

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Наблюдение осцилляций мюонных нейтрино в электронные нейтрино в эксперименте T2K

Ю.Г. Куденко

Представлен результат нейтринного эксперимента с длинной базой T2K — обнаружение осцилляций мюонных нейтрино в электронные нейтрино. Обсуждаются перспективы по поиску CP-нарушения в нейтринных осцилляциях.

PACS numbers: 14.60.Pq, 25.30.Pt

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201311d.1225

Содержание

1. Введение (1225).
 2. Современный статус нейтринных осцилляций (1225).
 3. Эксперимент T2K (1226).
 - 3.1. Результат эксперимента T2K.
 4. Как искать CP-нарушение в лептонном секторе? (1228).
 5. Ближайшие перспективы (1229).
 6. Заключение (1230).
- Список литературы (1230).

1. Введение

На конференции Европейского физического общества EPS NER 2013, которая проходила в Стокгольме в июле 2013 г., было объявлено об открытии осцилляций мюонных нейтрино в электронные нейтрино в ускорительном эксперименте с длинной базой T2K (Tokai-to-Kamioka). Был представлен интересный результат, открывающий замечательные перспективы для поиска новых источников CP-нарушения в исследовании нейтринных осцилляций.

Нейтринная физика является одной из наиболее быстро развивающихся областей физики элементарных частиц в последние 20 лет. Было получено много фундаментальных результатов, важнейшим из которых является открытие нейтринных осцилляций, что явилось первым прямым экспериментальным доказательством существования новой физики вне рамок Стандартной модели. Как следует из осцилляций, нейтрино имеют малую ненулевую массу, смешиваются и ароматы нейтрино (лептонные числа) не сохраняются. Это противоречит положениям Стандартной модели, в соответствии с которыми существуют три типа (аромата) активных нейтрино, являющихся безмассовыми частицами, которые не могут менять свой аромат в процессе распространения со скоростью света, т.е. не могут смешиваться. Гипотеза нейтринных осцилляций $\nu \rightarrow \bar{\nu}$ по аналогии с осцилляциями $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ была выдвинута Б.М. Понтекорво [1, 2]. Первое экспериментальное указа-

ние на существование осцилляций нейтрино было получено в эксперименте Р. Дэвиса [3], в котором был обнаружен дефицит солнечных ν_e : экспериментально измеренный поток нейтрино составил около 1/3 от предсказанного потока. Затем в экспериментах с солнечными [4–10], атмосферными [11], реакторными [12] и ускорительными [13, 14] нейтрино было однозначно доказано существование нейтринных осцилляций трёх типов нейтрино и были измерены параметры осцилляций.

Нейтринные осцилляции описываются так называемой Стандартной нейтринной моделью, в которой три типа активных нейтрино, ν_e , ν_μ , ν_τ , имеющих левую спиральность, связываются через унитарную матрицу U [15] (матрица смешивания Понтекорво–Маки–Накагава–Саката, или PMNS-матрица) с массовыми состояниями ν_1 , ν_2 , ν_3 , которым соответствуют массы m_1 , m_2 , m_3 . В общем случае элементы этой матрицы являются комплексными величинами. Стандартная параметризация матрицы U включает в себя три угла смешивания, θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} , и три физические CP-нечётные фазы. Вероятность осцилляций нейтрино зависит от трёх углов смешивания, двух разностей квадратов масс, $\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2$ и $\Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2$, и дираковской CP-нечётной фазы δ . Две майорановские фазы, присутствующие в матрице U , не оказывают влияния на осцилляции аромата нейтрино. Физика нейтринных осцилляций подробно изложена в обзорах [16–20].

