

УДК 539.123

ПРЕДЕЛЫ НА ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРИННЫХ $\nu_e \rightarrow \nu_e$ -ОСЦИЛЛЯЦИЙ ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА НА «НЕЙТРИННОМ ДЕТЕКТОРЕ ИФВЭ–ОИЯИ»

Ю. А. Батусов^а, А. А. Борисов^б, С. А. Бунятов^а, В. Ю. Валув^а,
А. С. Вовенко^б, В. Н. Горячев^б, М. М. Кирсанов^б, О. Л. Климов^а,
А. С. Кожин^б, А. И. Кононов^б, А. В. Красноперов^а, А. И. Мухин^б,
Ю. А. Неведов^{а,1}, Б. А. Попов^а, Ю. И. Саломатин^б, В. И. Снятков^а,
В. В. Терещенко^а

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Институт физики высоких энергий, Протвино

Из анализа данных, полученных в эксперименте на «Нейтринном детекторе ИФВЭ–ОИЯИ», определены новые пределы на параметры нейтринных $\nu_e \rightarrow \nu_e$ -осцилляций. На 90%-м уровне достоверности пределы составляют: $\Delta m^2 < 33 \text{ эВ}^2$ при максимальном смешивании, $\sin^2 2\theta < 0,09$ в области наибольшей чувствительности эксперимента ($\Delta m^2 \sim 150 \text{ эВ}^2$) и $\sin^2 2\theta < 0,19$ при больших Δm^2 . Полученные пределы на амплитуду нейтринных $\nu_e \rightarrow \nu_e$ -осцилляций можно интерпретировать как ограничения на $\sin^2 2\theta_{13}$.

New limits on the $\nu_e \rightarrow \nu_e$ neutrino oscillation parameters have been obtained from the analysis of data collected by the IHEP–JINR Neutrino Detector. At 90% CL these limits are: $\Delta m^2 < 33 \text{ eV}^2$ at maximal mixing, $\sin^2 2\theta < 0.09$ in the most sensitive region ($\Delta m^2 \sim 150 \text{ eV}^2$) and $\sin^2 2\theta < 0.19$ at large Δm^2 . The limits on the amplitude of the $\nu_e \rightarrow \nu_e$ neutrino oscillations can be interpreted as limits on $\sin^2 2\theta_{13}$.

ВВЕДЕНИЕ

Эксперимент по поиску нейтринных $\nu_e \rightarrow \nu_x$ -осцилляций был проведен в 1993–1994 гг. на установке «Нейтринный детектор ИФВЭ–ОИЯИ» в пучке нейтрино от ускорителя У-70 (ИФВЭ, Протвино). Предварительный анализ данных опубликован в работе [1]. В связи с возросшим интересом к проблеме осцилляций нейтрино мы заново проанализировали экспериментальные данные и получили ограничения на параметры осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_e$.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Детальная информация о формировании нейтринного пучка на ускорителе У-70 представлена в работе [2]. Протонный пучок с энергией 70 ГэВ направлялся на алюминиевую мишень длиной 60 см. Вторичные частицы, вылетающие из мишени, распались

¹E-mail: nefedov@nusun.jinr.ru

в конусообразном распадном канале длиной 12 м. Заряженные частицы замедлялись и останавливались в стальной защите, установленной за распадным каналом. Нейтрино, образованные в основном от распадов π - и K -мезонов, регистрировались в «Нейтринном детекторе ИФВЭ–ОИЯИ», который расположен за защитой. Расстояние от середины распадной базы до детектора составляло 60 м. Устройство для фокусировки вторичных частиц в данном эксперименте не использовалось. Это объясняется тем, что применение фокусирующего устройства снижает долю электронных нейтрино по отношению к мюонным нейтрино, что приводит к увеличению фона и к ухудшению чувствительности нашего эксперимента. Использование короткой распадной базы (12 м) позволило повысить чувствительность эксперимента за счет увеличения относительного содержания электронных нейтрино в нейтринном пучке.

