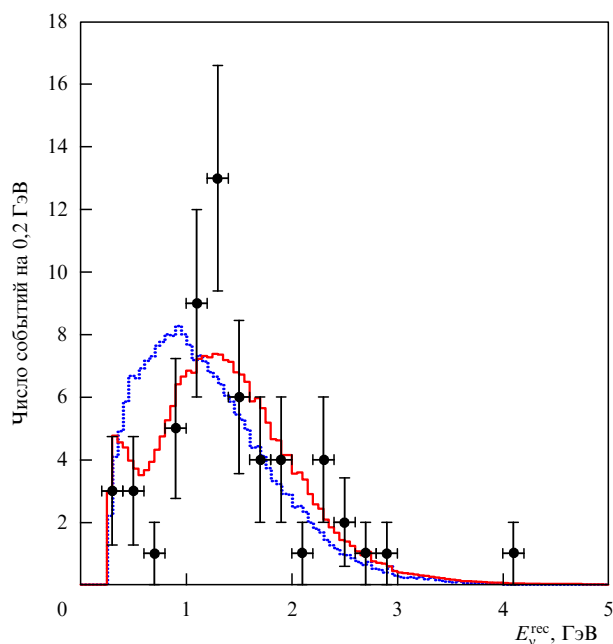


Рис. 3. Измеренный спектр нейтрино в детекторе SK. Показаны однокольцевые мюноподобные события, в которых энергия мюона полностью поглощалась в чувствительном объеме детектора. Всего было зарегистрировано 58 таких событий. Пунктирная кривая показывает ожидаемый спектр в отсутствие осцилляций, а сплошная кривая представляет наилучшую подгонку для экспериментального спектра при наличии осцилляций мюонных нейтрино с параметрами $\Delta m^2 = 2,8 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta = 1,0$. Обе кривые нормированы на число зарегистрированных событий.

того, что этот эффект объясняется статистической флуктуацией, составила 0,0015 % [54]. Таким образом, первый нейтринный эксперимент с длинной базой K2K блестяще подтвердил эффект осцилляций атмосферных нейтрино, обнаруженный Супер-Камиоканде, и открыл новую эру прецизионных измерений осцилляций нейтрино в ускорительных экспериментах с длинной базой.

3.2. Эксперимент MINOS

Основной целью эксперимента MINOS (Национальная ускорительная лаборатория им. Э. Ферми (Фермилаб), США) является изучение осцилляций мюонных нейтрино и, в первую очередь, измерение Δm_{23}^2 с точностью лучшей, чем 10 % [17]. В эксперименте используется пучок мюонных нейтрино в интервале энергий от одного до нескольких десятков ГэВ. Эти нейтрино возникают в результате распадов пионов и каонов, рожденных при соударении протонов с энергией 120 ГэВ с графитовой мишенью, в распадной канале диаметром 2 м и длиной 675 м, давление воздуха внутри которого составляет около 1 торр. Адроны, рожденные в мишени, фокусируются системой из двух тороидальных магнитов (горнов), причём импульс адронов и энергетический спектр нейтрино зависят от положения магнитов относительно мишени.

Оптимальная чувствительность к осцилляционным параметрам достигается тогда, когда мишень находится в горловине первого магнита, что обеспечивает максимум спектра нейтрино при энергии $\approx 3 \text{ ГэВ}$ в направлении 0 градусов по отношению к пучку протонов. В этой конфигурации пучок нейтрино состоит из мюонных нейтрино (92,9 %) с примесью 5,5 % $\bar{\nu}_\mu$ и 1,3 %

($\nu_e + \bar{\nu}_e$). Когда расстояние от мишени до первого магнита увеличивается до 100 см, максимум спектра нейтрино смещается к значению энергии 6 ГэВ, а для расстояния 250 см широкий спектр нейтрино имеет максимум при энергии 9 ГэВ.

Нейтрино, пройдя через Землю расстояние 725 км, детектируются дальним детектором весом 5,4 кт, расположенным на глубине 714 м в шахте Соудан (Северная Каролина). Ближний детектор весом 1 кт, находящийся на расстоянии 1 км от мишени, который измеряет спектр нейтрино и состав пучка вблизи мишени, имеет такую же конфигурацию, что и дальний детектор.

Поскольку в этом эксперименте характерная величина отношения базы к средней энергии нейтринного пучка L/E_ν составляет $\approx 240 \text{ км на } 1 \text{ ГэВ}$, то MINOS обладает наилучшей чувствительностью к осцилляциям нейтрино в интервале $\Delta m^2 \approx (2-3) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$.

3.2.1. Ближний и дальний нейтринные детекторы. Оба детектора представляют собой трековые сэмплинг-калориметры с чередующимися слоями пассивного материала (сталь) и активного материала (сцинтиллятор), находящиеся в сильном магнитном поле [55]. Идентичные структуры детекторов позволяют произвести взаимное сокращение многих систематических погрешностей, связанных с нейтринными взаимодействиями в детекторах и регистрацией вторичных частиц.

Дальний детектор MINOS, общий вид которого показан на рис. 4, включает в себя два супермодуля, расположенных на расстоянии 1,1 м друг от друга. Основная структура детектора представляет собой октагональные плоскости, каждая из которых состоит из стальной пластины толщиной 2,54 см и пластмассового сцинтиллятора толщиной 1 см. Первый супермодуль имеет 248 плоскостей, второй — 236. Расстояние между плоскостями в обоих детекторах равно 2 см. Каждая плоскость сцинтиллятора состоит из 192 оптически изолированных стрипов длиной до 8 м и шириной 4 см. Стрипы расположены под углами $+90^\circ$ и -90° в соседних плоскостях.

Сцинтилляционный свет собирается и выводится с помощью спектросмещающих оптических волокон (WLS — Wave Length Shifting), вклеенных в стрипы. Дальнейшая транспортировка света с обоих концов WLS-волокон к 16-анодным ФЭУ осуществляется с помощью чистых оптических волокон. Каждый супер-

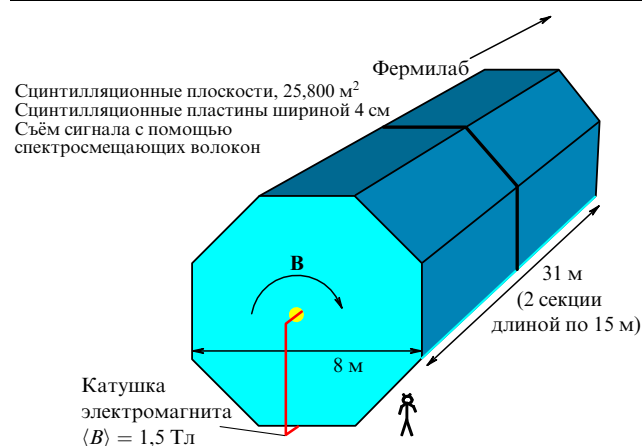


Рис. 4. Схематическое изображение дальнего детектора MINOS.

модуль намагничен до величины поля 1,5 Тл за счёт тока 15 кА, протекающего по петле, показанной на рис. 4.

Детектор регистрирует мюонные нейтрино за счёт взаимодействий через заряженный ток $\nu_\mu + \text{Fe} \rightarrow \mu^- + X$, идентифицируя в этом процессе мюонный трек и адронный ливень. Кривизна мюонного трека используется для определения энергии мюонов, которые покидают детектор, и для отделения компоненты мюонных нейтрино от примеси $\bar{\nu}_\mu$, которая составляет около 6 %.

Энергия мюонов, трек которых полностью укладывается в детекторе, измеряется по их пробегу. Для мюонов, движущихся перпендикулярно плоскостям детектора, получено импульсное разрешение $(\sigma_p/p)^2 = 0,06^2 + (0,045/p[\text{ГэВ}])^2$. Энергия адронного ливня определяется суммированием сигналов с индивидуальных стрипов, которые формируют кластер, идентифицируемый как адронный. Энергетическое разрешение адронного ливня составляет величину $\sigma_E/E \approx 0,55/\sqrt{E[\text{ГэВ}]}$. Мюонные нейтрино также регистрируются через нейтральный ток, $\nu_\mu + \text{Fe} \rightarrow \nu_\mu + X$. В этом случае присутствует только адронный ливень без мюонного трека. Детектирование электронного нейтрино через заряженный ток происходит через электромагнитный ливень, который по форме отличается от адронного. Полная энергия нейтринного события определяется как сумма энергий наиболее энергетичного трека и присутствующего ливня.

Ближний детектор состоит из 282 октагональных плоскостей размером $4 \times 6 \text{ м}^2$. Длина сцинтилляционных стрипов в ближнем детекторе существенно короче, чем в дальнем. Регистрация света в ближнем детекторе, в отличие от таковой в дальнем, производится только с одного конца оптического волокна, а на второй конец тонким слоем напылён алюминий, что обеспечивает зеркальное отражение для переизлучённого света. Вследствие меньшей длины волокна световой выход сцинтилляционных детекторов в такой конфигурации с одним фотоприёмником сравним со световыходом, получаемым в дальнем детекторе с двумя фотоприёмниками. Также следует отметить, что интенсивность нейтринных взаимодействий на единицу массы примерно в 10^6 раз выше в ближнем детекторе, что потребовало использования более быстрой электроники, обладающей малым "мёртвым" временем.

Для измерения энергии мюонов, электронов и адронов и восстановления энергии нейтрино используется тот же алгоритм, что и в дальнем детекторе. Уникальной особенностью ближнего и дальнего детекторов является наличие магнитного поля, что позволяет различать заряженные токи от ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ по кривизне трека заряженных мюонов μ^- и μ^+ соответственно. Это даёт возможность изучать осцилляции нейтрино и антинейтрино раздельно. После применения всех кинематических параметров в анализе треков мюонов эффективность регистрации мюонных нейтрино через заряженный ток составила 74 % в дальнем детекторе и 67 % в ближнем.

3.2.2. Результаты. Энергетический спектр нейтрино, измеренный в ближнем детекторе для событий, идущих через заряженные токи, экстраполируется на дальний детектор с помощью МК-моделирования, которое использует реальный пучок, геометрию и параметры детекторов. Для уменьшения неопределённостей, связанных с предсказанием спектра нейтрино в дальнем детек-

торе, моделирование спектра нейтрино в ближнем детекторе производилось для девяти различных конфигураций пучка и проводилось сравнение со спектрами в ближнем детекторе, набранными для этих конфигураций [17, 56]. Главными факторами, определяющими систематические ошибки в осцилляционном анализе, являются нормировка, известная с точностью 4 %, точность определения энергии адронного ливня (10,3 %) и неопределённость в оценке фона через нейтральные токи, который удовлетворяет критериям отбора адронного ливня через заряженные токи и идентифицируется как заряженный ток (≈ 50 %). Обусловленные нормировкой и адронным ливнем погрешности, которые в основном влияют на ошибку Δm^2 , равны $\pm 0,081 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ и $\pm 0,052 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ соответственно. Неопределённость, связанная с нейтральными токами, даёт основной вклад в систематическую погрешность при определении параметра смешивания $\sin^2 2\theta$. Её величина равна $\pm 0,16$.

Измерения с атмосферными нейтрино проводились в 2003 г., а набор физических данных с нейтринным пучком от ускорителя начался в 2006 г. Результат, полученный после двух лет набора статистики, показан на рис. 5, где приведено отношение экспериментальных данных к предсказаниям, полученным в предположении отсутствия осцилляций, в зависимости от энергии нейтрино. Всего в дальнем детекторе было зарегистрировано 848 событий, в то время как ожидаемое число в отсутствие осцилляций составило 1065 ± 60 событий для интегрального потока протонов на мишени $3,36 \times 10^{20}$.

В результате анализа получены следующие значения: $\Delta m^2 = (2,43 \pm 0,13) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta > 0,90$ (90 % CL) [57]; разрешённая область параметров Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ приведена на рис. 6. На этом рисунке также приведены результаты Супер-Камиоканде и K2K и показана область осцилляционных параметров, представленная кол-

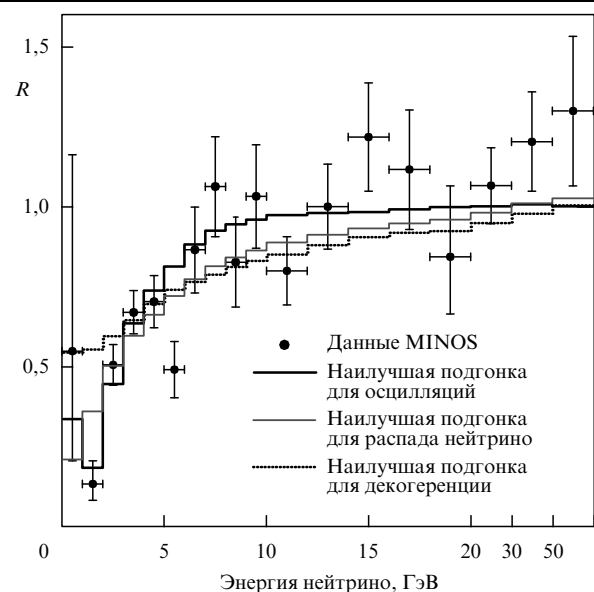


Рис. 5. Зависимость от энергии отношения R зарегистрированных в дальнем детекторе MINOS нейтринных событий к предсказанным в отсутствие осцилляций [57]. Тёмная сплошная гистограмма показывает наилучшую подгонку, полученную в предположении осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ и смешивания двух типов нейтрино; сплошная и пунктирная гистограммы показывают наилучшую подгонку данных для альтернативных моделей: распада нейтрино на более лёгкие частицы [58] и квантовой декогеренции нейтрино [59] соответственно.

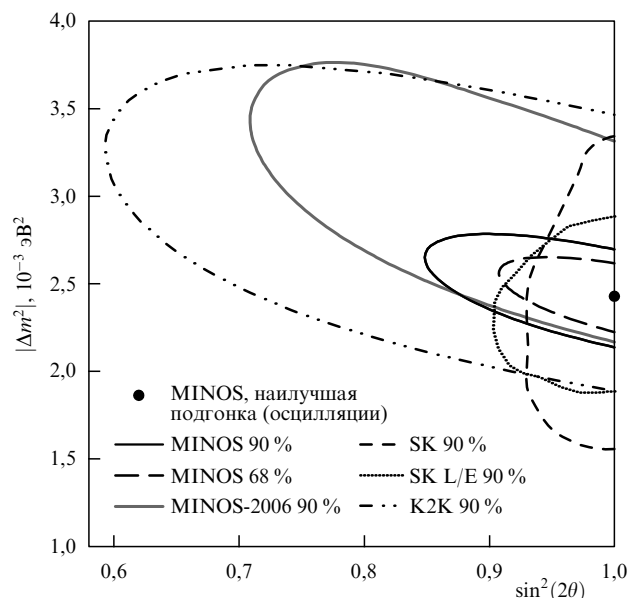


Рис. 6. Область значений параметров осцилляций Δm^2 и $\sin^2 2\theta$, полученных в эксперименте MINOS [57]. Также приведены результаты Супер-Камиоканде, K2K и первый результат MINOS [17], опубликованный в 2006 г. Результат SK L/E получен при измерении синусоидальной зависимости нейтринных осцилляций в эксперименте SK [18].