2. Современный статус нейтринных осцилляций

С момента открытия осцилляций был достигнут удивительный прогресс в измерении осцилляционных параметров: $\sin^2 \theta_{12} = 0,857 \pm 0,024$, $\sin^2 2\theta_{23} > 0,95$ для 90%-ного доверительного интервала (90 % C.L.), $\Delta m_{21}^2 = (7,50 \pm 0,20) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$, $|\Delta m_{32}^2| = (2,32^{+0,132}_{-0,08}) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$. Как видно из приведённых выше данных, ошибки этих параметров составляют всего несколько процентов. Следует отметить, что знак Δm_{32}^2 неизвестен, т.е. не определена иерархия масс нейтрино. Возможна как нормальная иерархия — $m_3 \gg m_2 > m_1$, так и инверсная — $m_2 > m_1 \gg m_3$.

Особо следует остановиться на измерении угла θ_{13} . До недавнего времени угол θ_{13} оставался неизвестным параметром — был получен только его верхний предел: $\sin^2 2\theta_{13} < 0,15$ (90 % C.L.), в эксперименте Chooz [21]. Многие теоретические модели предсказывали очень малое или нулевое значение этого угла. Настоящий прорыв в этом направлении произошёл в 2011 г., когда коллаборация T2K

Ю.Г. Куденко. Институт ядерных исследований РАН, просп. 60-летия Октября 7А, 117312 Москва, Российская Федерация
Тел: (495) 851-01-84
E-mail: kudenko@inr.ru

Статья поступила 4 октября 2013 г.,
после доработки 14 октября 2013 г.

опубликовала свой первый результат по измерению осциллирующей $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и получила указание на ненулевую величину угла θ_{13} [22]. Затем этот результат был подтвержден в другом ускорительном эксперименте, MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) [23]. Наиболее точные измерения θ_{13} были выполнены в 2012 г. в реакторных экспериментах Double Chooz [24], Daya Bay [25] и RENO (Reactor Experiment for Neutrino Oscillation) [26]. Усредненное значение по трём реакторным экспериментам составило $\theta_{13} = 9,1^\circ \pm 0,6^\circ$ [27]. В течение короткого периода, около двух лет, угол θ_{13} был измерен с ошибкой, близкой к точностям, достигнутым для двух других углов смешивания за 15 лет. Таким образом, оказалось, что все три угла смешивания, θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} , не равны нулю. Параметры смешивания для нейтрино (PMNS-матрица), углы смешивания кварков и CP -нечётная фаза, которые являются параметрами матрицы Кабиббо – Кобаяши – Маскавы (CKM), приведены в таблице.

Таблица. Углы смешивания и CP -нечётные фазы нейтрино и кварков

Угол	Нейтрино	Кварки
θ_{12}	34°	13°
θ_{23}	45°	2°
θ_{13}	9°	$0,2^\circ$
δ	$-\pi - +\pi$	68°

3. Эксперимент T2K

Вероятность осцилляций мюонных нейтрино в электронные нейтрино с учётом эффекта вещества выражается в виде

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq 4 \sin^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \frac{\sin^2 [A(1-A)]}{(1-A)^2} + \alpha^2 \sin^2 (2\theta_{12}) \cos^2 \theta_{23} \frac{\sin^2 (AA)}{A^2} + 2\alpha \sin \theta_{13} \sin (2\theta_{12}) \times \sin (2\theta_{23}) \cos (A \pm \delta) \frac{\sin (AA)}{A} \frac{\sin [A(1-A)]}{1-A}. \quad (1)$$

Здесь $\alpha = \Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2$, $A = \Delta m_{31}^2 L / (4E)$, $A = 2EV / \Delta m_{31}^2$, где L — база эксперимента, E — энергия нейтрино, V — эффективный потенциал вещества. Следует отметить, что α , Δ и A чувствительны к иерархии масс нейтрино, т.е. к знаку Δm_{31}^2 . Знак плюс в выражении (1) используется в случае нейтрино, а знак минус — в случае антинейтрино. При переходе от нейтрино к антинейтрино $V \rightarrow -V$, что соответствует $A \rightarrow -A$. Удобное для объяснения эффектов осцилляций в среде численное выражение для A (при предположении, что средняя плотность грунта, в котором движутся нейтрино, около 3 г см^{-3}) имеет следующий вид:

$$|A| = 0,09 \left(\frac{E}{\text{ГэВ}} \right) \left(\frac{2,5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2}{|\Delta m_{31}^2|} \right). \quad (2)$$

