

P1-2003-194

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

Направлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ»

Ю. А. Батусов, С. А. Бунятов, В. Ю. Валуев, О. Л. Климов,
А. В. Красноперов, Ю. А. Нефедов*, Б. А. Попов, В. И. Снятков,
В. В. Терещенко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А. А. Борисов, А. С. Вовенко, В. Н. Горячев, М. М. Кирсанов, А. С. Кожин,
А. И. Кононов, А. И. Мухин, Ю. И. Саломатин

Институт физики высоких энергий, Протвино

*E-mail: nefedov@nusun.jinr.ru

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, распадались 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 относительную долю электронных нейтрино по отношению к мюонным нейтрино, что приводит к увеличению фона и к ухудшению чувствительности эксперимента. Использование короткой распадной базы (12 м) позволило повысить чувствительность эксперимента за счёт увеличения относительного содержания электронных нейтрино в нейтринном пучке.

За время двух сеансов набора данных в 1993 и 1994 гг. на мишень было сброшено 2.2×10^{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 регистри-

ровались взаимодействия электронных нейтрино по каналу заряженного тока $\nu_e N \rightarrow e^- X$ (ν_e CC -взаимодействия)¹, и их число сравнивалось с расчетным, ожидаемым числом таких событий. Если число ν_e CC -взаимодействий оказывается меньше ожидаемого, это может быть интерпретировано как переход электронных нейтрино в какой-либо другой тип нейтрино (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]):

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 \frac{L_o}{E_\nu} \right), \quad (1)$$

где L_o – 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 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% 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.

Неопределенность в знании спектров нейтрино является одним из ключевых факторов, определяющих точность полученных результатов при поиске

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

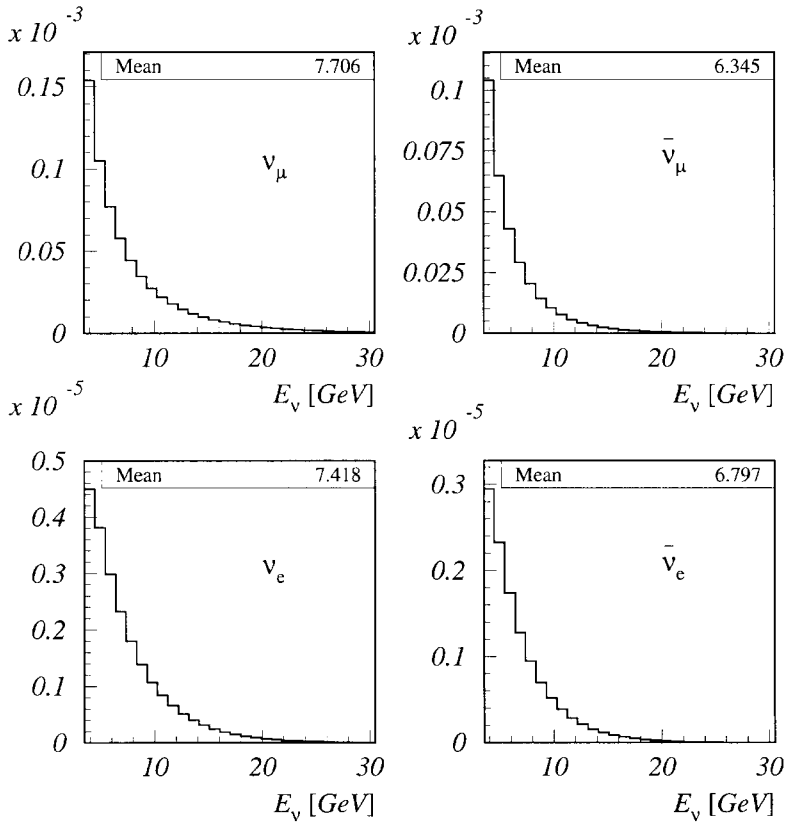


Рис. 1: Расчетные спектры мюонных и электронных нейтрино и антинейтрино. Поток нормированы на один сброшенный на мишень протон и соответствуют поперечному сечению $260 \times 260 \text{ см}^2$ на середине длины “Нейтринного детектора”

$\nu_e \rightarrow \nu_e$ 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 большого вклада антинейтрино от распадов K_L^0 -мезонов в спектр электронных антинейтрино точность предсказания их спектра ухудшается: $\sim 20\%$ для $4 < E_\nu < 10$ ГэВ и $\sim 10\%$ в интервале энергий $10 < E_\nu < 30$ ГэВ.