лаборацией MINOS в первой публикации. Результаты этих экспериментов замечательно согласуются между собой. Следует особо подчеркнуть, что, используя другие энергии нейтрино и детекторы, принципиально отличающиеся от применяемых в Супер-Камиоканде и K2K, MINOS дал абсолютно независимое подтверждение результатов этих экспериментов. Предварительный анализ данных, соответствующих потоку протонов $7,2 \times 10^{20}$, определяет осцилляционные параметры с меньшими погрешностями: $\Delta m^2 = (2,35 \pm 0,11 - 0,08) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta > 0,91$ (90 % CL) [60].

Одновременно в эксперименте проводился прямой поиск осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Основным источником фона в этом случае являлись распады нейтральных пионов, возникающих в детекторе при взаимодействии нейтрино через нейтральные токи. После анализа данных, набранных для интегрального потока $7,0 \times 10^{20}$ протонов на мишени (POT), было обнаружено в дальнем детекторе 54 кандидата в ν_e при ожидаемом фоне $49,1 \pm 7,0$ (стат.) $\pm 2,7$ (сист.) событий [61]. Этот результат позволил получить ограничение на угол θ_{13} : $2 \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} < 0,12(0,20)$ (90 % CL) для нормальной (инверсной) иерархии масс и $\delta = 0$, что является небольшим улучшением предела, полученного в реакторном эксперименте Chooz.

Стандартной интерпретацией результатов Супер-Камиоканде, K2K, MINOS, солнечных экспериментов и реакторного эксперимента KamLAND является смешивание между активными типами (ароматами) нейтрино, участвующими в слабых взаимодействиях. Из прецизионных измерений распадной ширины Z-бозона следует, что существуют только три семейства активных нейтрино [62], однако не исключается существование так называемых стерильных нейтрино ν_s , которые не участвуют в слабых взаимодействиях. Например, стерильные нейтрино с массами $\leq 1 \text{ кэВ}$, существование которых не

противоречит осцилляционным данным, могут участвовать в механизме образования масс нейтрино [63] и играть значительную роль в решении ряда проблем космологии и астрофизики [64, 65].

Хотя Супер-Камиоканде исключил интерпретацию дефицита атмосферных мюонных нейтрино в области разностей квадратов масс $\Delta m^2 \sim 2 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ через чистые $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ -переходы в пользу чистой конверсии $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, остаются широкие возможности для смешанных переходов [66, 67]. Если возможны переходы $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$, то тогда в дополнение к дефициту мюонных нейтрино, регистрируемых в дальнем детекторе MINOS через заряженные токи, должен также наблюдаться дефицит при регистрации мюонных нейтрино через нейтральные токи (обмен через Z^0) и энергетический спектр таких событий в дальнем детекторе должен быть искажен.

Первое такое измерение, сделанное в эксперименте MINOS, не обнаружило переходов мюонных нейтрино в стерильные [68]. Однако количественный анализ показал, что с вероятностью примерно 50 % мюонные нейтрино могут переходить в стерильные (на уровне 90 % CL) [69], и вопрос о том, объясняется ли дефицит мюонных нейтрино в экспериментах Супер-Камиоканде, K2K и MINOS чистыми переходами $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ или существует добавка в виде переходов $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$, остается открытым. Следует также отметить, что распад активных нейтрино в стерильные (без осцилляций, $\Delta m_{23}^2 \rightarrow 0$) исключен как альтернатива осцилляций на уровне $5,4\sigma$ [70].

MINOS также представил первые результаты осцилляционных измерений с пучком мюонных антинейтрино. Следует отметить, что проведение этих измерений представляет собой более трудную задачу ввиду невозможности получить чистый пучок (мюонные антинейтрино составляют всего 40 %, а примесь мюонных нейтрино составляет около 58 %, примесь $\nu_e + \bar{\nu}_e$ — 2,0 %), а также более низких сечений взаимодействия антинейтрино по сравнению с сечениями взаимодействия нейтрино. Предварительные результаты подтверждают наличие осцилляций антинейтрино, однако параметры осцилляций для антинейтрино отличаются от параметров, характерных для осцилляций мюонных нейтрино [60]. Набор статистики с пучком антинейтрино продолжается, и пока преждевременно делать из этих результатов какие-либо фундаментальные физические выводы.

3.3. Эксперимент OPERA

Главной целью эксперимента с длинной базой OPERA является поиск прямого перехода мюонного нейтрино в τ -нейтрино в области параметров осцилляций, характерных для атмосферных нейтрино. Эксперимент использует нейтринный пучок (CNGS — CERN Neutrinos to Gran Sasso), направленный из ЦЕРНа в подземную лабораторию Гран Сассо (Италия), в которой на расстоянии 730 км от источника нейтрино расположен нейтринный детектор. Хотя максимальная вероятность осцилляций для такой базы соответствует энергии нейтрино около 1,5 ГэВ, τ -нейтрино может быть зарегистрировано только в том случае, если его энергия достаточно высока. Основной реакцией, позволяющей детектировать ν_τ , является реакция квазиупругого рассеяния $\nu_\tau + n \rightarrow \tau + p$, для осуществления которой минимальная энергия нейтрино должна быть $E_{\nu_\tau} > m_\tau + m_\tau^2/2m_N \approx 3,5 \text{ ГэВ}$. Учитывая зависимость от энергии нейтрино сечения квазиупругого рассеяния нейтрино

через заряженный ток с рождением τ -лептона, можно предположить, что для эффективного рождения τ -лептона энергия нейтринного пучка должна быть ещё выше. Интересно отметить, что для реакции $\nu_\tau + e \rightarrow \nu_e + \tau$ энергия ν_τ должна быть $E_{\nu_\tau} > m_\tau^2/2m_e \approx 3$ ТэВ.

Протонный пучок с энергией 400 ГэВ извлекается из протонного ускорителя SPS (Super Proton Synchrotron) в ЦЕРНе и транспортируется к охлаждаемой гелием графитовой мишени. Рождённые в мишени положительные пионы и каоны фокусируются в параллельный пучок системой, состоящей из двух магнитных линз: горна и рефлектора. В распадном объёме длиной 1000 м пионы и каоны распадаются на мюонные нейтрино и мюоны, образуя пучок мюонных нейтрино с широким энергетическим спектром нейтрино — от 5 ГэВ до 25 ГэВ (средняя энергия равна 17 ГэВ) — под нулевым углом относительно направления протонного пучка [71]. Примесь $\bar{\nu}_\mu$ составляет около 4%, а примесь ν_e и $\bar{\nu}_e$ — менее 1%. Содержание ν_τ из распадов D_s в пучке мюонных нейтрино при этих энергиях пренебрежимо мало.

В эксперименте используется только дальний детектор, общий вид которого показан на рис. 7. Нейтринная мишень с полной массой около 1,35 кт имеет два супермодуля, каждый из которых состоит из пластин, изготовленных из пассивного материала (железо, свинец), и тонких активных пластин, представляющих собой ядерные фотоэмульсии. Тяжёлый пассивный материал (свинец) используется в качестве мишени, в которой взаимодействуют нейтрино, а эмульсия — для восстановления треков заряженных частиц, образовавшихся в результате нейтринного взаимодействия. Основным элементом детектора является "кирпич" размером $10,2 \times 12,7 \times 7,5$ см³, состоящий из 56 пластинок свинца толщиной 1 мм и 57 эмульсионных пластинок толщиной 45 мкм каждая. Установка содержит около 200000 таких кирпичей, образующих два супермодуля. Регистрация ν_τ происходит посредством идентификации в эмульсии образовавшегося τ -лептона (время жизни $\tau_\tau \sim 10^{-13}$ с, $c\tau_\tau \sim 87$ мкм) и регистрации и изучения топологии его последующих распадов с испусканием электрона, мюона или адронов. Прямая регистрация τ -лептона осуществляется через продукты распада, основные из которых приведены ниже с примерными относительными вероятностями:

$$\nu_\tau + N \rightarrow \begin{cases} \mu^- \bar{\nu}_\tau \nu_\mu - 17\%, \\ e^- \bar{\nu}_\tau \nu_e - 18\%, \\ h^- \bar{\nu}_\tau n(\pi^0) - 50\%. \end{cases} \quad (27)$$

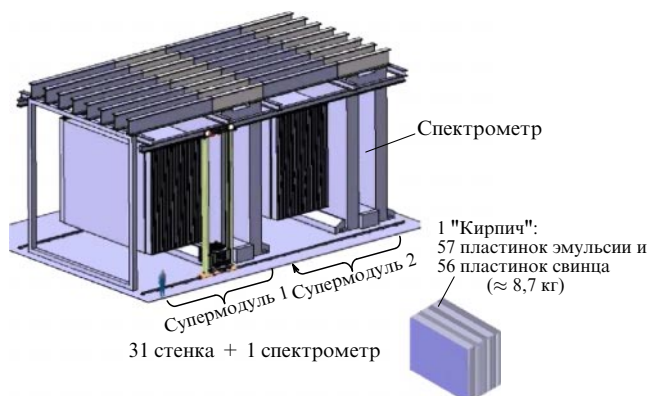


Рис. 7. Схематическое изображение детектора OPERA.

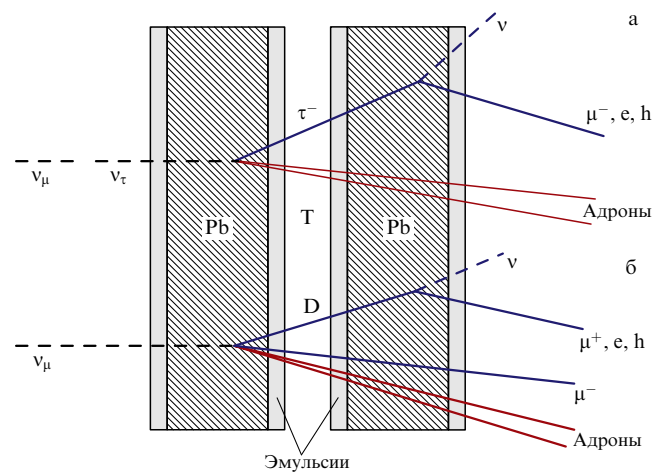


Рис. 8. Топология основных процессов, имеющих излом трека: (а) распад τ -лептона на заряженную частицу и нейтрино; (б) основной фоновый процесс через рождение и распад очарованных мезонов (D). Т — прозрачная основа из целлюлозы толщиной 200 мкм, на которую с обеих сторон нанесены два слоя эмульсии толщиной 45 мкм каждый. Толщина свинцовых пластинок 1 мм.

Используется особенность этих распадов, характеризующихся так называемым изломом — резким изменением направления (> 20 мрад) импульса частиц, возникающих в результате распада, по отношению к направлению импульса τ -лептона, как это иллюстрируется на рис. 8. Излом трека на длине пробега около 1 мм (рис. 8а) позволяет идентифицировать распад τ -лептона на заряженную частицу и нейтрино. Основным источником фона являются распады очарованных частиц, появляющихся в результате взаимодействия мюонных нейтрино в детекторе через заряженные токи и имеющих близкую к τ -лептону топологию распадов (рис. 8б). Для идентификации этого процесса используются наличие "неправильного" знака у мюона из излома и присутствие мюона, вылетающего из точки взаимодействия мюонного нейтрино в свинцовой пластине. "Кирпич", в котором произошло взаимодействие нейтрино, определяется по трекам заряженных частиц, которые измеряются двумя расположенными за супермодулями мюонными спектрометрами, состоящими из активных элементов (12 плоскостей дрейфовых трубок длиной 8 м) и дипольных магнитов, создающих поле величиной около 1,5 Тл. Мюонные спектрометры измеряют импульс мюона и знак заряда.

Эта система позволяет добиться высокой эффективности определения заряда мюона (вероятность неправильной идентификации 0,1–0,3%) и получить пространственное разрешение треков заряженных частиц лучше чем 1 мкм и импульсное разрешение $\Delta p/p \leq 0,20$ в интервале импульсов до 25 ГэВ/с. Большая вето-система, расположенная перед первым модулем, идентифицирует нейтринные взаимодействия в горной породе камеры или в материале перед детектором. "Кирпичи", в которых произошли нейтринные события, затем извлекаются из супермодуля для проявления пластинок и изучения треков в эмульсии.

При интегральной светимости $4,5 \times 10^{19}$ РОТ в год за пять лет набора статистики в эксперименте ожидается детектирование через заряженные токи около $10 \nu_\tau$ для разности квадратов масс $\Delta m^2 \simeq 2,4 \times 10^{-3}$ эВ². При этом предполагается, что фон составит порядка одного собы-

200 сработавших внутренних ФЭУ. Эти условия позволяют существенно подавить фон от космических частиц (уменьшить его примерно в 1000 раз).

Для поиска процесса $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ основной реакцией, через которую происходит детектирование электронного нейтрино, является квазиупругое рассеяние через заряженный ток:

$$\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow e^- + X. \quad (28)$$

Измерение кольца черенковского света от электрона позволяет определить его энергию и направление. Электрон идентифицируется, так же как и в SK, по характерной форме кольца (размытое пятно из-за электромагнитного ливня). Следует отметить, что детектор не различает фотоны и электроны, поскольку в обоих случаях черенковские кольца имеют одинаковую форму. Энергетическое разрешение детектора составляет около 11 % при $E_\nu \leq 1$ ГэВ. Основными фоновыми процессами являются рождение нейтральных пионов через нейтральные токи (асимметричные распады $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ имитируют ложный сигнал от ν_e в тех случаях, когда низкоэнергетичный фотон не восстанавливается), а также примесь электронных нейтрино в пучке мюонных нейтрино. В эксперименте планируется зарегистрировать около 1000 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -осцилляций, если результат LSND верен, и подтвердить или исключить результат этого эксперимента на статистически достоверном уровне.