Как видно из выражения (1), $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ в случае большого эффекта вещества ($|A| \geq 1$) сильно зависит от иерархии масс. Если выполняется условие $|A| = 1$, то происходит резонансное усиление эффекта осцилляций для нейтрино и нормальной иерархии масс или для антинейтрино и инверсной иерархии масс соответственно.

Поиск осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и измерение угла θ_{13} , прецизионное измерение осцилляционных параметров и поиск CP -нарушения в нейтринных осцилляциях являются основными целями эксперимента T2K [28], проводимого в Японии. Членами коллаборации T2K являются около 500 учёных из 11 стран. От России в эксперименте участвует Институт ядерных исследований РАН. Детальное описание эксперимента, установки и методики измерений представлено в работах [28–31].

Общая схема эксперимента показана на рис. 1. Основными элементами установки являются нейтринный канал, созданный на базе сильноточного протонного ускорителя JPARC (Japan Proton Accelerator Research Complex), комплекс ближних нейтринных детекторов (ND-280), расположенный в шахте на расстоянии 280 м от мишени, и дальний детектор Супер-Камиоканде на расстоянии 295 км от мишени. Комплекс ND-280 [32, 33], состоящий из двух нейтринных детекторов, используется для измерения параметров нейтринного пучка вблизи мишени (до осцилляций), постоянного контроля за его свойствами и измерения сечений взаимодействия нейтрино с ядрами. Один детектор (монитор нейтринного пучка INGRID (Interactive Neutrino GRID)) расположен на оси пучка, т.е. под нулевым углом по отношению к направлению протонного пучка, а другой, ближний, детектор нейтрино расположен под углом $2,5^\circ$ на оси, соединяющей распадный объём и дальний детектор Супер-Камиоканде. В эксперименте T2K впервые используется квазиодноэнергетичный внеосевой (off-axis) пучок нейтрино. Как следует из кинематики распада $\pi \rightarrow \mu + \nu$, для небольших углов между импульсом пиона и нейтрино энергия нейтрино E_ν практически не зависит от энергии пиона E_π . Угол отклонения от оси выбран равным $2,5^\circ$, чтобы пик интенсивности энергетического спектра нейтрино был настроен на первый осцилляционный максимум для $L = 295 \text{ км}$ и $|\Delta m_{32}^2| = 2,4 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$, как показано на рис. 2. Указанные условия определяют характерную энергию нейтринного пучка $E_\nu = \Delta m_{32}^2 L / 2\pi \approx 0,6 \text{ ГэВ}$ в эксперименте T2K.

В настоящее время мощность 30 ГэВ-ного протонного пучка JPARC составляет 230 кВт, что соответствует интенсивности около $1,1 \times 10^{14}$ протонов в импульсе при длительности импульса около 3,0 мкс и быстром выводе пучка на мишень каждые 2,5 с. При энергиях, соответствующих максимуму интенсивности нейтринного спектра, примесь электронных нейтрино от распадной цепочки $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ и от распадов каонов составляет около 0,5 % для угла $2,5^\circ$.

В качестве дальнего детектора используется водный черенковский детектор Супер-Камиоканде [34] объёмом 50000 м³, который просматривается 11000 фотоумножителей. Размер, форма и направление черенковского конуса используются для идентификации события: однокольцевое мюноподобное, однокольцевое электроноподобное или многокольцевое. Временная синхронизация между импульсом протонного ускорителя JPARC и Супер-Камиоканде осуществляется через глобальную навигационную систему GPS (Global Positioning System) с точностью около 150 нс. Такая точность позволяет наблюдать микроструктуру пучка в нейтринных событиях, зарегистрированных Супер-Камиоканде, и подавить фон от атмосферных нейтрино до пренебрежимо малого уровня.