За время двух сеансов набора данных в 1993 и 1994 гг. на мишень было сброшено $2,2 \cdot 10^{18}$ протонов.

«Нейтринный детектор ИФВЭ–ОИЯИ» представляет собой калориметрический детектор с электронным съемом информации. Детальное описание экспериментальной установки представлено в статье [3].

ПОИСК $\nu_e \rightarrow \nu_e$ -ОСЦИЛЛЯЦИЙ

Существует два подхода к поиску нейтринных осцилляций. В эксклюзивных экспериментах (по «возникновению») в пучке нейтрино одного типа ищут появление нейтрино другого типа. В инклюзивной постановке (по «исчезновению») регистрируют взаимодействия нейтрино того же типа. В данном эксперименте использовалась инклюзивная постановка. Для этого в детекторе регистрировались взаимодействия электронных нейтрино по каналу заряженного тока $\nu_e N \rightarrow e^- X$ ($\nu_e CC$ -взаимодействия)¹ и их число сравнивалось с расчетным, ожидаемым числом таких событий. Если число $\nu_e CC$ -взаимодействий оказывается меньше ожидаемого, это может быть интерпретировано как переход электронных нейтрино в какой-либо другой тип нейтрино ν_x (ν_μ , ν_τ или «стерильное» нейтрино).

Вероятность нейтринных $\nu_e \rightarrow \nu_e$ -осцилляций (в упрощенном предположении, что электронное нейтрино есть суперпозиция только двух собственных массовых состояний) описывается формулой (см., например, [4]):

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \Delta m^2 \frac{L_0}{E_\nu} \right), \quad (1)$$

где L_0 — расстояние от точки образования нейтрино до вершины взаимодействия (м); E_ν — энергия нейтрино (МэВ); $\sin^2 2\theta$ — амплитуда осцилляций, а Δm^2 — модуль разности квадратов масс двух собственных массовых состояний (эВ²).

Малая протяженность распадного канала позволяет считать, что нейтрино образуются в нем равновероятно по длине и результирующее выражение для вероятности осцилляций получается усреднением формулы (1) по длине распадного канала. Дополнительную

¹Ливни от электронов и позитронов выглядят в детекторе одинаково. Поэтому, в дальнейшем, термин $\nu_e CC$ -взаимодействие относится к взаимодействию как электронных нейтрино, так и антинейтрино.

информацию о параметрах осцилляций можно получить, изучая распределение событий по величине L/E_ν , где L — расстояние от середины распадного канала до точки взаимодействия нейтрино.

В случае, если осцилляции не обнаружены, целью анализа экспериментальных данных является определение области исключенных значений параметров $\sin^2 2\theta$ и Δm^2 на 90 %-м уровне достоверности.

РАСЧЕТ СПЕКТРОВ НЕЙТРИНО

Для поиска нейтринных осцилляций необходимо хорошее знание спектров налетающих нейтрино. Расчет нейтринных спектров был выполнен с помощью пакета программ [2] на основе библиотеки GEANT [5] версии 3.15. При моделировании протон-ядерных взаимодействий выходы вторичных частиц корректировались с использованием инклюзивных спектров π - и K -мезонов, измеренных при энергии налетающих протонов $E_p = 67$ ГэВ [6]. Была учтена сложная геометрия нейтринного канала. Полученные спектры нейтрино приведены на рис. 1.