4.1. Результаты

После трёх лет набора статистики первые результаты по поиску перехода $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ были получены [29] в начале 2007 г. На рисунке 10 представлен восстановленный энергетический спектр электронных нейтрино (точнее, кандидатов в электронные нейтрино). В энергетическом интервале $475 < E_\nu^{\text{QE}} < 1250$ МэВ, используемом в осцилляционном анализе, не было обнаружено избытка электронных нейтрино над фоном ($22 \pm 19 \pm 35$ событий), ожидаемого для параметров осцилляций, полученных LSND. Пунктирная гистограмма на рис. 10 показывает спектр в случае добавления к фону избытка электронных нейтрино, соответствующего наилучшему фитированию спектра в осцилляционном анализе.

Таким образом, при использовании модели с двумя типами нейтрино для предсказаний переходов мюонных нейтрино в электронные в предположении $CP = 1$ и $CPT = 1$ результат LSND был исключён на уровне 98 % CL. Однако в эксперименте наблюдался избыток событий над фоном ($96 \pm 19 \pm 20$ событий) в области энергий, меньших 475 МэВ. Это превышение над фоном, которое не может быть объяснено как следствие осцилляций, требует дальнейшего изучения. Последующий анализ данных в области низких энергий, 200–300 МэВ, также показал избыток электронных событий [81], что привело к суммарному избытку в 129 ± 43 событий в интервале энергий 200–470 МэВ [82].

Первые результаты измерений MiniBooNE с пучком мюонных антинейтрино, базирующиеся на интегральной величине $3,39 \times 10^{20}$ POT, в пределах статистических ошибок совпадают с ожидаемым фоном во всём интервале восстановленных энергий, от 200 до 3000 МэВ [83]. Не было наблюждено избытка событий в области высоких энергий (> 475 МэВ), где проводился осцилляционный анализ. При энергиях антинейтрино 200–475 МэВ также не наблюдалось избытка событий (61 событие при

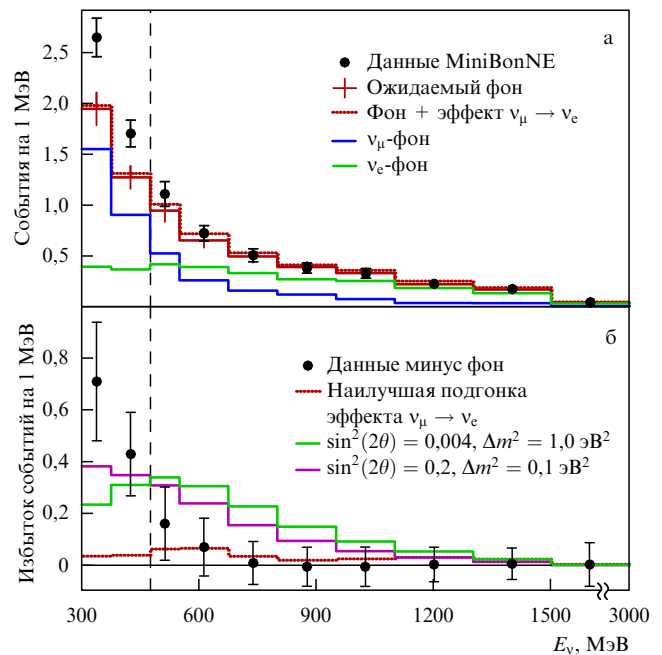


Рис. 10. Спектр электронных нейтрино, полученный в эксперименте MiniBooNE [29]. (а) Энергетический спектр электронных нейтрино. Точками показаны экспериментальные данные со статистическими ошибками, гистограммы показывают ожидаемый фон с ошибками (сплошные линии), а также фон плюс эффект (пунктирные линии). Вертикальная штриховая прямая показывает порог 475 МэВ, используемый в осцилляционном анализе. (б) Спектр нейтрино с вычтенным фоном. Точки показывают экспериментальные данные, а сплошные гистограммы — результат LSND для $\Delta m^2 = 1,0$ эВ² и $\Delta m^2 = 0,1$ эВ².

ожидаемом фоне $61,5 \pm 11,7$ событий), в отличие от зарегистрированного избытка событий при измерениях с пучком нейтрино. Следующий результат с пучком антинейтрино был опубликован после анализа данных, соответствующих $5,66 \times 10^{20}$ POT [84]. Был обнаружен избыток событий, характерный для осцилляций $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ с $\Delta m^2 = 0,1 - 1,0$ эВ², что, по утверждению коллаборации MiniBooNE, находится в согласии с результатом LSND [84]. Однако это утверждение выглядит слишком сильным, с учётом того, что избыток событий составляет около $2,8\sigma$ для энергий антинейтрино более 475 МэВ.

Краткий итог результатов MiniBooNE можно подвести следующим образом: а) не обнаружено осцилляций для нейтрино с энергиями выше 475 МэВ; б) не находит объяснения избыток ν_e -событий при энергиях менее 475 МэВ; в) обнаружен избыток $\bar{\nu}_e$ -событий с энергиями, превышающими 475 МэВ, что согласуется с результатом LSND.

Таким образом, можно сделать предварительное заключение, что MiniBooNE не удалось решить проблему LSND и дальнейший набор статистики выглядит малоэффективным. Скорее всего, требуется постановка принципиально нового эксперимента для окончательного решения этой проблемы.

4.2. Возможные интерпретации результатов

Для описания солнечных и атмосферных осцилляций, а также результата LSND наиболее популярным подходом явилось введение одного или нескольких лёгких (массой 1–10 эВ) стерильных нейтрино (нейтрино, которые не вступают в слабое взаимодействие, но могут

смешиваться с тремя стандартными нейтрино). Появление первого результата MiniBooNE существенно ограничило ряд таких экзотических моделей. Например, схема с тремя активными нейтрино и одним стерильным (3 активных + 1 стерильное) не вписывается в результаты LSND, и теперь она исключена на статистически достоверном уровне [85]. Осцилляции пяти нейтрино в схеме $3 + 2$ [86] описывают эти данные, допуская возможность СР-нарушения в лептонном секторе в нейтринных экспериментах с короткой базой [87]. В этой модели ожидается большая разность между вероятностями переходов $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, причём вероятность осцилляций антинейтрино может превосходить вероятность осцилляций нейтрино примерно в три раза. Однако анализ всех данных, полученных в реакторных (при энергиях в несколько МэВ) и ускорительных (при энергиях нейтрино в ГэВ-диапазоне) экспериментах с короткой базой, приведённый в работе [88], показал, что эта схема не в состоянии удовлетворительно описать экспериментальные данные. То же самое относится и к трём стерильным нейтрино: схема $3 + 3$ не улучшает ситуации [85]. С учётом того, что наличие осцилляций получено в измерениях с антинейтрино (LSND + последний результат MiniBooNE), а отсутствие осцилляций в MiniBooNE — в измерениях с нейтрино, было предложено объяснить это расхождение тем, что нейтрино и антинейтрино имеют различные массы и углы смешивания [89], т.е. нарушением СРТ-симметрии. Однако прецизионно измеренная разность квадратов масс Δm^2 с потоком антинейтрино в реакторном эксперименте KamLAND прекрасно согласуется с величиной Δm^2 , полученной в экспериментах с солнечными нейтрино, хотя следует отметить, что погрешность солнечных измерений больше и количественный вывод сделать трудно. Кроме того, данные детектора Супер-Камиоканде, который не различает атмосферные нейтрино и антинейтрино, соответствуют одной и той же величине $\Delta m^2 \sim 2,5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ как для нейтрино, так и для антинейтрино [90]. Тем не менее введение стерильных нейтрино с разными параметрами смешивания для нейтрино и антинейтрино вполне согласуется с нулевым результатом MiniBooNE для осцилляций нейтрино и с положительным сигналом LSND, а также с результатом MiniBooNE для антинейтрино.

Поскольку детектор MiniBooNE не различает фотонные и электронные события, одним из объяснений избытка электронных событий при низких энергиях является гипотеза аномального рождения фотонов при взаимодействии нейтрино с нуклонами [91, 92]. Впервые эта идея была выдвинута для объяснения избытка однофотонных событий в пузырьковой камере "Гаргамель" [93], а её детальное обсуждение и применение для интерпретации данных MiniBooNE проведено в работах [94, 95]. В работе [95] также рассматривается возможное усиление распада образующегося в нейтрино-ядерных взаимодействиях резонанса $\Delta(1232)$ с испусканием одиночного фотона $\Delta \rightarrow N\gamma$, по сравнению с ожидаемой вероятностью из данных по рождению нейтральных пионов. При этом не ожидается усиления этого канала при взаимодействии антинейтрино с ядрами.

В настоящее время продолжается набор статистики в MiniBooNE, а для изучения эффекта при низких энергиях нейтрино предложен новый эксперимент — MicroBooNE [96], в котором в качестве детектора используется время-

проекционная камера, заполненная жидким аргонном, что даёт возможность идентифицировать электроны и фотоны и соответственно "закрыть" или подтвердить этот эффект и определить природу "избытка" при низких энергиях нейтрино.

5. Осцилляционные параметры и масса нейтрино

Осцилляционные параметры (центральные величины и разрешённый $\pm 3\sigma$ -интервал), полученные в результате нескольких комбинированных анализов всех солнечных, реакторных, атмосферных и ускорительных нейтринных данных, следующие:

$$\begin{aligned}\Delta m_{12}^2 &= 7,65 \text{ (} 7,05 - 8,34 \text{)} [10^{-5} \text{ эВ}^2], \\ |\Delta m_{23}^2| &= 2,40 \text{ (} 2,07 - 2,75 \text{)} [10^{-3} \text{ эВ}^2], \\ \sin^2 \theta_{12} &= 0,304 \text{ (} 0,25 - 0,37 \text{)}, \\ \sin^2 \theta_{23} &= 0,50 \text{ (} 0,36 - 0,67 \text{)}, \\ \sin^2 \theta_{13} &= 0,01 \text{ (} \leq 0,056 \text{)}. \end{aligned} \quad (29)$$

Небольшое различие результатов проведённых анализов (ссылки можно найти в работах [97, 98]) не меняют существенно этих величин. Примерно раз в два года происходит обновление этих параметров. Поскольку результат LSND требует достоверного подтверждения, он не учитывается в стандартном анализе осцилляций трёх типов активных нейтрино. Как упоминалось в разделе 2, $\Delta m_{12}^2 > 0$, а знак Δm_{23}^2 неизвестен.

Наилучший предел массы электронного антинейтрино — менее 2,0 эВ (95 % CL) [99] — получен из данных двух экспериментов по измерению бета-распада трития [100, 101]. В ближайшее время в эксперименте KATRIN (Karlsruhe TRItium Neutrino) [102] ожидается проведение прямого измерения массы электронного антинейтрино с чувствительностью около 0,35 эВ. Анализ данных, полученных при измерении анизотропии реликтового излучения и изучения структур во Вселенной, позволяет установить ограничения на суммарную массу нейтрино $m_{\text{tot}} = m_1 + m_2 + m_3$. В зависимости от используемых космологических параметров найденный верхний предел суммарной массы варьируется в широком диапазоне: $m_{\text{tot}} < 0,2 - 2,5 \text{ эВ}$ (95 % CL) (см. работы [103–105]).

6. Эксперименты с длинной базой второго поколения

Прежде чем рассмотреть эксперименты с длинной базой следующего поколения, необходимо отметить, что выражения для вероятности осцилляций нейтрино, представленные в разделе 2, описывают этот процесс в вакууме. Присутствие вещества меняет эти выражения, поскольку существует различие во взаимодействии трёх типов нейтрино с веществом. Обычная среда, через которую проходит нейтрино, содержит протоны, нейтроны и электроны, но не содержит мюонов и тау-лептонов. В результате электронные нейтрино взаимодействуют с электронами, присутствующими в веществе, через заряженные (обмен через $W^\pm$) и нейтральные (обмен через Z^0) токи, в то время как ν_μ с энергией $< 10 \text{ ГэВ}$ и ν_τ при энергиях $< 3 \text{ ТэВ}$ могут взаимодействовать с электронами только через нейтральные токи (см. раздел 3.3). Для ν_e это приводит к появлению в лагранжиане, описываю-

щем взаимодействие, дополнительного члена, пропорционального плотности электронов.

Вероятность осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ в веществе (в случае малого эффекта вещества) может быть параметризована следующим образом [106–108]:

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = & 4c_{13}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 \sin^2 \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} \left[1 + \frac{2a}{\Delta m_{13}^2} (1 - 2s_{13}^2) \right] + \\
 & + 8c_{13}^2 s_{12} s_{13} s_{23} (c_{12} c_{23} \cos \delta - s_{12} s_{13} s_{23}) \times \\
 & \times \cos \frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E_\nu} \sin \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} \sin \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu} - \\
 & - 8c_{13}^2 c_{12} c_{23} s_{12} s_{13} s_{23} \sin \delta \sin \frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E_\nu} \sin \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} \sin \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu} + \\
 & + 4s_{12}^2 c_{13}^2 (c_{13}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 - 2c_{12} c_{23} s_{12} s_{23} s_{13} \cos \delta) \times \\
 & \times \sin^2 \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu} - 8c_{13}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 \cos \frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E_\nu} \frac{aL}{4E_\nu} \times \\
 & \times \sin \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} (1 - 2s_{13}^2), \quad (30)
 \end{aligned}$$

где $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ и $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$. Первое слагаемое в правой части (30) определяет вклад в переход $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ за счёт угла θ_{13} , второе и третье отражают вклад CP-чётных и CP-нечётных членов соответственно. Четвёртое слагаемое описывает осцилляции, обусловленные параметрами θ_{12} и Δm_{12}^2 . Последнее, пятое, слагаемое отражает эффект вещества, в котором нейтрино проходит расстояние L ,

$$a[\text{эВ}^2] = 2\sqrt{2}G_F n_e E_\nu = 7,6 \times 10^{-5} \rho [\text{г см}^{-3}] E_\nu [\text{ГэВ}], \quad (31)$$

где G_F — константа Ферми, n_e — плотность электронов, ρ — плотность вещества, через которое проходит нейтрино. Этот эффект связан с тем, что при прохождении через вещество, которое состоит из нуклонов (кварков) и электронов, электронные нейтрино (в отличие от мюонных и тау-нейтрино) могут испытывать упругое рассеяние через заряженный ток на электронах среды под малыми углами без изменения импульса. При этом возникает дополнительный вклад в амплитуду рассеяния, приводящий к изменению вероятности осцилляций по сравнению с таковой в вакууме. В экспериментах с

длинной базой, в которых нейтрино проходят через вещество внутри Земли, величина a с хорошей точностью является постоянной (если нейтрино не пересекают разные области Земли: кору, мантию, ядро). В Солнце плотность электронов уменьшается приблизительно экспоненциально от центра к поверхности, что при определённой плотности приводит к резонансному усилению осцилляций в веществе — эффект Михеева — Смирнова — Вольфенштейна (MSW) [109–112].

