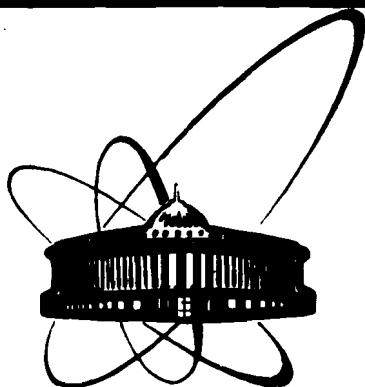


89-875



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б 287

P1-89-875

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ ОСЦИЛЛЯЦИЙ
В ГИБРИДНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ E-564

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik C"

1989

Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Ю.П.Иванов, О.М.Кузнецов,
В.В.Люков, В.И.Третьяк

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

П.А.Горичев, О.К.Егоров, Э.Д.Колганова, Е.А.Пожарова,
В.А.Смирнитский, В.В.Шаманов

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

В.В.Аммосов, В.И.Баранов, В.А.Гапиенко, В.И.Клюхин,
В.И.Корешев, П.В.Питухин, В.И.Сиротенко

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Попытки обнаружить $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ осцилляции предпринимались, в основном, в нейтринных экспериментах ^{/1-3/} с большими пузырьковыми камерами. В таких опытах вершины распадов τ -лептонов визуально не могут быть зарегистрированы и параметры осцилляций оцениваются в предположении, что часть взаимодействий нейтрино с образованием электронов в конечном состоянии обусловлена взаимодействиями ν_τ типа $\nu_\tau + A \rightarrow \tau^- + X$ с последующими распадами $\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$. Этот подход требует тщательного расчета фоновых взаимодействий от электронных нейтрино и применения различного рода кинематических обрезаний для выделения событий с возможными распадами τ -лептона.

Идеальным детектором для идентификации взаимодействий заряженного тока ν_τ по распадам вторичных τ -лептонов, время жизни которых составляет ^{/3/} $3,04 \pm 0,09 \times 10^{-13}$ с, является ядерная фотоэмульсия, в которой распады τ -лептонов могут быть зарегистрированы визуально. Возможность прямого наблюдения распадов τ -лептонов позволяет значительно повысить чувствительность эксперимента к $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ осцилляциям. Однако до настоящего времени лишь в одном эксперименте E-531 ^{/4/} была использована для этой цели ядерная фотоэмульсия, и именно этот эксперимент дал наилучшее ограничение на параметры $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ осцилляций /см. таблицу/.

В настоящей работе приведены ограничения на параметры $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ осцилляций, полученные в качестве побочного результата из данных еще одного эмульсионного эксперимента E-564 ^{/5/}. Эксперимент E-564 был выполнен с целью поиска и исследования распадов очарованных частиц. В опыте криогенно-чувствительная ядерная фотоэмульсия помещалась внутрь 15-футовой пузырьковой камеры /ПК/ ФНАЛ и облучалась в пучке мюонных нейтрино широкого спектра /рис.1/. Ядерная фотоэмульсия в пузырьковой камере располагалась на расстоянии 1466 м от нейтринной мишени, что на 512 м дальше, чем фотоэмульсия в эксперименте E-531.

В нашем эксперименте в фотоэмульсии было найдено 289 взаимодействий нейтральных частиц, из которых выделено 194 взаимодействия мюонных нейтрино заряженного тока /СС-события/. ν_τ может быть зарегистрировано в фотоэмульсии по взаимодействию типа $\nu_\tau + A \rightarrow \tau^- + X$ с последующим распадом τ^- -лептона на одну или более заряженных частиц. В ~86% случаев τ -лептон распадается на одну заряженную частицу плюс нейтральные; такой распад вы-