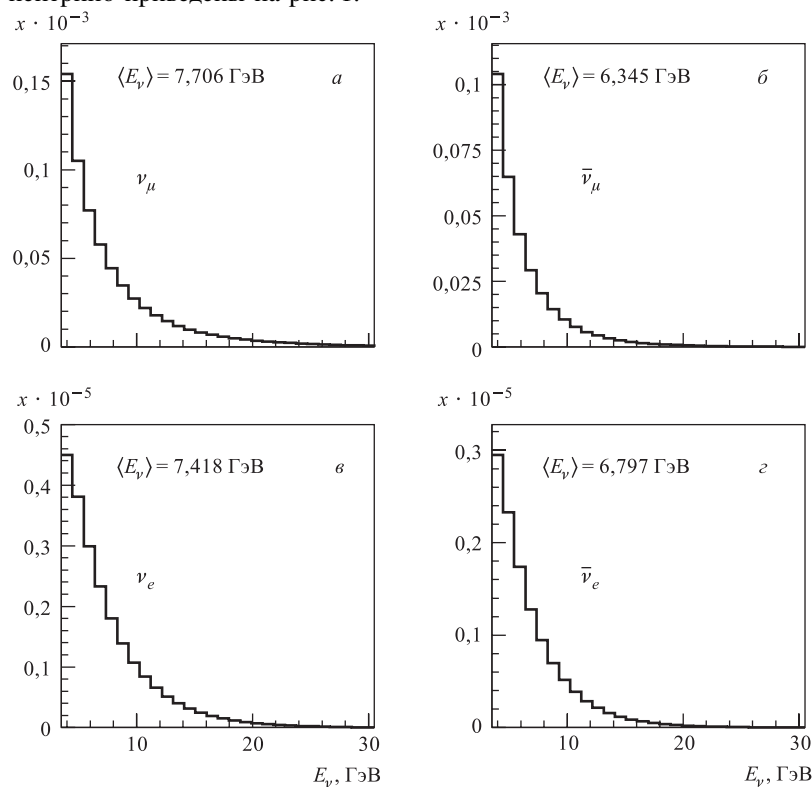


Рис. 1. Расчетные спектры мюонных и электронных нейтрино и антинейтрино. Потoki нормированы на один сброшенный на мишень протон и соответствуют поперечному сечению 260×260 см на середине длины «Нейтринного детектора»

Неопределенность в знании спектров нейтрино является одним из ключевых факторов, определяющих точность полученных результатов при поиске $\nu_e \rightarrow \nu_e$ -осцилляций. Оценка этой неопределенности включает две основные составляющие: точность предсказания K/π -отношения в спектре вторичных частиц и точность расчета выходов K_L^0 -мезонов, данные о рождении которых при $E_p \sim 70$ ГэВ практически отсутствуют.

Точность полученных спектров электронных нейтрино составляет 10–12 % при энергии нейтрино $4 < E_\nu < 10$ ГэВ и 4–5 % в интервале энергий $10 < E_\nu < 30$ ГэВ. Из-за большего вклада антинейтрино от распадов K_L^0 -мезонов в спектр электронных антинейтрино точность предсказания их спектра ухудшается: ~ 20 % для $4 < E_\nu < 10$ ГэВ и ~ 10 % в интервале энергий $10 < E_\nu < 30$ ГэВ.

ВЫДЕЛЕНИЕ СОБЫТИЙ

Идентификация $\nu_e CC$ -взаимодействий в «Нейтринном детекторе» основана на выделении узких электромагнитных ливней с последующим восстановлением кинематики события. Ширина электромагнитного ливня составляет ~ 15 см и определяется, в основном, координатным разрешением жидкостных сцинтилляционных счетчиков, в то время как ширина адронного ливня составляет несколько десятков сантиметров (~ 60 см). При выделении изолированного электромагнитного ливня эффективность разделения адронных и электромагнитных ливней $\varepsilon_\pi/\varepsilon_e$ составляет $4,7 \cdot 10^{-2}$ при 90%-й эффективности идентификации электронов ε_e [3]. В случае выделения глубоконеупругих ν_e -взаимодействий электромагнитный ливень от лидирующего электрона может перекрываться с адронным ливнем, и выделение таких событий затруднено [7].

При изучении эффективности выделения $\nu_e CC$ -взаимодействий для моделирования нейтринных взаимодействий использовалась программа CATAS [8]. Моделирование показало, что основным источником фоновых событий являются взаимодействия ν_μ по каналу нейтрального тока (NC) и $\nu_\mu CC$ -взаимодействия с неидентифицированным мюоном, в которых распад π^0 имитирует сигнал от лидирующего электрона. Использование ряда кинематических критериев (см. [9]) позволило уменьшить величину фона до значения $(1,6 \pm 0,1)$ % в расчете на одно $\nu_\mu CC$ -взаимодействие. При этом полная эффективность выделения $\nu_e CC$ -взаимодействий составила (22 ± 1) %.