Вероятность $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ получается из выражения (30) посредством замены $a \rightarrow -a$, $\delta \rightarrow -\delta$, так как два члена (CP-нечётный и связанный с эффектом вещества) имеют разные знаки для нейтрино и антинейтрино. Как следует из выражения (30), вклад в вероятность осцилляций, связанный с эффектом вещества, пропорционален энергии нейтрино, поэтому чем меньше энергия нейтрино, тем меньше влияние вещества на вероятность осцилляций. Если пренебречь эффектом вещества, то CP-нечётная асимметрия выглядит следующим образом:

$$A_{\text{CP}} = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)} \simeq \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu} \frac{\sin 2\theta_{12}}{\sin \theta_{13}} \sin \delta. \quad (32)$$

Следует отметить, что эффект CP-нарушения пропорционален $1/\sin \theta_{13}$, а $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \sim \sin^2 2\theta_{13}$.

Зависимость различных членов, входящих в выражение (30), от длины базы эксперимента для энергии нейтрино 1 ГэВ показана на рис. 11. Приведены две базы, характерные для осцилляций солнечных нейтрино с $\Delta m^2 \sim 7 \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$ (рис. 11а) и атмосферных нейтрино с $\Delta m^2 \sim 2,5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ (рис. 11б). Вероятность $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ зависит от θ_{13} , θ_{23} , δ , а также от иерархии масс нейтрино, что даёт возможность измерять сразу несколько параметров нейтрино в эксперименте с длинной базой.

Однако, с другой стороны, существует фундаментальная проблема: как разделить вклады этих параметров в измеряемый эффект и как затем извлечь величины этих параметров. Даже в случае точного измерения $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ в ускорительном эксперименте с длинной базой величина θ_{13} будет иметь существенные неопределённости, связанные с неизвестной CP-фазой и знаком Δm_{23}^2 , а также с эффектом вещества (для экспериментов с

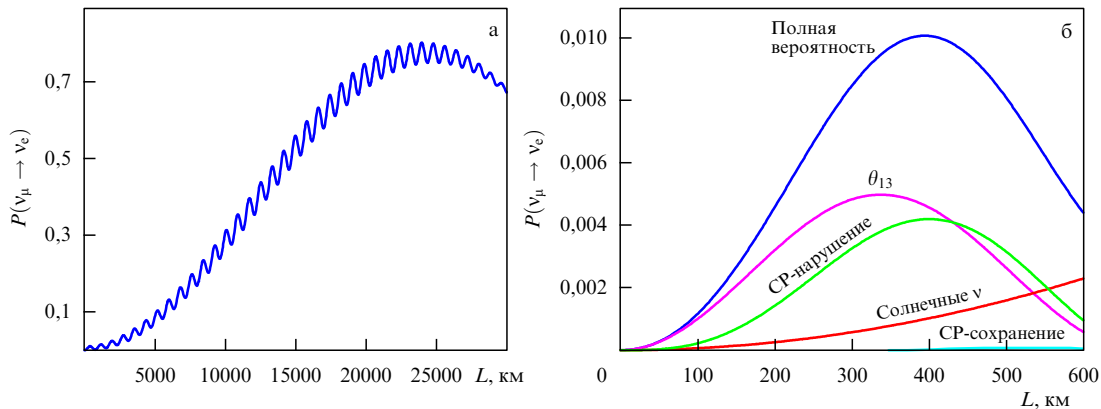


Рис. 11. Зависимость $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ от длины базы эксперимента, вычисленная с использованием выражения (30) для монохроматического пучка нейтрино с энергией 1 ГэВ [113]. (а) Расстояния до детектора, при которых проявляется максимум осцилляций для солнечных нейтрино. (б) Характерные расстояния для осциллирующих атмосферных нейтрино: показаны первый локальный осцилляционный максимум рисунка а и вклады различных процессов в этот максимум. В обоих случаях использовались следующие осцилляционные параметры: $\sin^2 2\theta_{13} = 0,01$, $\sin^2 2\theta_{12} = 0,8$, $\Delta m_{23}^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$, $\Delta m_{12}^2 = 7,0 \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$. CP-нечётная фаза равна 0 и $-\pi/2$ для рис. а и б соответственно.

базой в несколько тысяч километров и энергией нейтрино в несколько ГэВ). Для этого требуются расшировка и измерение вклада каждого члена (см. рис. 11) в вероятность осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Важная роль в решении этой проблемы отводится реакторным экспериментам с короткой базой Double Chooz [114] и Daya Bay [115], которые могут провести чистые измерения θ_{13} в эксперименте на исчезновение, так как вероятность исчезновения реакторных антинейтрино $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ не зависит от δ , Δm_{23}^2 и эффекта вещества и, как следует из выражения (6), эта вероятность связана с θ_{13} следующим соотношением:

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) &= 1 - 4 \sum_{k>j} |U_{ej}|^2 |U_{ek}|^2 \sin^2 \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E_\nu} = \\ &= 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} - \\ &- \frac{1}{2} \cos^2 \theta_{12} \sin^2 2\theta_{13} \sin \frac{\Delta m_{13}^2 L}{2E_\nu} \sin \frac{\Delta m_{12}^2 L}{2E_\nu} - \\ &- \left(\cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} + \cos^2 \theta_{12} \sin^2 2\theta_{13} \cos \frac{\Delta m_{13}^2 L}{2E_\nu} \right) \times \\ &\times \sin^2 \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu}. \end{aligned} \quad (33)$$

Измерение θ_{13} является первым шагом к поиску СР-нарушения в лептонном секторе и к определению иерархии масс нейтрино, так как эффект СР-нарушения всегда проявляет себя в произведении δ и $\sin^2 2\theta_{13}$. Только ненулевая и не очень малая величина угла θ_{13} открывает возможности для чувствительного поиска СР-нарушения в ускорительных осцилляционных экспериментах с длинной базой.

Каковы же теоретические предсказания для величины θ_{13} ? Расширения Стандартной модели, учитывающие ненулевую массу нейтрино, не дают однозначных предсказаний для θ_{13} : его величина может быть близкой к нынешнему пределу, может быть очень малой или даже нулевой. До экспериментального открытия смешивания нейтрино ожидалось, что смешивание нейтрино различных ароматов должно быть аналогично смешиванию кварков, которое характеризуется малыми углами. Однако удивительный результат для двух углов смешивания, $\theta_{23} \simeq 42^\circ$ и $\theta_{12} \simeq 35^\circ$, существенно отличающихся от углов кваркового смешивания, позволяет утверждать, что нет никаких серьёзных оснований полагать величину θ_{13} очень малой. Существует большой класс теоретических моделей, в которых величина θ_{13} близка к нынешнему экспериментальному ограничению. Широкий спектр предсказаний различных моделей для θ_{13} представлен в работах [116–118], а также в [119]. Экспериментальное ограничение на величину $\sin^2 \theta_{13}$, полученное в [98] при анализе всех экспериментальных данных по осцилляциям нейтрино, показано на рис. 12. Интересно отметить, что в последнее время в ряде проведённых анализов известных осцилляционных данных были получены указания на ненулевое значение θ_{13} . Подробно полученные результаты обсуждаются в работе [120].

6.1. Эксперимент T2K

Из шести параметров, которые характеризуют осцилляции нейтрино (три угла смешивания, две независимых разности квадратов масс и СР-нечётная фаза), пока измерены только четыре. Кроме того, неизвестен знак

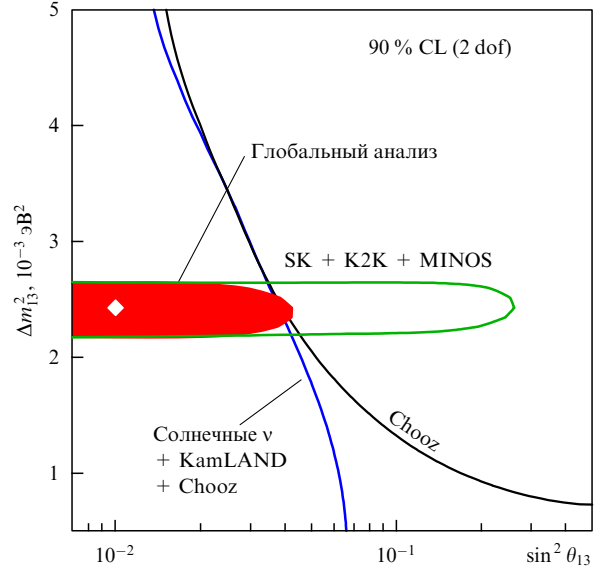


Рис. 12. Ограничения на $\sin^2 \theta_{13}$, полученные в работе [98] при анализе всех данных по осцилляциям нейтрино в солнечных, атмосферных, реакторных и ускорительных экспериментах (dof — degrees of freedom).

Δm_{23}^2 . Приоритетами для экспериментов с длинной базой следующего поколения являются измерение θ_{13} и определение знака Δm_{23}^2 . Сверхзадача — это обнаружение СР-нарушения в нейтринном секторе и измерение фазы δ . Улучшение точности измерения углов смешивания также имеет фундаментальное значение. Например, если значение θ_{23} близко к максимальному, а $\theta_{13} \sim 0$, то это может быть проявлением какой-то новой симметрии, для которой потребуется более фундаментальная теория. Детально этот вопрос рассмотрен в обзорной статье [121].

Основной целью эксперимента с длинной базой второго поколения T2K [27] является чувствительный поиск осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и измерение угла θ_{13} , а также прецизионное измерение других осцилляционных параметров. Концепция этого эксперимента, установка, ожидаемые результаты и статус эксперимента изложены ниже.

6.1.1. Нейтринный пучок. Квазимоноэнергетичный (off-axis) нейтринный пучок. В эксперименте T2K впервые будет использоваться квазимоноэнергетичный пучок нейтрино, энергия которого настроена на первый осцилляционный максимум. Основные свойства такого пучка рассмотрены ниже.

При предположении, что масса нейтрино пренебрежимо мала, в системе покоя пиона энергия и импульс мюонного нейтрино в распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ определяются следующим выражением:

$$E_\nu^{\text{cm}} = p_\nu^{\text{cm}} = \frac{m_\pi}{2} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right), \quad (34)$$

Рассмотрим случай, в котором пион с энергией E_π движется вдоль оси z в лабораторной системе координат. Тогда выражение для энергии нейтрино в этой системе имеет вид

$$E_\nu = \gamma \left(E_\nu^{\text{cm}} + \frac{p_\pi p_z^{\text{cm}}}{E_\pi} \right) = \frac{E_\nu^{\text{cm}}}{\gamma [1 - (p_\pi/E_\pi) \cos \theta]}, \quad (35)$$

где $p_z^{\text{cm}} = p_v \cos \theta$ — компонента импульса нейтрино вдоль оси z в системе центра масс, $\gamma = E_\pi/m_\pi$, θ — угол между импульсом нейтрино и осью z . Используя выражения (34) и (35), получаем приближённое выражение для энергии нейтрино в лабораторной системе в случае малого угла θ :

$$E_v \simeq \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right) \frac{E_\pi}{1 + \gamma^2 \theta^2}. \quad (36)$$

Как следует из (36), при $\theta = 0$ энергия нейтрино пропорциональна энергии пиона, что приводит к широкому диапазону энергий нейтринного пучка, если энергетический спектр пионов также имеет большой диапазон энергий. Дифференцируя (36) по E_π , получаем

$$\frac{dE_v}{dE_\pi} \simeq \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right) \frac{1 - \gamma^2 \theta^2}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^2}. \quad (37)$$

Отсюда следует, что при небольшом угле θ энергия нейтрино практически не зависит от энергии пиона. В случае $\theta = \gamma^{-1} = m_\pi/E_\pi$ полностью исчезает зависимость энергии нейтрино от энергии пиона:

$$E_v \approx \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right) \frac{m_\pi}{2\theta} \approx \frac{29,8 \text{ МэВ}}{\theta}, \quad (38)$$

т.е. при $\theta \approx m_\pi/E_\pi$ получается практически монохроматический пучок.

В лабораторной системе поток нейтрино на единицу площади детектора, расположенного на расстоянии r от точки распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$, при малых углах между импульсом пиона и нейтрино выглядит следующим образом:

$$\Phi = \left(\frac{2\gamma}{1 + \gamma^2 \theta^2}\right)^2 \frac{1}{4\pi r^2}. \quad (39)$$

При всех энергиях рождённых мезонов (пионов или каонов) поток нейтрино достигает максимальной интенсивности при $\theta = 0$. Различные пучки нейтрино, получаемые на ускорителях, и их свойства детально рассмотрены в обзоре [122].

Впервые идея монохроматического (off-axis) пучка нейтрино была предложена для эксперимента E-889 в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL) (США) [123]. Особенностью такого подхода является то, что ось нейтринного пучка не направлена на дальний детектор, что позволяет настроить энергию нейтринного пучка на осцилляционный максимум, а также получить довольно "чистый" пучок мюонных нейтрино с малой примесью электронных нейтрино. Интенсивность потока мюонных нейтрино в узком интервале энергий, настроенном на осцилляционный максимум выбором угла относительно направления протонного пучка, также выше, по сравнению с интенсивностью нейтринного пучка при $\theta = 0$.

Такая концепция off-axis-пучка была принята в эксперименте T2K, в котором используется высокоинтенсивный пучок протонов от 30-гигаэлектронвольтового протонного синхротрона J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) (Япония). Проектная мощность ускорителя составляет 0,75 МВт, что обеспечивает интенсивность протонного пучка $3,3 \times 10^{14}$ протонов на импульс

при длительности импульса около 3,0 мкс и быстром выводе пучка на мишень каждые 3,5 с. В эксперименте используется графитовая мишень диаметром 30 мм и длиной 900 мм (≈ 2 ядерные длины), в которой испытывают ядерные взаимодействия около 80 % протонов. Охлаждение мишени осуществляется газообразным гелием. Три тороидальных импульсных магнита фокусируют рождённые пионы в распадный объём длиной 94 м, который заполнен гелием при давлении 1 атм для уменьшения поглощения и рождения пионов.

Расчётные спектры мюонных нейтрино для нескольких углов θ показаны на рис. 13. Базовый вариант эксперимента соответствует углу $2,5^\circ$, который может изменяться в пределах от $2,0^\circ$ до $3,0^\circ$, что обеспечивает изменение средней энергии нейтрино от 0,5 до 0,9 ГэВ и позволяет оптимизировать чувствительность эксперимента к осцилляционным параметрам [124]. При энергиях нейтрино, соответствующих максимуму интенсивности, примесь электронных нейтрино от распадной цепочки $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ и распадов каонов составляет около 0,4 % для угла $2,5^\circ$. Следует отметить, что параметры off-axis-пучка нейтрино, которые имеют сильную зависимость от угла, как видно из рис. 13, должны тщательно контролироваться в течение эксперимента.