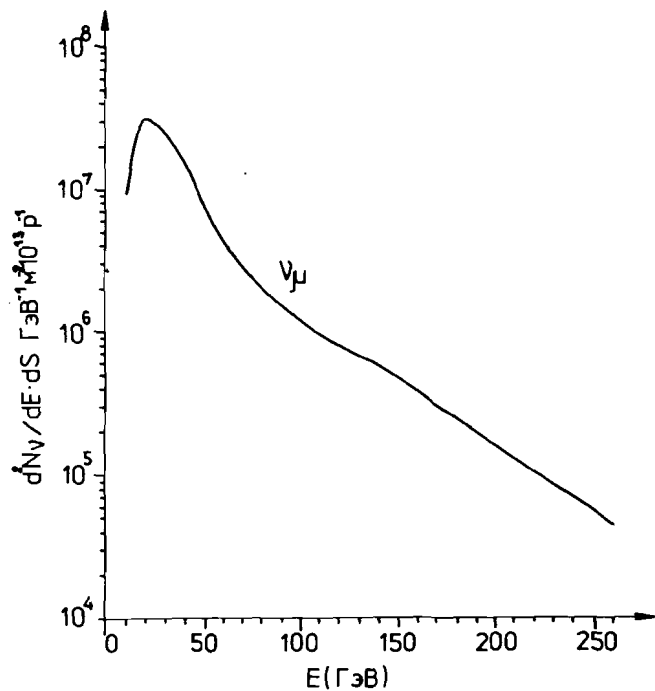


Рис.1. Энергетический спектр пучка мюонных нейтрино на ускорителе ФНАЛ. Энергия первичных протонов 400 ГэВ.

глядит в эмульсии как излом трека. Детали эксперимента, анализа найденных событий и поиска вторичных вершин подробно изложены в работах /5/.

Всего было зарегистрировано 17 кандидатов на распад короткоживущих частиц; из них 9 однолучевых /изломы/ и 8 трехлучевых звезд. Однолучевая звезда рассматривалась как кандидат на распад, если поперечный импульс частицы после излома был больше 100 МэВ/с. Событие со вторичной вершиной может быть интерпретировано как взаимодействие ν_τ только в том случае, если: а/ в первичной вершине отсутствует μ^- и б/ суммарный знак заряда частиц во вторичной вершине отрицателен. В случае $\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_\tau$ осцилляций суммарный знак заряда частиц во вторичной вершине должен быть положительным (τ^+). Мы рассматриваем только $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ осцилляции, поскольку, во-первых, примесь $\bar{\nu}_\mu$ в нейтринном пучке составляет $\leq 10\%$ и, во-вторых, при поиске взаимодействий $\bar{\nu}_\tau$ существенно выше фон.

Ни одно из 17 найденных взаимодействий не удовлетворяет этим критериям. Кроме того, все однолучевые звезды харак-

теризуются малой величиной поперечного импульса частиц после излома (≤ 200 МэВ/с) и, вероятнее всего, являются упругим рассеянием адронов. Все трехлучевые звезды найдены в СС-взаимодействиях, имеют суммарный положительный заряд частиц во вторичной вершине и идентифицированы /5/ как распады очарованных частиц. Таким образом, в зарегистрированных взаимодействиях не обнаружено ни одного кандидата на распад τ -лептона.

Для оценки относительной вероятности $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ осцилляций используется отношение вероятностей $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ и $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ переходов:

$$R_{\mu \rightarrow \tau} = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)} \equiv \frac{N_{CC}^\tau}{N_{CC}^\mu} \times \frac{\sigma_{\nu_\mu}(E)}{\sigma_{\nu_\tau}(E)}, \quad /1/$$

где N_{CC}^τ и N_{CC}^μ - число зарегистрированных СС-взаимодействий, а $\sigma_{\nu_\tau}(E)$ и $\sigma_{\nu_\mu}(E)$ - сечения взаимодействий заряженного тока ν_τ и ν_μ . Отношение сечений $\sigma_{\nu_\tau}(E)/\sigma_{\nu_\mu}(E)$ зависит /6/ от энергии нейтрино E /см. рис.2/ и в среднем составляет $\sim 0,6$.