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

В результате обработки экспериментальных данных было выделено 695 кандидатов на взаимодействия электронных нейтрино. На рис. 2 приведено распределение этих событий в зависимости от восстановленной энергии нейтрино E_{vis} , которая определяется как величина полного видимого энергосодержания в детекторе. На рисунке также показаны результаты моделирования $\nu_e CC$ -взаимодействий с учетом вклада фоновых событий (заштрихованная область). Распределение смоделированных событий отнормировано на полное число сброшенных на мишень протонов — $2,2 \cdot 10^{18}$. Расчетные числа событий в отсутствие осцилляций составили 359,9 $\nu_e CC$ -взаимодействия и 300,4 фоновых события. Из рис. 2 видно, что экспериментальное распределение находится в согласии с ожидаемым в отсутствие осцилляций.

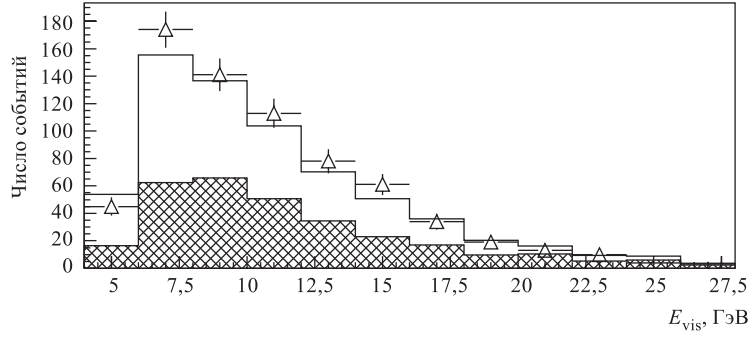


Рис. 2. Экспериментальные (точки с ошибками) и полученные моделированием (гистограмма) распределения восстановленной энергии электронных нейтрино. Заштрихованная область — оценка вклада фоновых событий от $\nu_\mu NC$ - и $\nu_\mu CC$ -взаимодействий с неидентифицированным мюоном

Дальнейший анализ данных выполнен с использованием распределения по величине L/E_{vis} . На рис. 3 показаны распределения этой величины для экспериментальных данных и для смоделированных событий в случае отсутствия осцилляций, а также отношение этих распределений.

Для оценки параметров осцилляций нейтрино используется χ^2 -критерий:

$$\chi^2 = \sum_{ij} (D_i - M_i(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)) V_{ij}^{-1} (D_j - M_j(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)), \quad (2)$$

где D_i — экспериментально измеренное число событий в i -м канале распределения; M_i — число событий, полученных в результате моделирования с параметрами осцилляций Δm^2 и $\sin^2 2\theta$; V_{ij} — ковариационная матрица, включающая в себя как статистическую ошибку, связанную с числом наблюдаемых событий, так и систематические неопределенности.

Матрица V_{ij} , используемая в выражении (2), не зависит от параметров осцилляций и строится как сумма ковариационных матриц от различных источников ошибок. Для статистической ошибки эта матрица является диагональной с элементами, равными квадрату стандартной ошибки в каждом канале гистограммы. Ошибки, связанные с систематическими неопределенностями, делятся на несколько категорий:

- Погрешность в определении эффективности отбора $\nu_e CC$ -взаимодействий: 5%.
- Погрешность в предсказании фона от распада π^0 -мезонов: 6%.
- Неопределенности в спектрах электронных нейтрино и антинейтрино. В отличие от предыдущих ошибок они зависят от энергии нейтрино:

	$E_\nu < 10$ ГэВ	$E_\nu > 10$ ГэВ
ν_e	10 %	5 %
$\bar{\nu}_e$	20 %	10 %

Ковариационная матрица, описывающая какую-либо из указанных выше неопределенностей, строится таким образом, что по диагонали располагаются квадраты ошибок, а вне

диагонали элементы таковы, что корреляция между любой парой элементов составляет 100 %: $V_{ij} = \sqrt{V_{ii}} \cdot \sqrt{V_{jj}}$.