Общая схема эксперимента представлена на рис. 14. Основными элементами эксперимента являются нейтринный канал, комплекс ближних нейтринных детекторов, находящихся на расстоянии 280 м от мишени (ND280), и дальний детектор Супер-Камиоканде, расположенный на расстоянии 295 км от мишени. ND280, состоящий из двух нейтринных детекторов, используется для измерения параметров исходного (до осцилляций) нейтринного пучка, постоянного контроля за его свойствами и измерения сечений взаимодействия нейтрино с ядрами. Один детектор (монитор нейтринного пучка) расположен на оси пучка, т.е. под нулевым углом по отношению к направлению протонного пучка, а другой, off-axis-детектор нейтрино [125–127], находится

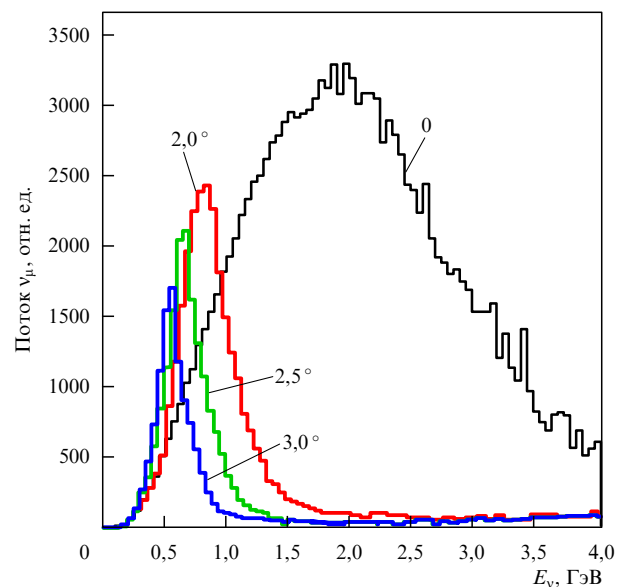


Рис. 13. Спектры нейтрино для различных углов относительно оси протонного пучка: 0, 2,0, 2,5 и 3,0 градусов. В эксперименте T2K используется пучок под углом $2,5^\circ$. Интенсивность нейтринного потока приведена в относительных единицах.

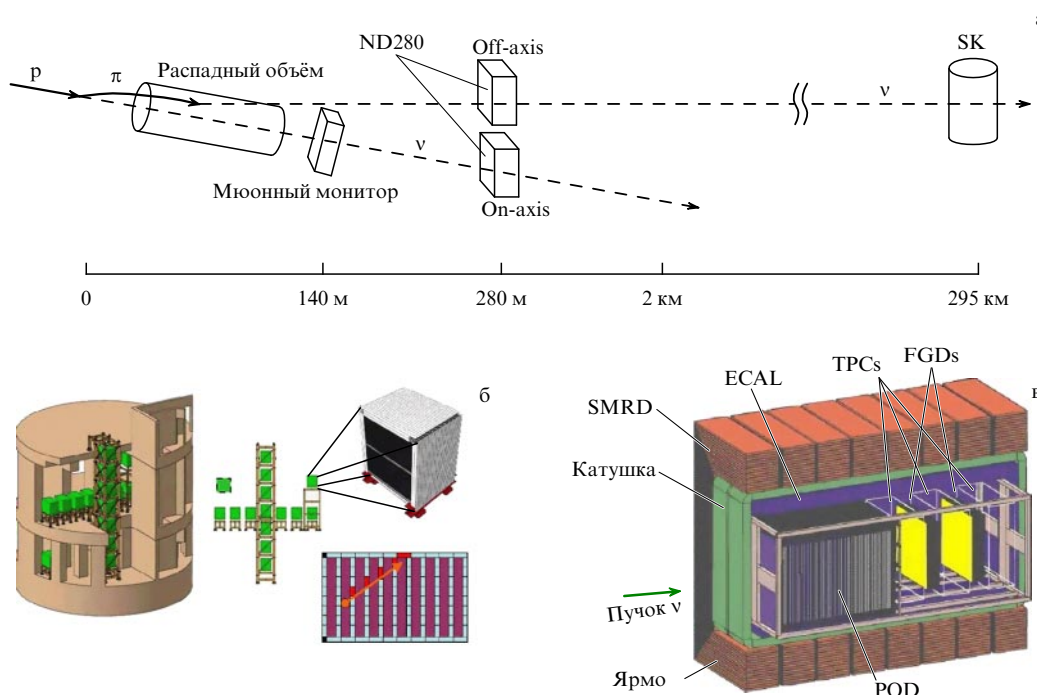


Рис. 14. Схема эксперимента T2K. (а) Основные элементы установки: нейтринный пучок, монитор нейтринного пучка и ближний детектор нейтрино, расположенные на расстоянии 280 м от мишени, и дальний нейтринный детектор Супер-Камиоканде. (б) Общий вид монитора нейтринного пучка (on-axis) и одного из 16 модулей, а также типичное квазиупругое событие в этом детекторе. (в) Ближний (off-axis) детектор нейтрино, включающий в себя детектор нейтральных пионов (POD), электромагнитный калориметр (ECAL), детектор пробега мюонов (SMRD) и трековый детектор, состоящий из трёх времяпроекционных камер (TPC) и двух высокосегментированных сцинтилляционных детекторов (FGD).

на оси, соединяющей распадный объём и Супер-Камиоканде, т.е. под углом $2,5^\circ$.

6.1.2. Ближний нейтринный детектор. Для решения основных задач эксперимента ближний детектор должен обеспечить измерение спектра нейтрино вблизи мишени с точностью 2 %. Для измерения энергии нейтрино с такой точностью спектр мюонов, появляющихся в результате квазиупругого рассеяния нейтрино, должен измеряться с импульсным разрешением $\Delta p/p \leq 10\%$, а абсолютное значение импульса мюона должно определяться с точностью, лучшей чем 2 %. Кроме того, детектор должен обладать низким порогом регистрации протонов (≈ 200 МэВ/с). Примесь электронных нейтрино в спектре мюонных нейтрино должна быть измерена с точностью $\approx 10\%$. Одной из основных задач детектора является также измерение нейтринных сечений на нуклонах и лёгких ядрах. Главная функция монитора нейтринного пучка заключается в измерении профиля пучка и мониторинге направления нейтринного пучка с точностью < 1 мрад, что обеспечивает контроль за энергией нейтрино в направлении SK в максимуме спектра с точностью лучшей 15 МэВ.

Монитор нейтринного пучка. Монитор нейтринного пучка (INGRID — Interactive Neutrino GRID) состоит из $7 + 7$ идентичных модулей, расположенных в виде креста, плюс два дополнительных модуля, как показано на рис. 14б. Каждый модуль (поперечный размер 1×1 м²) имеет сэндвич-структуру сталь–сцинтиллятор, состоящую из 10 чередующихся слоёв стали толщиной 6,5 см и 11 плоскостей сцинтилляторов. Активная плоскость представляет собой два слоя сцинтилляторов, каждый в виде сборки из сцинтилляционных пластин

размером $5 \times 1 \times 121$ см³, расположенных в одном слое вертикально, а в другом — горизонтально. В сцинтилляционной пластине имеется центральное отверстие, в которое вставлено спектросмещающее волокно — через него сцинтилляционный сигнал передаётся фотоприёмнику, в качестве которого используется микропиксельный лавинный фотодиод, работающий в ограниченном гейгеровском режиме (Multi-Pixel Photon Counter — MPPC), разработанный компанией "Hamamatsu" (Япония). Описание этих приборов, их параметры и результаты тестов представлены в работах [128–131]. Общий вес монитора около 160 т. Ожидается, что в детекторе будет происходить около 10^5 нейтринных взаимодействий в сутки при мощности протонного пучка 0,75 МВт.

Off-axis-детектор. Ближний (off-axis) детектор нейтрино состоит из магнита UA1, детектора нейтральных пионов (π^0 Detector — POD), трекового детектора, который включает в себя три времяпроекционных камеры (Time Projection Chamber — TPC) и два высокосегментированных сцинтилляционных детектора (Fine-Grained Detector — FGD), электромагнитный калориметр (Electromagnetic Calorimeter — ECAL) и детектор пробега мюонов (Side Muon Range Detector — SMRD) (рис. 14в). За исключением TPC все упомянутые выше детекторы используют в качестве активных элементов сцинтилляционные детекторы со спектросмещающими волокнами, а фотоприёмниками являются MPPC.

Детектор нейтральных пионов оптимизирован для измерения сечения рождения π^0 через нейтральные токи:

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + \pi^0 + N, \quad (40)$$

где $N = n, p$. Измерение этих процессов играет важную роль для определения фона при измерении спектра электронных нейтрино, появляющихся в Супер-Камиоканде в результате осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, поскольку событие, в котором детектируется только один фотон из распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, идентифицируется как одиночный электрон от квазиупругого рассеяния электронного нейтрино. POD состоит из чередующихся слоёв воды толщиной 3 см каждый и трековых плоскостей. Одна трековая плоскость, в свою очередь, состоит из двух XY-плоскостей, в которых сцинтилляционные пластины расположены перпендикулярно друг другу. Для эффективной регистрации фотонов между сцинтилляционными плоскостями в центральной части детектора установлены тонкие латунные пластины, а в передней и задней части детектора вставлены свинцовые пластины. Полный вес POD около 17 т, а вес водной мишени примерно 3 т. Этой массы достаточно для набора около $10^4 \pi^0$, рождённых через нейтральные и заряженные токи за время проведения эксперимента. Сечения рождения нейтральных пионов на кислороде при энергиях нейтрино ≤ 1 ГэВ будут измерены этим детектором.

Трековый детектор обеспечивает измерение потока и спектра мюонных и электронных нейтрино посредством детектирования заряженных лептонов, возникающих при квазиупругом рассеянии нейтрино. Основным процессом при энергиях Т2К является квазиупругое рассеяние через заряженный ток:

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p. \quad (41)$$

Для прецизионного измерения спектра нейтрино необходимо детектировать и восстанавливать кинематические параметры как мюона, так и протона. Протон идентифицируется и измеряется FGD, а импульс мюона измеряется TPC с добавлением информации от FGD. Энергия нейтрино будет восстановлена из значения импульса мюона.

Первый FGD — это полностью активный сцинтилляционный детектор, аналогичный детектору SciBar [49, 50]. Он состоит из 30 слоёв сцинтилляционных стрипов с поперечным сечением 1×1 см², которые формируют чередующиеся XY-слои перпендикулярно направлению нейтринного пучка. Второй FGD содержит слои воды толщиной 3 см между слоями сцинтилляторов. Общий вес воды 0,44 т. Такая конфигурация позволяет проводить одновременно измерения сечений взаимодействия нейтрино в воде и углеороде, сравнивая события в обоих детекторах. Около 4×10^5 нейтринных событий ожидается в обоих FGD за время проведения эксперимента.

Времяпроекционные камеры, находящиеся в магнитном поле величиной 0,2 Тл, должны обеспечить импульсное разрешение $\approx 10\%$ в области импульсов мюонов около 1 ГэВ/с. Абсолютная калибровка энергетической шкалы с точностью примерно 2 % может быть получена в результате восстановления массы нейтральных каонов, рождённых в реакциях глубокоупругого рассеяния нейтрино. Также ожидается хорошее разрешение ($< 10\%$) при измерении удельных энергетических потерь dE/dx , что позволит надёжно на уровне 5σ идентифицировать мюоны и электроны в диапазоне импульсов 0,3–1,0 ГэВ/с.

Трековые детекторы и POD окружены электромагнитным калориметром, основной функцией которого является детектирование и идентификация частиц, поки-

дающих объём этих детекторов. Калориметр с эффективной толщиной около 10 радиационных длин, представляющий собой чередующиеся слои свинца и пластикового сцинтиллятора, имеет энергетическое разрешение $7,5\%/\sqrt{E[\text{ГэВ}]}$ для электромагнитных ливней. Мюоны, которые вылетают из трекового детектора под большими углами, не могут быть измерены TPC. Они попадают в ярмо магнита, и их импульс может быть измерен по пробегу, определяемому с помощью SMRD, активными элементами которого являются сцинтилляционные пластины [132, 133], расположенные в зазорах секций магнита. Для регистрации сцинтилляционного света используются спектросмещающие волокна, вклеенные в S-образные канавки, а в качестве фотоприёмников — фотодиоды MPPC, которые регистрируют сцинтилляционный сигнал с обоих концов волокон [133].

Ближний нейтринный детектор с такой конфигурацией позволяет производить измерения нейтринного пучка вблизи мишени (спектр и интенсивность под углами 0 и 2,5°), измерять примесь электронных нейтрино от распадов мюонов и каонов, а также сечения взаимодействия нейтрино через заряженные и нейтральные токи с нуклонами и различными ядрами. На основе этих измерений предсказываются спектр и число мюонных и электронных нейтрино в дальнем детекторе SK в отсутствие осцилляций и рассчитывается $R(F/N)$.

6.1.3. Ожидаемые результаты и статус эксперимента. Для успешного решения задачи по измерению θ_{13} необходимо эффективно детектировать электроны, возникающие в Супер-Камиоканде в результате взаимодействия электронных нейтрино за счёт заряженных токов. Одновременно должно быть достигнуто максимальное подавление нейтральных пионов, рождающихся в результате взаимодействия мюонных нейтрино с веществом детектора через нейтральные токи.

Проблема заключается в идентификации π^0 в случае асимметричного распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, когда один из фотонов имеет маленькую энергию, что приводит к срабатыванию небольшого числа ФЭУ в SK, поэтому идентификация черенковского кольца этого фотона затруднена. К счастью, такие события довольно редки, и поскольку кинематика распада хорошо известна, число событий с пропущенным кольцом может быть довольно точно определено.