Из выражения /1/ с учетом факта ненаблюдения ни одного распада ν_τ при пуассоновском распределении следует ограничение на относительную вероятность $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ осцилляций:

$$R_{\mu \rightarrow \tau} \leq \frac{2,8}{194 \times 0,6} \leq 2,0\% \quad (90\% \text{ уд}). \quad /2/$$

Полученное значение верхней границы $R_{\mu \rightarrow \tau}$ требует поправок, учитывающих экспериментальные эффективности:

- регистрации ν_μ - и ν_τ -взаимодействий при поиске в фотоэмульсии: (ϵ_1^μ) и (ϵ_1^τ) ;
- выделения СС-взаимодействий ν_μ и ν_τ в найденных событиях: (ϵ_2^μ) и (ϵ_2^τ) ;
- поиска распадов τ -лептона по каналам с одной (ϵ_3^τ) и несколькими (ϵ_4^τ) заряженными частицами.

В общем виде выражение для поправочного коэффициента K можно записать следующим образом:

$$K = \left(\frac{\epsilon_1^\mu}{\epsilon_1^\tau} \right) \times \left(\frac{\epsilon_2^\mu}{\epsilon_2^\tau} \right) \times (B_1 \times \epsilon_3^\tau + B_2 \times \epsilon_4^\tau)^{-1}, \quad /3/$$

где B_1 и B_2 - вероятности распада τ -лептона с одной и несколькими заряженными частицами. Эти вероятности равны /3/: $B_1 = 0,857$, $B_2 = 0,143$.

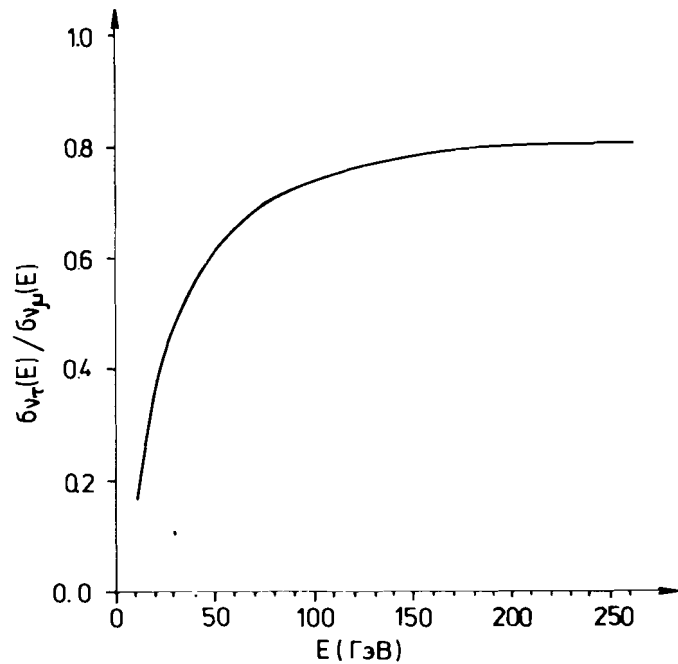


Рис.2. Зависимость отношения сечений СС-взаимодействий ν_τ и ν_μ от энергии нейтрино E .

В нашем эксперименте эффективности регистрации ν_μ - и ν_τ - взаимодействий при просмотре фотозульсии не одинаковы из-за различия в критериях отбора целеуказаний для поиска событий на различных этапах обработки. 36% взаимодействий были зарегистрированы методом поиска по следу, 64% взаимодействий - методом просмотра по объему. Одно из требований при поиске взаимодействий методом по следу состояло в наличии в целеуказании частицы - кандидата в мюон. В этой части найденных событий могли быть зарегистрированы только события с распадом $\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \tilde{\nu}_\mu$. При поиске взаимодействий методом просмотра по объему не налагалось требование наличия в целеуказании частицы - кандидата в мюон и регистрировались все взаимодействия. С учетом вышеизложенного

$$\epsilon_1^\mu / \epsilon_1^\tau \approx 1 / (0,64 + 0,36 \times \text{Br}(\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \tilde{\nu}_\mu)) \approx 1,4. \quad /4/$$

Эффективность выделения ν_μ СС-взаимодействий из найденных в эксперименте событий составила ~88%, а ν_τ - 97%. Последнее

значение взято из работы ^{/4/}, поскольку мы использовали аналогичные критерии для обнаружения взаимодействий ν_τ .