Как видно из рис. 3, данные хорошо согласуются с гипотезой отсутствия осцилляций: для выбранных восьми интервалов в распределении по L/E_{vis} величина $\chi^2_{\text{data}} = 11,3$ на восемь степеней свободы. Значения параметров осцилляций, при которых достигается наименьший χ^2 ($\chi^2_{\text{min}} = 11,2$ на шесть степеней свободы): $\Delta m^2 = 12 \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta = 1$. Близкие значения χ^2_{data} и χ^2_{min} указывают на хорошую совместимость экспериментальных данных с гипотезой отсутствия осцилляций.

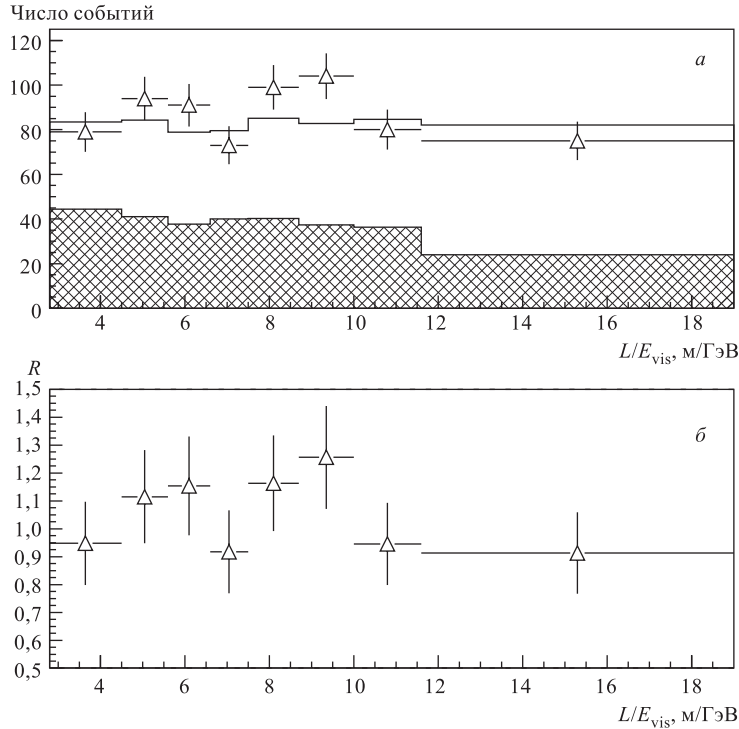


Рис. 3. а) Распределение экспериментальных (точки с ошибками) и смоделированных (гистограмма) событий по переменной L/E_{vis} ; заштрихованная область — оценка вклада от фоновых событий. б) Отношение данных к предсказанию (R); показана только статистическая ошибка

ПРЕДЕЛЫ НА ПАРАМЕТРЫ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

Для вычисления области исключенных параметров Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ используется так называемый метод «raster scan», описание которого содержится, например, в работе [10]. Для 90 %-го уровня достоверности пределы показаны на рис. 4. В области наибольшей чувствительности эксперимента ($\Delta m^2 \sim 150 \text{ эВ}^2$) предел на параметр $\sin^2 2\theta$ составляет

0,09, тогда как для больших Δm^2 он равен 0,19. Здесь же приведена чувствительность эксперимента, полученная в предположении, что экспериментальные данные абсолютно