В таблице показано, за счёт использования каких критериев в Т2К будет осуществляться подавление основных фоновых процессов и какой будет эффективность регистрации сигнала от электронных нейтрино [134]. В первой строке приведено число событий для ожидаемого сигнала в предположении $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$ (правая колонка) и основных фоновых процессов, включающих в себя события через заряженные и нейтральные токи от мюонных нейтрино и события от примеси в пучке электронных нейтрино для проектной интенсивности протонного пучка J-PARC и набора статистики в течение пяти лет. Единственным критерием является условие, что восстановленная энергия события должна быть больше 100 МэВ. Во второй строке приведено число однокольцевых событий, а третья строка показывает сколько событий в каждой колонке удовлетворяет условию: однокольцевое событие, которое выглядит как одноэлектронный трек (e-like), плюс отсутствие задержанного электронного сигнала от распада мюона, рож-

Таблица. Ожидаемое число электронных нейтрино в детекторе Супер-Камиоканде для экспозиции 5×10^{21} POT, соответствующей пяти годам набора статистики. Для моделирования использовалась программа NEUT (Neutrino Interaction Simulation Program) [135] с параметрами осцилляций $\Delta m_{23}^2 = 2,5 \times 10^{-3}$ эВ² и $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$. FC, FV — события, в которых точка взаимодействия нейтрино находится внутри активного объёма Супер-Камиоканде и энергия которых полностью измеряется в детекторе

Нейтринный пучок 2,5°	ν_μ , заряженный ток	ν_μ , нейтральный ток	Примесь, ν_e	Сигнал, ν_e
FV, FC, $E_{\text{vis}} > 100$ МэВ	2215	847	184	243
Однокольцевые события	1043	220	88	204
Электроноподобные кольца	39	175	85	202
Отсутствуют мишелевские электроны	12	156	71	187
$0,35 \leq E_{\nu}^{\text{rec}} \leq 0,85$ ГэВ	1,8	47	21	146
Подавление π^0	0,7	9	13	103

дённому в процессе взаимодействия нейтрино. Как видно из таблицы, это условие практически полностью подавляет квазиупругие события с участием мюонных нейтрино. Следующий критерий налагает условие, что энергия нейтрино должна находиться вблизи осцилляционного максимума. Тем самым подавляются фоновые события, имеющие более широкое распределение по энергии. При этих условиях ожидается существенное снижение уровня фоновых событий и удаётся сохранить довольно высокую эффективность регистрации ожидаемого сигнала — около 42 %. Интересной особенностью является значительное уменьшение вклада электронных нейтрино в ожидаемый сигнал. Объясняется это тем, что электронные нейтрино в исходном пучке имеют более высокие энергии по сравнению с энергиями электронных нейтрино, образовавшихся в результате осцилляций.

Ожидаемая чувствительность к углу θ_{13} исходя из данных, приведённых в таблице, показана на рис. 15 для трёх возможных систематических ошибок: 5 %, 10 % и 20 % [136]. Рисунок 15а показывает, как чувствительность измерения θ_{13} зависит от CP-нечётной фазы, а на рис. 15б приведена зависимость $\sin^2 2\theta_{13}$ от Δm_{23}^2 в предположении $\delta = 0$. Приведена также область параметров, исключённая в эксперименте Chooz. Важной задачей, стоящей перед T2K, является также измерение известных осцил-

ляционных параметров с точностью $\delta(\Delta m_{23}^2) \sim 10^{-4}$ эВ² и $\delta(\sin^2 2\theta_{23}) = 0,01$ с помощью хорошо разработанных в K2K методов анализа дефицита и искажения формы спектра мюонных нейтрино в Супер-Камиоканде.

Статус эксперимента. Создание ускорительного комплекса J-PARC завершено в 2008 г. В апреле 2009 г. протонный пучок был выведен в нейтринный канал и MUMON (Muon Monitor) зарегистрировал мюонный сигнал от распада $\pi \rightarrow \mu + \nu$. Первые нейтринные события были зарегистрированы ND280 в ноябре 2009 г. Физический сеанс начался в январе 2010 г. при энергии протонного ускорителя 30 ГэВ, а первое нейтринное событие в Супер-Камиоканде было зарегистрировано в феврале 2010 г. Ближайшая цель эксперимента — набрать интегральное число протонов на мишени $(2,0 - 2,5) \times 10^{20}$ POT, что, как ожидается, позволит уже в течение 2011 г. достичь чувствительности к $\sin^2 2\theta_{13}$, превосходящей предел Chooz примерно в 2,5 раза.

6.2. Эксперимент NOvA

Как отмечалось выше, в случае достаточно длинной базы ускорительные эксперименты чувствительны к δ и иерархии масс, а реакторные эксперименты с базой около 1 км, которые не чувствительны к этим параметрам, позволяют измерять θ_{13} "чисто", без распутывания

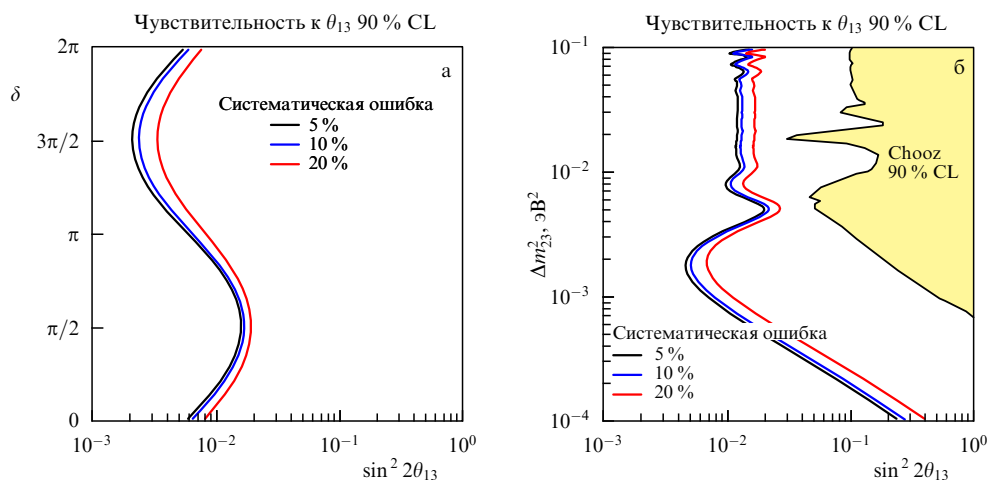


Рис. 15. Чувствительность эксперимента T2K к углу θ_{13} (90 % CL) за 5 лет набора статистики при мощности протонного пучка 750 кВт и активном объёме Супер-Камиоканде 22,5 кт [136]. (а) Зависимость θ_{13} от δ в предположении систематической ошибки измерений 5 %, 10 % и 20 %. Использовались параметры осцилляций $\sin^2 2\theta_{12} = 0,87$, $\sin^2 2\theta_{23} = 1,0$, $\Delta m_{12}^2 = 7,6 \times 10^{-5}$ эВ², $\Delta m_{23}^2 = 2,4 \times 10^{-3}$ эВ². (б) Зависимость θ_{13} от Δm_{23}^2 для трёх систематических ошибок: 5 %, 10 % и 20 %. Использовались следующие осцилляционные параметры: $\sin^2 2\theta_{12} = 0,87$, $\sin^2 2\theta_{23} = 1,0$, $\Delta m_{12}^2 = 7,6 \times 10^{-5}$ эВ², $\Delta m_{23}^2 = 2,4 \times 10^{-3}$ эВ², $\delta = 0$. Также показана область (затенённая), исключённая на уровне 90 % CL в эксперименте Chooz.

сложной картины корреляций осцилляционных параметров. Если осцилляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ будут открыты в ускорительном эксперименте T2K и осцилляции $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ будут обнаружены в реакторных экспериментах Double Chooz и Daya Bay, то комбинация этих результатов даст возможность ограничить область для CP-нечётной фазы и откроет возможности для определения иерархии масс нейтрино в ускорительном эксперименте с длинной базой NOvA.

Предложенный в Фермилаб эксперимент NOvA [28], направленный на исследование осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ с чувствительностью к вероятности переходов для обоих процессов на уровне $\approx 1\%$, получил научное одобрение и сейчас находится в стадии создания установки. Эксперимент будет использовать off-axis-пучок мюонных нейтрино и антинейтрино под углом $2,5^\circ$ со средней энергией около 2 ГэВ, а также два нейтринных детектора — ближний и дальний. Если $\theta_{13} \neq 0$, то главной задачей эксперимента станет определение иерархии масс нейтрино.

6.2.1. Ближний и дальний детекторы. Оба детектора, ближний и дальний, будут представлять собой полностью активные сегментированные сцинтилляционные детекторы. Небольшой детектор нейтрино, являющийся точной копией дальнего детектора, будет располагаться на расстоянии около 1 км от мишени, а дальний детектор — на расстоянии около 810 км от мишени и 12 км от оси пучка. Масса ближнего детектора составит около 215 т, а масса дальнего — около 15 кт. Основным элементом обоих детекторов является пластиковая ячейка размером 3,8 см в направлении поперёк пучка и 5,9 см вдоль пучка, заполненная жидким сцинтиллятором, в который помещается спектросмещающее волокно для транспортировки сцинтилляционного света к фотоприёмнику. Длина ячейки 15,6 м в дальнем детекторе и 2,9 (4,2) м в ближнем детекторе для горизонтальных (вертикальных) плоскостей.

Оба детектора имеют идентичную структуру с чередующимися слоями, в которых ячейки расположены горизонтально и вертикально. Активная часть детекторов (сцинтиллятор) составляет около 70 % полной массы детекторов. Сцинтилляционный свет, возникающий в ячейках, поглощается спектросмещающими волокнами диаметром 0,7 мм, имеющими U-образную форму, переизлучается и транспортируется к обоим концам, где регистрируется лавинным фотодиодом. Полная длина волокна в ячейке дальнего детектора составляет около 34 м, при этом использование лавинных фотодиодов, обладающих высокой квантовой эффективностью, позволяет получить для релятивистской частицы световыход с дальнего конца ячейки, где происходит изгиб волокна, около 20 фотоэлектронов, а усреднённый световыход по всей длине ячейки должен быть около 28 фотоэлектронов. Размеры дальнего детектора $15,6 \times 15,6 \times 78 \text{ м}^3$, а ближнего — $4,2 \times 2,9 \times 14,3 \text{ м}^3$. Структура обоих детекторов (рис. 16), которая оптимизирована для эффективной регистрации электронных нейтрино, позволяет различать мюонные и электронные события. Полученные на основе моделирования треки мюонов и электронов, образовавшихся от мюонных и электронных нейтрино через заряженные токи, прекрасно различаются в детекторе: электронный трек имеет размытый профиль, а мюонный трек представляет собой прямую линию.

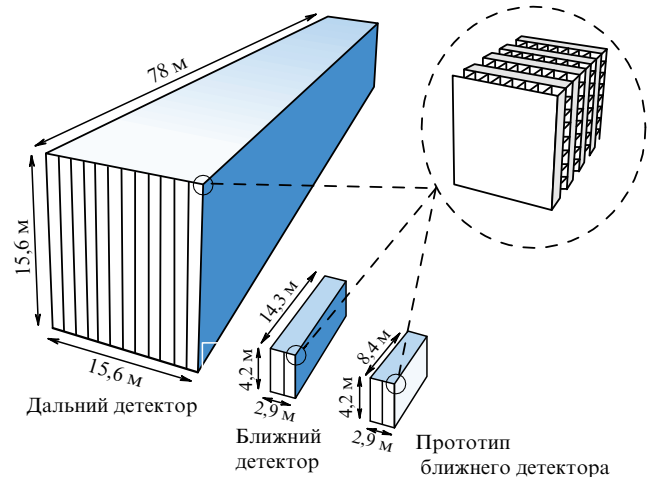


Рис. 16. Схематическое изображение детекторов NOvA. Размеры дальнего детектора $15,6 \times 15,6 \times 78 \text{ м}^3$, ближнего — $4,2 \times 2,9 \times 14,3 \text{ м}^3$.

6.2.2. Ожидаемая чувствительность эксперимента. NOvA имеет возможность проводить измерения как с пучком мюонных нейтрино, так и с пучком мюонных антинейтрино. На первом этапе эксперимента измерения будут выполняться при энергии протонного пучка 120 ГэВ и мощности 700 кВт. В дальнейшем планируется увеличение мощности до 1,2 МВт. Оценки чувствительности эксперимента, приведённые ниже, сделаны в предположении, что мощность пучка составит 1,2 МВт и набор статистики будет продолжаться в течение трёх лет (44 недели в году) с пучками нейтрино и антинейтрино.

Поскольку эффект вещества увеличивает (уменьшает) вероятность осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) на 30 % (см. выражение (30)), наиболее интересной выглядит возможность определения иерархии масс нейтрино, как это иллюстрируется на рис. 17, на котором приведены результаты для вероятности перехода мюонных нейтрино в электронные $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = 2\%$. Например, если вероятность перехода мюонных антинейтрино в электронные антинейтрино (горизонтальная ось) составляет 1 % или 4 %, то иерархия масс может быть определена достаточно достоверно. Однако если вероятности этих переходов для нейтрино и антинейтрино будут около 2 %, то это сделать невозможно. В этом случае необходимо третье измерение, выполненное в другом эксперименте с энергиями нейтрино и базой, отличными от таковых в NOvA, или измерение с детектором NOvA во втором осцилляционном максимуме.

7. Отдалённое будущее

Дальнейшие перспективы ускорительных экспериментов с длинной базой зависят от величины θ_{13} . В случае ненулевого значения этого параметра основной целью будет поиск CP-нарушения в лептонном секторе, которое может быть обнаружено в осцилляционных экспериментах при измерении асимметрии между переходами мюонных нейтрино и антинейтрино в электронные нейтрино и антинейтрино соответственно, а также при измерении осцилляторной кривой с использованием широкого диапазона энергий нейтрино, перекрывающего два осцилляционных максимума [137, 138].

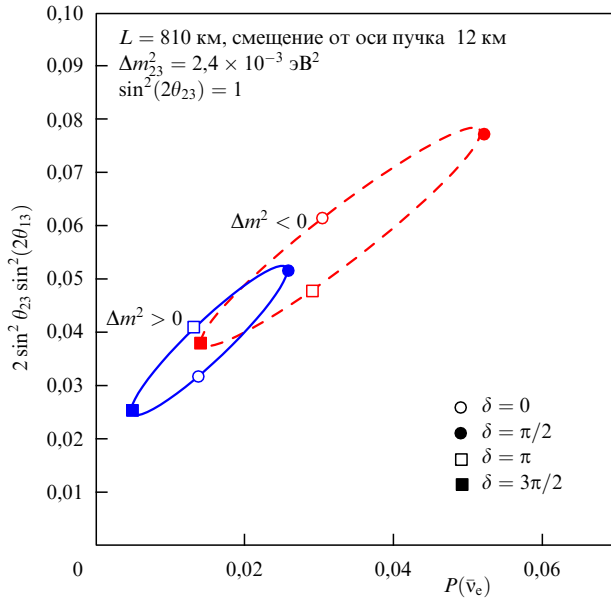


Рис. 17. Возможное проявление иерархии масс в эксперименте NOvA для вероятности осцилляций мюонных нейтрино в электронные $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = 2\%$. По горизонтальной оси отложена вероятность осцилляций мюонных антинейтрино в электронные антинейтрино $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$. Приведённые на рисунке эллипсы получены в предположении, что измерения выполнены с нулевыми ошибками.