Эффективности поиска распадов τ -лептона ϵ_3^τ и ϵ_4^τ были оценены с учетом экспоненциального распределения их длин распада и эффективностей регистрации однолучевых и многолучевых распадов, зависящих от расстояния до первичной вершины ^{/5,7/}. Среднее значение ϵ_4^τ составило ~90%, а ϵ_3^τ - ~83%.

Расчет поправочного коэффициента K , выполненный по формуле ^{/3/}, приводит к значению $K = 1,5$. Следовательно,

$$R_{\mu \rightarrow \tau} \leq K \times (R_{\mu \rightarrow \tau})_{\text{непопр.}} = 1,5 \times 2,0\% = 3,0\% \quad (90\% \text{ уд}). \quad /5/$$

В предположении, что есть только осцилляции $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$, вероятность перехода $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ имеет следующий вид ^{/1/}:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2(2\theta) \sin^2(1,27 \Delta m^2 \ell / E), \quad /6/$$

где $\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ - в эВ², E - энергия нейтрино в МэВ, ℓ - расстояние от точки образования нейтрино до детектора в метрах, а θ - угол смешивания.

Для оценки параметров осцилляций $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$, Δm^2 и $\sin^2(2\theta)$ воспользуемся соотношением из работы ^{/1/}:

$$R_{\mu \rightarrow \tau}^o = \frac{\int d\ell dE \Phi_{\nu_\mu}(\ell, E) P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \sigma_{\nu_\tau}(E)}{\int d\ell dE \Phi_{\nu_\mu}(\ell, E) \sigma_{\nu_\mu}(E)}. \quad /7/$$

Здесь $R_{\mu \rightarrow \tau}^o = R_{\mu \rightarrow \tau} \times \sigma_{\nu_\tau}(E) / \sigma_{\nu_\mu}(E) = 0,6 \times R_{\mu \rightarrow \tau}$, а $\Phi_{\nu_\mu}(\ell, E)$ - первичный поток мюонных нейтрино.

Так как с хорошей точностью можно считать, что ν_μ образуются в распадном канале протяженностью L_o с плотностью $\Phi(\ell, E) = \Phi(E) / L_o$, то можно проинтегрировать ^{/7/} по ℓ в пределах от 0 до L_o :

$$R_{\mu \rightarrow \tau}^o = \frac{\int dE \Phi_{\nu_\mu}(E) P_o(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \sigma_{\nu_\tau}(E)}{\int dE \Phi_{\nu_\mu}(E) \sigma_{\nu_\mu}(E)}. \quad /8/$$

Здесь $P_o(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ - усредненная по длине распадного канала L_o вероятность перехода ^{/6/}:

$$P_o(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \frac{1}{2} \sin^2(2\theta) \left(1 - \cos \left[2\alpha \left(L + \frac{L_o}{2} \right) \frac{\sin(\alpha L_o)}{\alpha L_o} \right] \right), \quad /9/$$

где $\alpha = 1,27 \Delta m^2/E$. Спектр $\Phi_{\nu_{\mu}}(E)$ показан на рис.1. Длина распадного канала $L_0 = 410$ м, а ПК ФНАЛ расположена на расстоянии $L = 1056$ м от распдного канала /см. рис.3/.

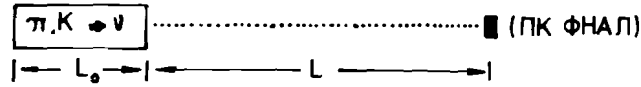


Рис.3. Схема расположения ПК ФНАЛ.