Выделение событий

Идентификация ν_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% эффективности идентификации электронов ε_e [3]. В случае выделения глубоконеупругих ν_e CC -взаимодействий электромагнитный ливень от лидирующего электрона может перекрываться с адронным ливнем, и выделение таких событий затруднено [7].

При изучении эффективности выделения ν_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 ν_μ 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 ν_μ CC -взаимодействие. При этом полная эффективность выделения ν_e CC -взаимодействий составила $(22 \pm 1)\%$.

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 энерговыделения

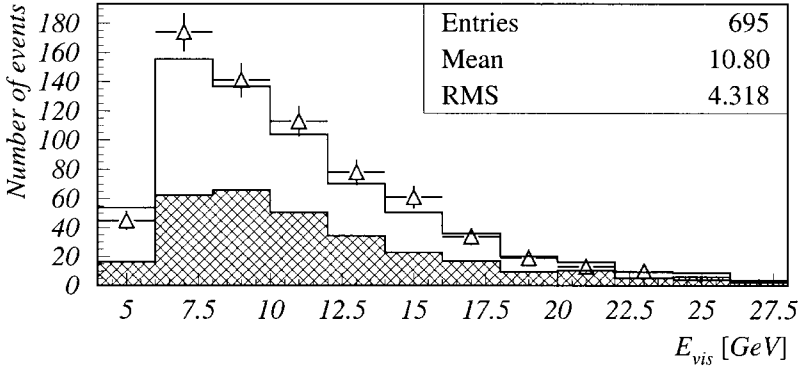


Рис. 2: Экспериментальные (точки с ошибками) и полученные моделированием (гистограмма) распределения восстановленной энергии электронных нейтрино. Заштрихованная область – оценка вклада фоновых событий от $\nu_\mu NC$ - и $\nu_\mu CC$ -взаимодействий с неидентифицированным мюоном

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 (2.2×10^{18} p.o.t). 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.

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:

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

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.

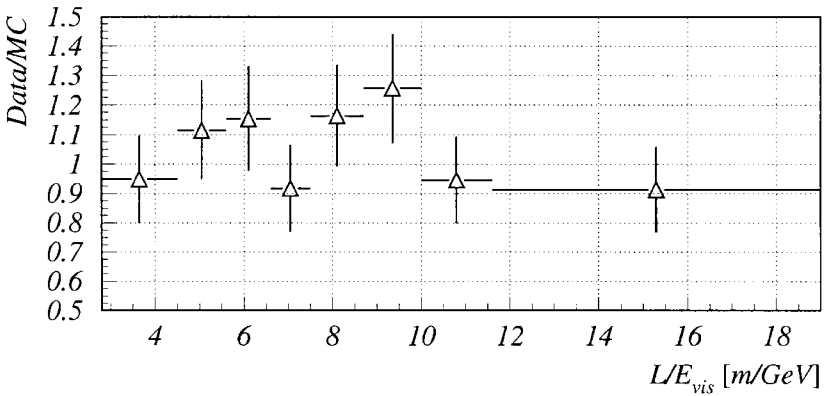
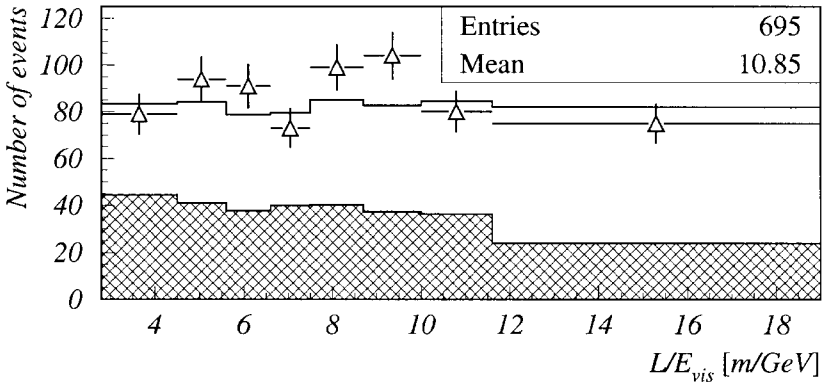


Рис. 3: Вверху – распределение экспериментальных (точки с ошибками) и смоделированных (гистограмма) событий по переменной L/E_{vis} ; заштрихованная область – оценка вклада от фоновых событий. Внизу – отношение данных к предсказанию; показана только статистическая ошибка

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 ν_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 8 интервалов в распределении по L/E_{vis} величина $\chi^2_{data} = 11.3$ на 8 степеней свободы. Значения параметров осцилляций, при которых достигается наименьший χ^2 ($\chi^2_{min} = 11.2$ на 6 степеней свободы): $\Delta m^2 = 12$ эВ² 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.