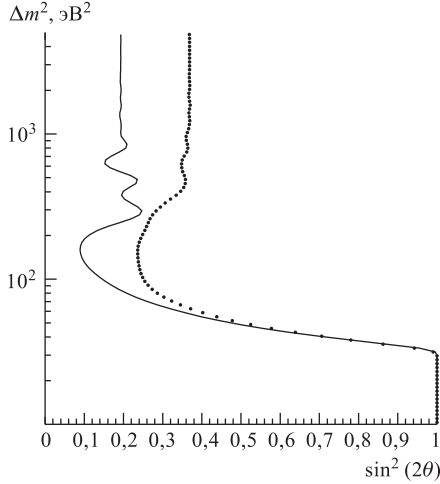


Рис. 4. Чувствительность эксперимента (показана точками) и область параметров осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_e$ (справа от непрерывной кривой), исключенная на 90 %-м уровне достоверности

точно совпадают с моделированными событиями. Ограничения, полученные в эксперименте, хорошо согласуются с чувствительностью в области малых Δm^2 и становятся более строгими для больших Δm^2 . Такое поведение объясняется тем, что экспериментальные точки (рис. 3) лежат несколько выше предсказанных методом Монте-Карло. Однако наблюдаемое отклонение вполне укладывается в рамки статистических флуктуаций.

Результаты эксперимента не подтвердили предположения о существовании осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_x$ с параметрами $\Delta m^2 = (377 \pm 27) \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta = 0,48 \pm 0,10$ (см. рис. 5), указание на возможное существование которых было получено в результате анализа данных эксперимента по полному поглощению протонного пучка в ЦЕРН [11].

В предположении справедливости иерархии масс нейтрино ($m_1 \ll m_2 \ll m_3$) полученные ограничения на амплитуду нейтринных осцилляций можно интерпретировать как ограничения на $\sin^2 2\theta_{13}$. Действительно, в случае трех типов

нейтрино и в предположении $\Delta m_{12}^2 \ll \Delta m_{23}^2 \approx \Delta m_{13}^2$ формула для вероятности перехода $\nu_e \rightarrow \nu_e$ выглядит следующим образом [12]:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(1,27\Delta m_{23}^2 L/E),$$

где $\sin^2(2\theta_{13}) = 4|U_{e3}|^2(1 - |U_{e3}|^2)$; U_{e3} — элемент матрицы смешивания Понтекорво-Маки-Накагава-Саката [13].

Для сравнения предел на $\sin^2 2\theta_{13}$ на 90 %-м уровне достоверности из анализа переходов $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ в реакторном эксперименте CHOOZ при корректном учете систематических ошибок [14] составляет 0,17 при больших Δm^2 . Другой реакторный эксперимент Palo Verde также получил предел на $\sin^2 2\theta_{13}$, равный 0,17 при больших Δm^2 [15]. Следует отметить, что лучший предел на $\sin^2 2\theta_{13}$ при больших Δm^2 в пучках ν_e был получен в эксперименте NOMAD на ускорителе SPS (ЦЕРН) из анализа вероятности перехода $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ [16]. В случае трех типов нейтрино и в предположении $\Delta m_{12}^2 \rightarrow 0$ [12]:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\tau} = \sin^2(2\theta_{13}) \cos^2 \theta_{23} \sin^2(1,27\Delta m_{23}^2 L/E).$$

Из экспериментов с атмосферными нейтрино следует, что $\theta_{23} \approx 45^\circ$ [17]. Коллаборация NOMAD установила предел на вероятность перехода $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ на 90 %-м уровне достоверности $P_{\nu_e \rightarrow \nu_\tau} < 0,74 \cdot 10^{-2}$ [16], что соответствует пределу на $\sin^2 2\theta_{13} < 0,03$ при больших Δm^2 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперимент по поиску $\nu_e \rightarrow \nu_e$ -осцилляций был выполнен на установке «Нейтринный детектор ИФВЭ–ОИЯИ» в пучке нейтрино от ускорителя У-70. Использование короткой распадной базы позволило увеличить долю электронных нейтрино в нейтринном пучке и повысить чувствительность эксперимента.