Выражения для предельных значений параметров осцилляций Δm^2 при $\sin^2(2\theta) \sim 1$ и $\sin^2(2\theta)$ при $\Delta m^2 \rightarrow \infty$ могут быть получены из приведенных выше формул:

$$\Delta m^2 \leq 0,79 \times \{R_{\mu \rightarrow \tau} \times \sigma_{\nu_{\tau}}(E) / \sigma_{\nu_{\mu}}(E)\}^{1/2} \times (E/\ell)_{\text{сред}}, \quad /10/$$

$$\sin^2(2\theta) \leq 2 \times R_{\mu \rightarrow \tau}.$$

Среднее значение E/ℓ в нашем эксперименте равно $42,83$ МэВ/м. Рассчитанные по этим формулам ограничения на Δm^2 и $\sin^2(2\theta)$ составляют

$$\Delta m^2 \leq 4,5 \text{ эВ}^2 \text{ и } \sin^2(2\theta) \leq 6,0 \times 10^{-2}. \quad /11/$$

Строгий расчет, выполненный по соотношению /8/, позволяет получить зависимость Δm^2 от $\sin^2(2\theta)$, которая приведена на рис.4. Там же для сравнения указаны данные эксперимента E-531^{/4/} и работы^{/1/}, выполненной на 15-футовой ПК ФНАЛ. Следует подчеркнуть, что ограничения на Δm^2 и $\sin^2(2\theta)$, полученные в нашем эксперименте на статистике 194 ν_{μ} СС-события, одного порядка с ограничениями, достигнутыми на существенно большей статистике в нейтринных экспериментах на пузырьковых камерах /см. таблицу/.

Следует отметить, что в последнее время возрос интерес к проблеме $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ осцилляций. Так, в работе H.Nagary^{/8/} предполагается, что именно ν_{τ} может быть наиболее вероятным кандидатом для объяснения проблемы скрытой массы во Вселенной, если масса ν_{τ} находится в интервале 15-65 эВ. Серьезным аргументом в пользу этой гипотезы явилось бы наблюдение $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ осцилляций. В этой работе^{/8/} оценено также возможное значение угла смешивания между ν_{μ} и ν_{τ} : $\sin^2(2\theta) \sim 4 \cdot 10^{-4}$.

В двух новых предложениях по поиску $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ осцилляций, рассматриваемых во ФНАЛ^{/9/} и ЦЕРН^{/10/}, планируется достичь по параметру $\sin^2(2\theta)$ верхней границы $\leq 2 \cdot 10^{-4}$. Для регистрации взаимодействий ν_{τ} изучается возможность использования ядерной

Ограничения /90% УД/ на параметры $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ осцилляций

Эксперимент /ссылка/	N_{CC}^{μ}	$R_{\mu \rightarrow \tau}$ %	Δm^2 ($\sin^2(2\theta) \sim 1$) эВ ²	$\sin^2(2\theta)$ ($\Delta m^2 \rightarrow \infty$)
15-футовая ПК ФНАЛ ^{/1/}	68500	3	3	6×10^{-2}
ПК ВЕВС ^{/2/}	6060	2,5	6	5×10^{-2}
E-531 ^{/4/}	1870	0,2	0,9	4×10^{-3}
E-564 /наст. работа/	194	3	4,5	6×10^{-2}