Одним из реальных сценариев является повышение интенсивности протонного пучка J-PARC до $\approx 1,7$ МВт и проведение эксперимента с двумя (или даже тремя) дальними детекторами, расположенными в Камиока (295 км от J-PARC), на острове Окиносима (660 км, off-axis-угол $\approx 0,8^\circ$) и/или в Корее (1050 км, off-axis-угол $\approx 1,0^\circ$) [139, 140]. В качестве детекторов рассматриваются водный черенковский детектор и большие жидкоаргоновые ТРС. Такая конфигурация позволит проводить измерения с пучком нейтрино одновременно в первом и втором максимумах осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ с хорошей статистикой.

Проявление эффекта CP-нарушения (положение и интенсивность первого и второго осцилляционных максимумов) для $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$ и трёх значений δ демонстрируется на рис. 18. Для проведения таких измерений необходим интенсивный пучок нейтрино с широким энергетическим спектром. Аналогичный подход рассматривается для нейтринных экспериментов с длинной базой в Фермилаб [141]. Альтернативным подходом является поиск CP-нарушения с одним массивным детектором и с интенсивными пучками мюонных нейтрино и антинейтрино. Один из возможных вариантов заключается в использовании двух черенковских детекторов общей массой около 540 кт, расположенных в Камиоке на расстоянии 295 км от J-PARC [142]. В этом случае энергия обоих пучков должна быть настроена на первый осцилляционный максимум.

7.1. Бета-пучки и нейтринная фабрика

Наилучшая чувствительность к δ и другим осцилляционным параметрам может быть достигнута в экспериментах с высокоинтенсивными нейтринными пучками следующего поколения. В отличие от подходов с применением стандартных нейтринных пучков, для получения которых используются распады пионов,

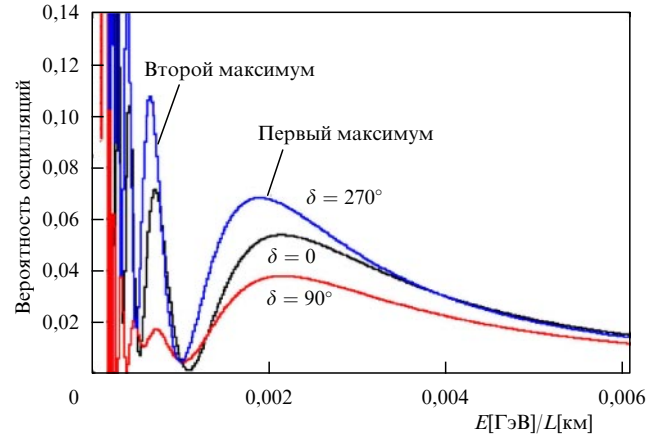


Рис. 18. Зависимость вероятности осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ от отношения $E[\text{ГэВ}]/L[\text{км}]$ для значения $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$ и трёх величин CP-нечётной фазы [140].

рождённых в протон-ядерных соударениях, принципиально новыми являются подходы с формированием нейтринных пучков из распадов радиоактивных ядер (бета-пучки [143]) и распадов мюонов (нейтринная фабрика [144]).

7.1.1. Бета-пучки. Когда ядро претерпевает бета-распад, испускается электронное нейтрино или антинейтрино. В системе покоя ядра нейтрино испускаются изотропно. Если ион ускорен, то образуется коллимированный пучок нейтрино. Идея бета-пучка [143] состоит в том, что ускоренные радиоактивные ядра, претерпевающие β -распад, являются источниками чистых ν_e и $\bar{\nu}_e$ в соответствии с типом ускоренного ядра. Наилучшими радиоактивными ионами для пучка электронных нейтрино считаются ядра ^{18}Ne ($^{18}\text{Ne} \rightarrow ^{18}\text{F} + e^+ + \nu_e$), а для антинейтрино $\bar{\nu}_e$ — ядра ^6He ($^6\text{He} \rightarrow ^6\text{Li} + e^- + \bar{\nu}_e$). Энергия нейтрино в этом случае зависит от энергии иона и может варьироваться с целью оптимизации чувствительности эксперимента.

Хорошо коллимированный нейтринный пучок состоит из одного типа нейтрино с известной энергией и интенсивностью. Для эксперимента с длинной базой отпадает необходимость в ближнем детекторе, так как спектр нейтрино определяется всего двумя параметрами: граничной энергией β -спектра и лоренц-фактором распадающихся ионов γ , а нормировка потока нейтрино осуществляется через измерение числа ионов, циркулирующих в распадном кольце. Поскольку нейтринный пучок не содержит примеси мюонных нейтрино и антинейтрино, то для прецизионного измерения осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ и получения информации о θ_{13} и δ не требуется детектор с магнитным полем.

В настоящее время обсуждается несколько вариантов бета-пучков. Их классификация в зависимости от γ выглядит следующим образом: пучок низкой энергии ($\gamma = 6 - 15$), промежуточной энергии ($\gamma \geq 100$) и высокой энергии ($\gamma \sim 1000$). Детально эти концепции рассмотрены в работе [145]. Интенсивность потока нейтрино и антинейтрино в бета-пучках с низким γ может составлять $\sim 10^{18}$ ν_e в год при ускорении ^{18}Ne и $\sim 3 \times 10^{18}$ $\bar{\nu}_e$ в год при ускорении ^6He [146, 147].

Бета-пучок может быть создан на базе интенсивного источника радиоактивных ионов с использованием про-

тонных ускорителей PS (Proton Synchrotron) и SPS (Super Proton Synchrotron) в ЦЕРНе (рис. 19а). Интенсивный пучок протонов, ускоренный в сверхпроводящем линейном ускорителе (Superconducting Proton Linac — SPL) до энергии 2,2 ГэВ, направляется на мишень, в которой получают радиоактивные ядра. После ионизации радиоактивные ионы ускоряются до энергии около 300 МэВ на нуклон. Затем в результате ускорения в PS и SPS их энергия повышается до 100 ГэВ на нуклон и ионы аккумулируются в кольце длиной около 6,8 км. Прямой распадный участок, направленный на детектор нейтрино, должен иметь длину около 2,5 км, при этом средняя энергия пучка нейтрино составляет около 600 МэВ, а оптимальное расстояние до нейтринного детектора, при котором чувствительность к осцилляциям максимальна, должно составлять около 300 км. Также рассматривается возможность создания бета-пучка на базе ускорительного комплекса Фермилаб [148]. Нейтринный детектор предполагается разместить в подземной лаборатории DUSEL (Deep Underground Science and Engineering Laboratory) на расстоянии около 1300 км от источника нейтрино.

7.1.2. Нейтринная фабрика. Концепция нейтринной фабрики заключается в создании высокоинтенсивного нейтринного пучка из распадов мюонов, которые аккумулируются в накопительном кольце с длинными прямыми участками для распадов, и является естественным развитием идеи мюонного коллайдера, впервые предложенного Г. Будкером [149].

Один из возможных вариантов нейтринной фабрики схематично показан на рис. 19б. Пионы, рожденные при бомбардировке мишени пучком протонов мощностью около 4 МВт, максимально эффективно собираются с помощью сверхпроводящего соленоида или системы магнитных горнов в распадный канал, в котором они быстро распадаются на мюоны с энергетическим спектром, близким к спектру пионов. Наиболее интенсивная часть спектра мюонов имеет импульс в интервале 250 ± 100 МэВ/с. Монохроматизация спектра мюонов производится с помощью переменного электрического

поля, которое замедляет быстрые мюоны и ускоряет медленные. Для уменьшения поперечного размера и угловой расходимости пучка необходимо уменьшение энергии мюонов. Это может быть осуществлено в результате ионизационного охлаждения [150], суть которого состоит в том, что мюоны теряют энергию вследствие ионизационных потерь при прохождении через материал с низким зарядовым числом (жидкий водород), находящийся в сильнофокусирующем магнитном поле. На выходе канала охлаждения мюоны имеют продольный импульс около 100 МэВ/с и практически нулевые поперечные составляющие. Затем мюоны ускоряются в линейном ускорителе до энергий 20–50 ГэВ. Примерно 10^{21} мюонов в год может быть собрано в накопительном кольце, в котором они совершают в среднем несколько сотен оборотов до распада. В случае пучка положительных мюонов в результате распадов $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ образуется высокоинтенсивный пучок $\nu_e + \bar{\nu}_\mu$, а в случае пучка отрицательных мюонов нейтринный пучок состоит из смеси $\bar{\nu}_e + \nu_\mu$. Чувствительность к различным осцилляционным параметрам, включая чувствительность к CP-нечётной фазе, которая может быть достигнута на нейтринной фабрике, подробно проанализирована в работе [151]. Например, измерение вероятности перехода $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ возможно с чувствительностью $10^{-4} - 10^{-5}$, что соответствует области $10^{-3} - 10^{-4}$ для параметра $\sin^2 2\theta_{13}$. Различные варианты детекторов, разрабатываемых для нейтринной фабрики, подробно рассмотрены в работе [152].

8. Заключение

Несмотря на блестящие результаты, полученные в последнее десятилетие, перед нейтринной физикой стоит ряд фундаментальных проблем, ждущих решения. Перечислим только некоторые из них.

— Какова природа нейтрино: дираковские или майорановские частицы?

— Нарушается ли CP-симметрия в лептонном секторе?

— Какова иерархия масс и абсолютная шкала масс нейтрино?

— Почему нейтрино отличаются от других лептонов?

— Каков механизм образования масс нейтрино?

— Почему у нейтрино и кварков разное смешивание?

— Существуют ли стерильные нейтрино?

Следует ещё раз подчеркнуть, что исследование осцилляций нейтрино является изучением новой физики вне рамок Стандартной модели. Ближайшей задачей, на решение которой направлены ускорительные нейтринные эксперименты, является открытие "золотой моды" осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и измерение угла θ_{13} . От величины этого параметра в значительной степени зависит будущее экспериментов с длинной базой и перспективы измерения CP-нарушения в этих экспериментах. Если окажется, что величина θ_{13} близка к пределу Chooz, то на очереди стоит определение иерархии масс и поиск CP-нарушения в лептонном секторе. Если $\sin^2 2\theta_{13} > 0,01$, то эффект вещества может быть использован для измерения иерархии масс, но если $\sin^2 2\theta_{13} < 0,01$, то потребуются новые подходы к детекторам и ускорительным технологиям для решения этой задачи. Если $\theta_{13} \approx 0$, то фаза δ не может быть измерена в нейтринных экспериментах с длинной базой.

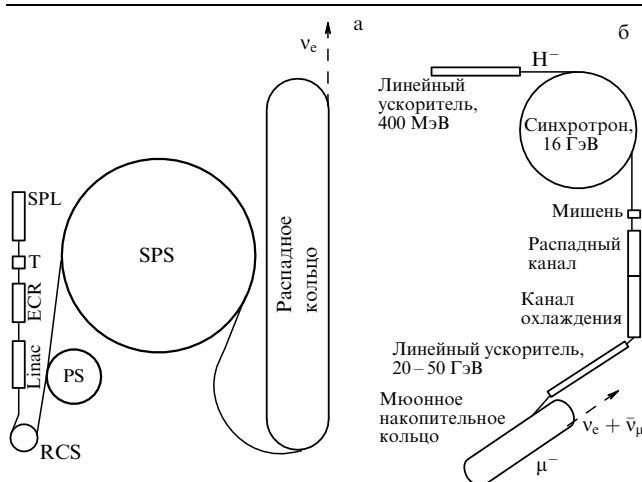


Рис. 19. (а) Схема возможного ускорительного комплекса для бета-пучка в ЦЕРНе. (б) Схематичное изображение нейтринной фабрики с одним мюонным накопительным кольцом. SPL — линейный ускоритель протонов высокой интенсивности, T — мишень, ECR — источник ионов с электронно-циклотронным резонансом, RCS — быстроциклический синхротрон.

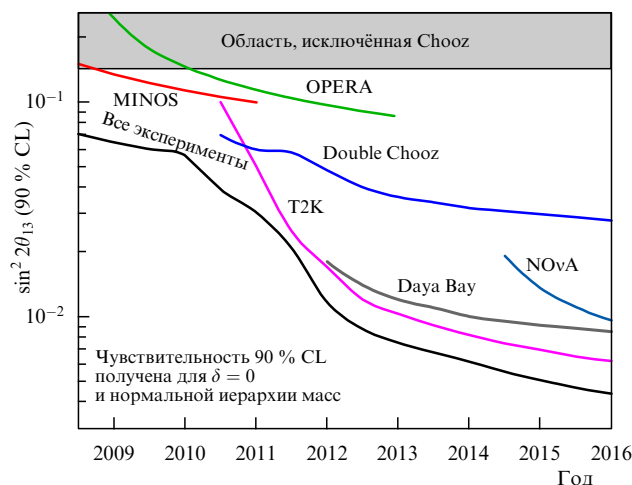


Рис. 20. Ожидаемая чувствительность различных ускорительных и реакторных экспериментов к $\sin^2 2\theta_{13}$ в ближайшие годы [153]. Для оценки использовалась величина $\Delta m_{23}^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$, кроме того, для ускорительных экспериментов предполагались нормальная иерархия масс и $\delta = 0$.

Оценка чувствительности к $\sin^2 2\theta_{13}$, которая ожидается в текущих, готовящихся, а также планируемых ускорительных и реакторных экспериментах в ближайшие несколько лет, полученная в работе [153], показана на рис. 20.

Автор выражает благодарность Л.Б. Окуню за идею написания этого обзора. Считаю приятным долгом выразить глубокую признательность В.А. Матвееву, В.А. Рубакову, С.С. Герштейну за полезные советы и постоянный интерес к работе. Я признателен М. Меззетто, Т. Кобаяши, Т. Накая, Д. Карлену, А.В. Копылову, Д.С. Горбунову за многочисленные плодотворные обсуждения, ценные замечания и полезную информацию, предоставленную для этого обзора.

Работа поддержана программой "Нейтринная физика" Президента РАН, совместным грантом РФФИ/JSPS (Япония) 08-02-91206-ЯФ-а, а также Программой поддержки научных школ (НШ-4918.2008.2, НШ-65038.2010.2).