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% уровня достоверности пределы показаны на рис. 4. В области наибольшей чувствительности эксперимента ($\Delta m^2 \sim 150$ эВ²) 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 точно совпадают с моделированными событиями. Ограничения, полученные в эксперименте, хорошо согласуются с чувствительностью в области малых Δm^2 и становятся

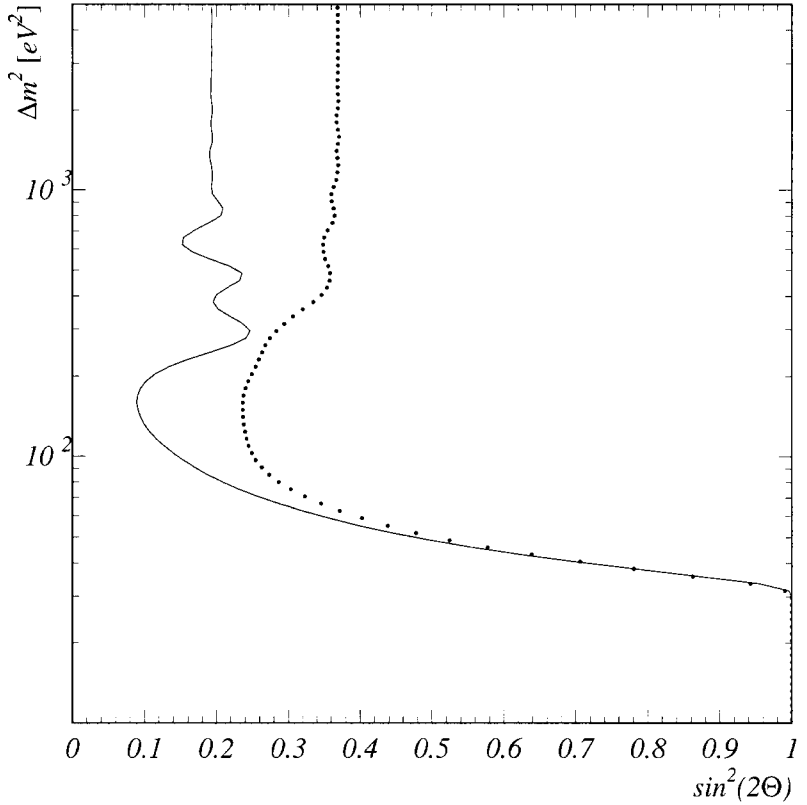


Рис. 4: Чувствительность эксперимента (показана точками) и область параметров осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_e$ (справа от непрерывной кривой), исключенная на 90% уровне достоверности

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 $\Delta m_{12}^2 \rightarrow 0$ формула для вероятности перехода $\nu_e \rightarrow \nu_e$ выглядит следующим образом [12]:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \cdot \sin^2(1.27 \cdot \Delta m_{23}^2 \cdot L/E) ,$$

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

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.

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 $\sin^2 2\theta_{13}$.

Для сравнения предел на $\sin^2 2\theta_{13}$ на 90% 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 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

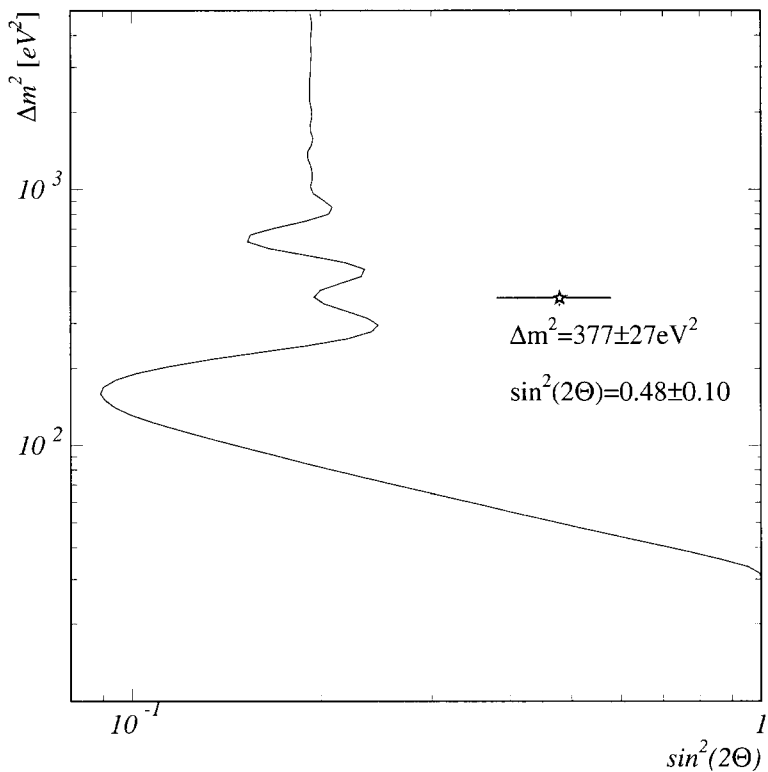


Рис. 5: Область параметров осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_e$ (справа от кривой), исключенная на 90% уровне достоверности. Точка с ошибкой соответствует возможным значениям параметров нейтринных осцилляций из работы [11]