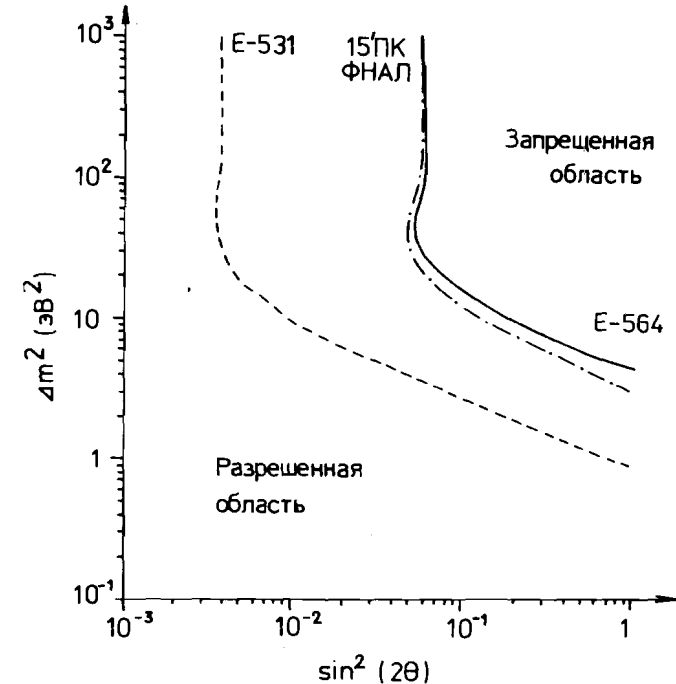


Рис.4. Ограничения на параметры осцилляций $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$: сплошная кривая - данный эксперимент, штриховая - данные эксперимента E-531^{/4/} и штрих-пунктирная - результаты, полученные на 15-футовой пузырьковой камере ФНАЛ^{/1/}.

фотоэмульсии весом $\sim 0,8$ т в комбинации со сцинтиллирующими волокнами. Обработка такого большого количества эмульсии невозможна без автоматизации поиска нейтринных взаимодействий. С этой точки зрения весьма эффективным является новый принцип автоматизированного устройства /11/, предложенный в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, на основе которого разрабатывается мезооптический фурье-микроскоп, позволяющий регистрировать следы частиц в фотоэмульсионном слое без сканирования по глубине.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baker N.J. et al. - Phys.Rev. Lett., 1981, 47, p.1576.
2. Erriquez O. et al. - Phys.Lett., 1981, 102B, p.73.
3. Review of Particle Properties. - Phys. Lett., 1988, 204B.
4. Ushida N. et al. - Phys.Rev.Lett., 1981, 47, p.1694; Phys. Rev. Lett., 1986, 57, p.2897.
5. Smart W. et al. - Acta Phys. Polon., 1986, B17, p.41; Батусов Ю.А. и др. - ЯФ, 1988, 47, с.1004; Batusov Yu.A. et al. - Preprint JINR D1-88-932, Dubna, 1988; submitted to "Zeitschrift für Physik C".
6. Bailey D. - Ph.D. Thesis. McGill University, 1983.
7. Frederiksen S.G. - Ph.D. Thesis. University of Ottawa, 1987.
8. Harary H. - Phys. Lett., 1989, 216B, p.413.
9. Lipton R.I. et al. - Letter of Intent, FNAL-EP, 1989.
10. Winter K. et al. - Letter of Intent CERN-SPSC/89-46, SPSC I 178, 1989.
11. Soroko L.M. - In: Progress in Optics, 1989, Elsevier, v.27, 129; Astakhov A. et al. - NIM, 1989, 283A, p.13.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1989 года.

Батусов Ю.А. и др.

P1-89-875

Оценка параметров $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ осцилляций
в гибридном эксперименте E-564

Приведены ограничения на параметры $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ осцилляций, полученные в гибридном эксперименте E-564. Возможность прямого наблюдения распадов τ -лептонов в эмульсионном вершинном детекторе позволила значительно повысить чувствительность эксперимента к осцилляциям и получить следующие ограничения: $\Delta m^2 \leq 4,5 \text{ эВ}^2$ и $\sin^2(2\theta) \leq 6,0 \times 10^{-2}/90\% \text{ уд.}$

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов

Batusov Yu.A. et al.

P1-89-875

Estimation of $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ Oscillation
Parameters in Hybrid Experiment E-564

Restrictions for $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ oscillation parameters obtained in hybrid experiment E-564 are reported. The possibility for direct observation of τ -lepton decays in the emulsion vertex detector allows one to considerably increase the sensitivity of the experiment to oscillation and to set the following restrictions: $\Delta m \leq 4.5 \text{ eV}^2$ and $\sin^2(2\theta) \leq 6.0 \times 10^{-2}$ (90% CL).

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989