Список литературы

1. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **33** 549 (1957) [Pontecorvo B M *Sov. Phys. JETP* **6** 429 (1957)]
2. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **34** 247 (1957) [Pontecorvo B M *Sov. Phys. JETP* **7** 172 (1958)]
3. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **53** 1717 (1967) [Pontecorvo B M *Sov. Phys. JETP* **26** 984 (1967)]
4. Gribov V, Pontecorvo B *Phys. Lett. B* **28** 493 (1969)
5. Davis R (Jr.), Harmer D S, Hoffman K C *Phys. Rev. Lett.* **20** 1205 (1968)
6. Bahcall J N *Neutrino Astrophysics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1989)
7. Hirata K S (Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **65** 1297 (1990)
8. Hirata K S (Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. D* **44** 2241 (1991); "Erratum" *Phys. Rev. D* **45** 2170 (1992)
9. Fukuda Y et al. (Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **77** 1683 (1996)
10. Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 1158 (1998)
11. Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *Phys. Lett. B* **328** 234 (1994)
12. Anselmann P et al. (GALLEX Collab.) *Phys. Lett. B* **285** 376 (1992)
13. Ahmed S N et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **92** 181301 (2004)
14. Eguchi K et al. (KamLAND Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **90** 021802 (2003)

15. Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 1562 (1998)
16. Aliu E et al. (K2K Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **94** 081802 (2005)
17. Michael D G et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **97** 191801 (2006)
18. Ashie Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **93** 101801 (2004)
19. Dolgov A D *Phys. Rep.* **370** 333 (2002)
20. Dolgov A D *ЯФ* **71** 2189 (2008) [*Phys. Atom. Nucl.* **71** 2152 (2008)]; arXiv:0802.2887
21. Otten E W, Weinheimer C *Rep. Prog. Phys.* **71** 086201 (2008)
22. Барабаш А С *ЯФ* **70** 1230 (2007)
23. Kota V K B, Sarkar U, in *Neutrinoless Double Beta Decay* (Eds V K B Kota, U Sarkar) (New Delhi: Narosa Publ. House, 2008) p. 164
24. Zuber K, arXiv:1002.4313
25. Guler M et al. (OPERA Collab.), CERN-SPSC-2000-028
26. Declais Y et al., CERN-SPSC-2002-029 SPSC-059
27. Itow Y et al., hep-ex/0106019
28. Ayres D et al. (NOvA Collab.), hep-ex/0210005; hep-ex/0503053
29. Aguilar-Arevalo A A et al. (MiniBooNE Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **98** 231801 (2007)
30. Aguilar A et al. (LSND Collab.) *Phys. Rev. D* **64** 112007 (2001)
31. Герштейн С С, Кузнецов Е П, Рябов В А *УФН* **167** 811 (1997) [Gershtein S S, Kuznetsov E P, Ryabov V A *Phys. Usp.* **40** 773 (1997)]
32. Рябов В А *ЭЧАЯ* **34** 1256 (2003) [Ryabov V A *Phys. Part. Nucl.* **34** 651 (2003)]
33. Dore U, Orestano D *Rep. Prog. Phys.* **71** 106201 (2008)
34. Куденко Ю Г *ЯФ* **72** 537 (2009) [Kudenko Yu G *Phys. At. Nucl.* **72** 501 (2009)]
35. Hernandez P, arXiv:1010.4131
36. Maki Z, Nakagawa M, Sakata S *Prog. Theor. Phys.* **28** 870 (1962)
37. Apollonio M et al. (Chooz Collab.) *Phys. Lett. B* **466** 415 (1999)
38. Roy D P *Phys. News India* **39** (3) 51 (2009); arXiv:0809.1767
39. Giunti C, Kim Ch W *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2007)
40. Mohapatra R N et al. *Rep. Prog. Phys.* **70** 1757 (2007); hep-ph/0510213
41. de Gouvea A, arXiv:0902.4656
42. Fogli G L et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **57** 742 (2006); hep-ph/0506083
43. Barger V, Marfatia D, Whisnant K *Phys. Rev. D* **65** 073023 (2002); hep-ph/0112119
44. Ahn M H et al. (K2K Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **90** 041801 (2003); hep-ex/0212007
45. Fukuda S et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **501** 418 (2003)
46. Kasuga S et al. *Phys. Lett. B* **374** 238 (1996)
47. Suzuki A et al. (K2K Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **453** 165 (2000)
48. Kim B J et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **497** 450 (2003)
49. Nitta K et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **535** 147 (2004)
50. Yamamoto S et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **52** 2992 (2005)
51. Berns H C, Wilkes R J *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **47** 340 (2000)
52. Catanese M G et al. (HARP Collab.) *Nucl. Phys. B* **732** 1 (2006)
53. Cho Y et al. *Phys. Rev. D* **4** 1967 (1971)
54. Ahn M H et al. (K2K Collab.) *Phys. Rev. D* **74** 072003 (2006)
55. Michael D G et al. (MINOS Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **596** 190 (2008); arXiv:0805.3170
56. Adamson P et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. D* **77** 072002 (2008)
57. Adamson P et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 131802 (2008); arXiv:0806.2237
58. Barger V et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 2640 (1999)
59. Fogli G L et al. *Phys. Rev. D* **67** 093006 (2003)
60. Vahle P, talk at 24th Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics: NEUTRINO2010, Athens, Greece, 14–19 June 2010
61. Adamson P et al. (MINOS Collab.), arXiv:1006.0996
62. Amsler C et al. (Particle Data Group) *Phys. Lett. B* **667** 1 (2008)
63. de Gouvea A, Jenkins J, Vasudevan N *Phys. Rev. D* **75** 013003 (2007)
64. Asaka T, Blanchet S, Shaposhnikov M *Phys. Lett. B* **631** 151 (2005)
65. Asaka T, Shaposhnikov M, Kusenko A *Phys. Lett. B* **638** 401 (2006)
66. Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **85** 3999 (2000)
67. Abe K et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **97** 171801 (2006)
68. Adamson P et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 221804 (2008); arXiv:0807.2424

69. Sousa A (MINOS Collab.), arXiv:0910.1369
70. Adamson P et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. D* **81** 052004 (2010); arXiv:1001.0336
71. Autiero D et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **189** 263 (2009)
72. Gozzi M *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **172** 152 (2007)
73. Agafonova N et al. *JINST* **4** P06020 (2009); arXiv:0903.2973
74. Acquafredda R et al. (OPERA Collab.) *JINST* **4** P04018 (2009)
75. Lutter G, OPERA Collab., arXiv:0905.4521
76. Marteau J, OPERA Collab., arXiv:0910.3468
77. Agafonova N et al. (OPERA Collab.), arXiv:1006.1623
78. Sato O, talk at *24th Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics: NEUTRINO2010, Athens, Greece, 14–19 June 2010*
79. Strumia A *Phys. Lett. B* **539** 91 (2002); hep-ph/0201134
80. Aguilar-Arevalo A A et al. (MiniBooNE Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **599** 28 (2009); arXiv:0806.4201
81. Roe B P, arXiv:0805.2863, v1
82. Aguilar-Arevalo A A et al. (MiniBooNE Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **102** 101802 (2009); arXiv:0812.2243
83. Aguilar-Arevalo A A et al. (MiniBooNE Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **103** 111801 (2009); arXiv:0904.1958
84. Aguilar-Arevalo A A et al. (MiniBooNE Collab.), arXiv:1007.1150
85. Maltoni M, Schwetz T *Phys. Rev. D* **76** 093005 (2007); arXiv:0705.0107
86. Sorel M, Conrad J M, Shaevitz M H *Phys. Rev. D* **70** 073004 (2004); hep-ph/0305255
87. Karagiorgi G et al. *Phys. Rev. D* **75** 013011 (2007); hep-ph/0609177
88. Schwetz T, arXiv:0805.2234, v1
89. Murayama H, Yanagida T *Phys. Lett. B* **520** 263 (2001); hep-ph/0010178
90. Gonzalez-Garcia M C, Maltoni M *Phys. Rep.* **460** 1 (2008); arXiv:0704.1800
91. Герштейн С С, Комаченко Ю Я, Хлопов М Ю *ЯФ* **33** 1597 (1981) [Gershtein S S, Komachenko Yu Ya, Khlopov M Yu *Sov. J. Nucl. Phys.* **33** 860 (1981)]
92. Harvey J A, Hill C T, Hill R J *Phys. Rev. Lett.* **99** 261601 (2007); arXiv:0708.1281
93. Alibrant P et al. (Gargamelle Collab.) *Phys. Lett. B* **74** 422 (1978)
94. Jenkins J P, Goldman T *Phys. Rev. Lett.* **80** 053005 (2009); arXiv:0906.0984
95. Hill R J, arXiv:1002.4215
96. The MicroBooNE experiment, <http://www-microboone.fnal.gov/>
97. Maltoni M, Schwetz T, arXiv:0812.3161
98. Schwetz T, Tórtola M, Valle J M F *New J. Phys.* **10** 113011 (2008); arXiv:0808.2016
99. Nakamura K, Particle Data Group *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **37** 075021 (2010); <http://pdg.lbl.gov>
100. Lobashev V M et al. *Phys. Lett. B* **460** 227 (1999)
101. Kraus Ch et al. *Eur. Phys. J. C* **40** 447 (2005)
102. Osipowicz A et al., hep-ex/0109033
103. Ichiki K, Takada M, Takahashi T *Phys. Rev. D* **79** 023520 (2009)
104. Reid B A et al. *JCAP* (01) 003 (2010); arXiv:0910.0008
105. Hannestad S *Prog. Part. Nucl. Phys.* **65** 185 (2010)
106. Arafune J, Koike M, Sato J *Phys. Rev. D* **56** 3093 (1997); "Erratum" *Phys. Rev. D* **60** 119905(E) (1999)]
107. Richter B, hep-ph/0008222
108. Sato J, hep-ph/0006127
109. Wolfenstein L *Phys. Rev. D* **17** 2369 (1978)
110. Wolfenstein L *Phys. Rev. D* **20** 2634 (1979)
111. Михеев С П, Смирнов А Ю *ЖЭТФ* **91** 7 (1986) [Mikheev S P, Smirnov A Yu *Sov. Phys. JETP* **64** 4 (1986)]
112. Михеев С П, Смирнов А Ю *ЯФ* **42** 1441 (1985) [Mikheev S P, Smirnov A Yu *Sov. J. Nucl. Phys.* **42** 913 (1985)]
113. Guglielmi A et al., hep-ph/0508034
114. Ardellier F et al. (Double Chooz Collab.), hep-ex/0606025
115. Guo X et al. (Daya Bay Collab.), hep-ex/0701029
116. Barr S M, Dorsner I *Nucl. Phys. B* **585** 79 (2000); hep-ph/0003058
117. Joshipura A S, hep-ph/0411154
118. Nandi S, Tavartkiladze Z *Phys. Lett. B* **661** 109 (2008); arXiv:0708.4033
119. Albright C H *AIP Conf. Proc.* **1222** 98 (2010); arXiv:0911.2437
120. Mezzetto M, Schwetz T J. *Phys. G Nucl. Part. Phys.* **37** 103001 (2010); arXiv:1003.5800
121. Mohapatra R N, Smirnov A Yu *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **56** 569 (2006); hep-ph/0603118
122. Kopp S E *Phys. Rep.* **439** 101 (2007); physics/0609129
123. Beavis D et al., "P889, Long Baseline Neutrino Experiment at the AGS", BNL Report No. 52459, April 1995
124. Yamada Y *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **155** 28 (2006)
125. "T2K ND280 Conceptual Design Report", T2K Internal Document
126. Karlen D *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **159** 91 (2006)
127. Kudenko Yu *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **598** 289 (2009)
128. Hamamatsu Photonics K.K., <http://www.hamamatsu.com>
129. Yokoyama M et al., physics/0605241
130. Gomi S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **581** 427 (2007)
131. Yokoyama M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **610** 128 (2009); arXiv:0807.3145
132. Mineev O et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **577** 540 (2007)
133. Izmaylov A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **623** 382 (2010); arXiv:0904.4545
134. Hayato Y, T2K Collab. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **143** 269 (2005)
135. Hayato Y *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **112** 171 (2002)
136. The T2K experiment, <http://www.t2k.org>
137. Marciano W J, hep-ph/0108181
138. Bernabeu J, Espinoza C, arXiv:0905.2913
139. Rubbia A J. *Phys. Conf. Ser.* **171** 012020 (2009); arXiv:0908.1286
140. Badertscher A et al., arXiv:0804.2111
141. Barger V et al., arXiv:0705.4396
142. Hasegawa T, arXiv:1001.0452
143. Zucchelli P *Phys. Lett. B* **532** 166 (2002)
144. Geer S *Phys. Rev. D* **57** 6989 (1998); "Erratum" *Phys. Rev. D* **59** 039903(E) (1999); hep-ph/9712290
145. Volpe C J. *Phys. G Nucl. Part. Phys.* **34** R1 (2007); hep-ph/0605033
146. Autin B et al. *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **29** 1637 (2003)
147. Terranova F et al. *Eur. Phys. J. C* **38** 69 (2004)
148. Agarwalla S K, Huber P, arXiv:0909.2257
149. Budker G I, in *Proc. 7th Int. Conf. on High Energy Accelerators, Yerevan, 1969*, p.33
150. Скринский А Н, Пархомчук В В *УЧАЯ* **12** 557 (1981) [Skrinsky A N, Parkhomchuk V V *Sov. J. Part. Nucl.* **12** 223 (1981)]
151. Bandyopadhyay A et al. *Rep. Prog. Phys.* **72** 106201 (2009)
152. Abe T et al. *JINST* **4** T05001 (2009)
153. Mezzetto M, arXiv:0905.2842

A study of neutrino oscillations in long baseline accelerator experiments

Yu.G. Kudenko

*Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences,
prosp. 60-letiya Oktyabrya 7A, 117312 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-496) 751-0184. E-mail: kudenko@inr.ru*

A review of the title subject is given. The phenomenology of neutrino oscillations in the framework of the so-called Standard Neutrino Model (vSM) with three active neutrinos is considered. The recently completed first long baseline accelerator experiment K2K and currently in-progress MINOS and OPERA experiments are described in detail. The oscillation parameters obtained from the global analysis of all oscillation data are given. The short baseline experiment MiniBooNE and its results on the search for light sterile neutrinos are discussed in detail. Considerable attention is given to searching for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations and measuring the angle θ_{13} in muon neutrino experiments. The concept of the off-axis neutrino beam is reviewed. The T2K experiment, collecting statistics since early 2010, is described for its details and objectives. The under construction NOvA experiment and next generation beta beam and neutrino factory experiments are also discussed.

PACS numbers: **12.60. -i**, 14.60.Pq, 25.30.Pt

Bibliography — 153 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **181** (6) 569–594 (2011)

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201106a.0569

Received 26 June 2010, revised 11 November 2010

Physics – Uspekhi **54** (6) (2011)