в предположении $\Delta m_{12}^2 \rightarrow 0$ [12]:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\tau} = \sin^2(2\theta_{13}) \cdot \cos^2 \theta_{23} \cdot \sin^2(1.27 \cdot \Delta m_{23}^2 \cdot L/E) .$$

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% уровне достоверности $P_{\nu_e \rightarrow \nu_\tau} < 0.74 \times 10^{-2}$ [16], что соответствует пределу на $\sin^2 2\theta_{13} < 0.03$ при больших Δm^2 .

Список литературы

- [1] Borisov A.A., Chernichenko S.K., Chukin G.L. et al. // Phys. Lett. B 1996. V. 369. P. 39.
- [2] Вовенко А.С., Кирсанов М.М., Кононов А.И. и др. ИФВЭ 95-94, Протвино, 1995.
- [3] Барабаш Л.С., Баранов С.А., Батусов Ю.А. и др. // ПТЭ. 2003. Т. 46. В. 3. С. 20.
- [4] Hagiwara K., Hikasa K., Nakamura K. et al. // Phys. Rev. D 2002. V. 66 P. 010001.
- [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; ЯФ. 1980. Т. 31. С. 1494.
- [7] Кирсанов М.М. ИФВЭ 92-33, Протвино, 1992.
- [8] Кравцов В.И., Спиридонов А.А., Шестерманов К.Е. // Материалы VIII Рабочего совещания по "Нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ", ОИЯИ Д1,2,13-88-90, Дубна, 1988. С. 109;
Blumlein J. // Материалы VIII Рабочего совещания по "Нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ", ОИЯИ Д1,2,13-88-90, Дубна, 1988. С. 115.
- [9] Вовенко А.С., Кирсанов М.М., Кононов А.И. и др. // Материалы XVII Рабочего совещания по "Нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ", ОИЯИ Д1-95-305, Дубна, 1995. С. 69.
- [10] Feldman G.J. and Cousins R.D. // Phys. Rev. D 1998. V. 57. P. 3873.
- [11] Conforto G. // Nuo. Cim. 1990. V. 103. P. 751.

- [12] Apollonio M., Blondel A., Broncano A. et al. CERN-TH/2002-208, hep-ph/0210192.
Alberico W.M. and 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. and Pontecorvo B. // Phys. Lett. B 1969. V. 28. P. 493.
Maki Z., Nakagawa M. and Sakata S. // Prog. Theor. Phys. 1962. V. 28. P. 870.
- [14] Apollonio M., Baldini A., Bemporad C. et al. [CHOOZ Collaboration] hep-ex/0301017.
- [15] Boehm F., Busenitz J., Cook B. et al. [Palo Verde Collaboration] // Phys. Rev. D 2001. V. 64 P. 112001
- [16] Astier P., Autiero D., Baldisseri A. et al. [NOMAD Collaboration] // Nucl. Phys. B 2001. V. 611 P. 3.
Astier P., Autiero D., Baldisseri A. et al. [NOMAD Collaboration] // Phys. Lett. B 2000. V. 471 P. 406.
- [17] Fukuda Y., Hayakawa T., Ichihara E. et al. [Super-Kamiokande Collaboration] // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82 P. 2644.
Hayato Y. in the proceedings of the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Aachen, Germany (July, 2003)

Получено 16 октября 2003 г.

Батусов Ю. А. и др.

P1-2003-194

Пределы на параметры нейтринных $\nu_e \rightarrow \nu_e$ осцилляций
из эксперимента на «Нейтринном детекторе ИФВЭ–ОИЯИ»

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 % 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 $\sin^2 2\theta_{13}$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2003

Перевод авторов

Batusov Yu. A. et al.

P1-2003-194

Limits on the $\nu_e \rightarrow \nu_e$ Neutrino Oscillation Parameters
from an Experiment at the IHEP–JINR Neutrino Detector

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 $\sin^2 2\theta_{13}$.

The investigation has been performed at the Dzhelapov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2003

Редактор *М. И. Зарубина*
Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 28.10.2003.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,98. Тираж 385 экз. Заказ № 54154.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/