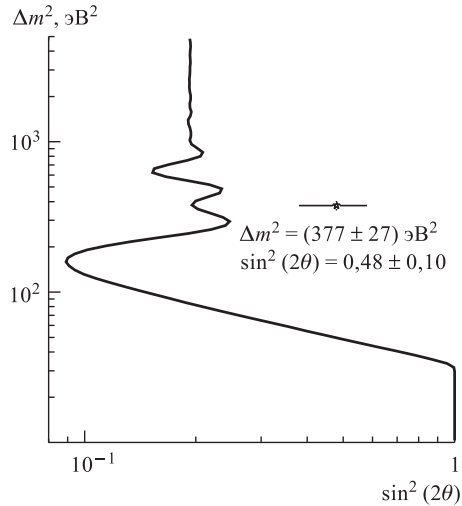


Рис. 5. Область параметров осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_e$ (справа от кривой), исключенная на 90%-м уровне достоверности. Точка с ошибкой соответствует возможным значениям параметров нейтринных осцилляций из работы [11]

В представленной работе выполнен новый анализ экспериментальных данных. При этом в анализе были более полно учтены систематические неопределенности, использован новый метод вычисления доверительной области и получены пределы на параметры перехода $\nu_e \rightarrow \nu_e$ в предположении смешивания трех типов нейтрино. Пределы на амплитуду нейтринных $\nu_e \rightarrow \nu_e$ -осцилляций (рис. 5) можно интерпретировать как ограничения на $\sin^2 2\theta_{13}$: на 90%-м уровне достоверности $\sin^2 2\theta_{13} < 0,09$ в области наибольшей чувствительности эксперимента ($\Delta m^2 \sim 150$ эВ²) и $\sin^2 2\theta_{13} < 0,19$ при больших Δm^2 ($\Delta m^2 > 300$ эВ²).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Borisov A. A. et al. // Phys. Lett. B. 1996. V. 369. P. 39.
2. Вовенко А. С. и др. ИФВЭ 95-94. Протвино, 1995.
3. Барабаи Л. С. и др. // ПТЭ. 2003. Т. 46, вып. 3. С. 20.
4. Kayser B. // Phys. Rev. D. 2002. V. 66. P. 010001-392;
Groom D. E. // Ibid. P. 010001-399.

5. GEANT: Detector Description and Simulation Tool. CERN Programming Library Long Writeup W5013.
6. Божко Н. И. и др. // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 1246; 1494.
7. Курсанов М. М. ИФВЭ 92-33. Протвино, 1992.
8. Кравцов В. И., Спиридонов А. А., Шестерманов К. Е. // Материалы VIII Рабочего совещ. по «Нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ». Дубна, 1988. С. 109;
Blumlein J. // Там же. С. 115.
9. Вовенко А. С. и др. // Там же. С. 69.
10. Feldman G. J., Cousins R. D. // Phys. Rev. D. 1998. V. 57. P. 3873.
11. Conforto G. // Nuovo Cim. 1990. V. 103. P. 751.
12. Apollonio M. et al. CERN-TH/2002-208. hep-ph/0210192;
Alberico W. M., Bilenky S. M. hep-ph/0306239.
13. Понтекорво Б. М. // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 549;
Понтекорво Б. М. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 247;
Понтекорво Б. М. // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. С. 1717;
Gribov V. N., Pontecorvo B. // Phys. Lett. B. 1969. V. 28. P. 493;
Maki Z., Nakagawa M., Sakata S. // Prog. Theor. Phys. 1962. V. 28. P. 870.
14. Apollonio M. et al. (CHOOZ Collab.). hep-ex/0301017.
15. Boehm F. et al. (Palo Verde Collab.) // Phys. Rev. D. 2001. V. 64 P. 112001.
16. Astier P. et al. (NOMAD Collab.) // Nucl. Phys. B. 2001. V. 611. P. 3;
Astier P. et al. (NOMAD Collab.) // Phys. Lett. B. 2000. V. 471. P. 406.
17. Fukuda Y. et al. (Super-Kamiokande Collab.) // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82 P. 2644;
Hayato Y. // Proc. of the Intern. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Aachen, Germany, July 2003.

Получено 26 декабря 2003 г.