3.1. Результат эксперимента T2K

С января 2010 г. по апрель 2013 г. в эксперименте T2K было накоплено 6,4 $\times 10^{20}$ протонов на мишени (protons on target, p.o.t.). В течение этого времени эффективность работы Супер-Камиоканде и ND-280 для набора статистики составила более 99 % и 96 % соответственно.

Для измерения осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и определения угла смешивания θ_{13} необходимо эффективно детектировать электроны, возникающие в Супер-Камиоканде в результате взаимодействия электронных нейтрино с нуклонами за счёт заряженных токов, а также добиться существенного подавления фонов, среди которых доминируют нейтральные пионы, рождённые всеми типами нейтрино через нейтральные токи. Проблема заключается в идентификации π^0 в случае асимметричного распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, когда один из фотонов имеет малую энергию, что приводит к срабатыванию небольшого числа фотоумножителей в

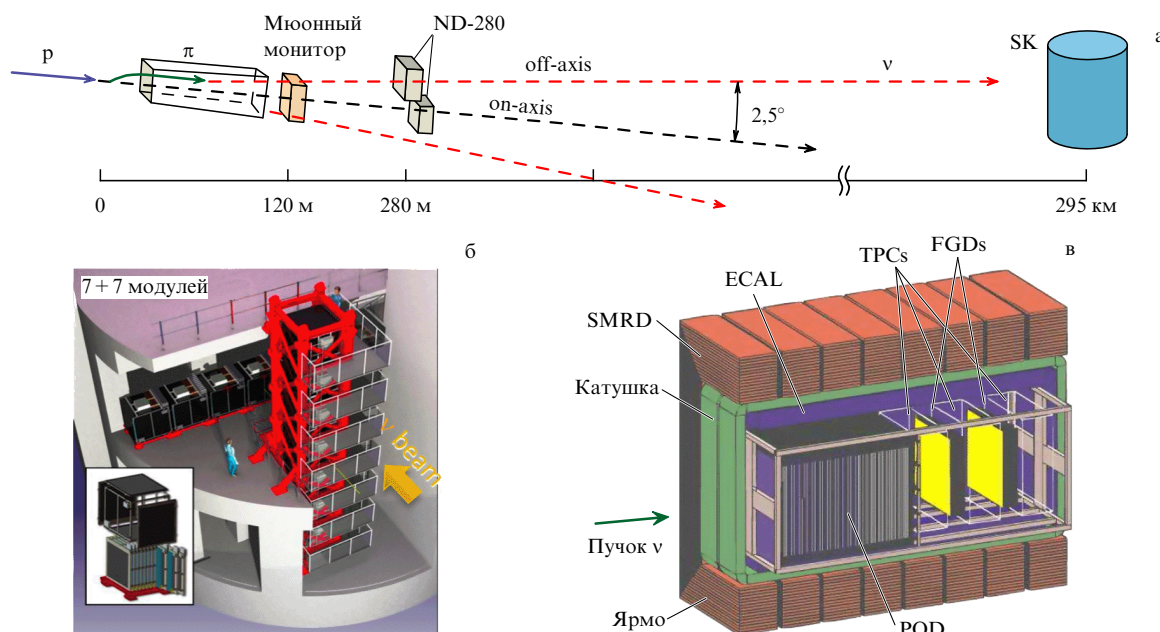


Рис. 1. Схема эксперимента T2K. (а) Основные элементы установки: нейтринный пучок; монитор нейтринного пучка; ближний детектор нейтрино ND-280, расположенный на расстоянии 280 м от мишени и дальний нейтринный детектор Супер-Камиоканде (SK). (б) Общий вид установленного на оси (on-axis) монитора нейтринного пучка INGRID. (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).

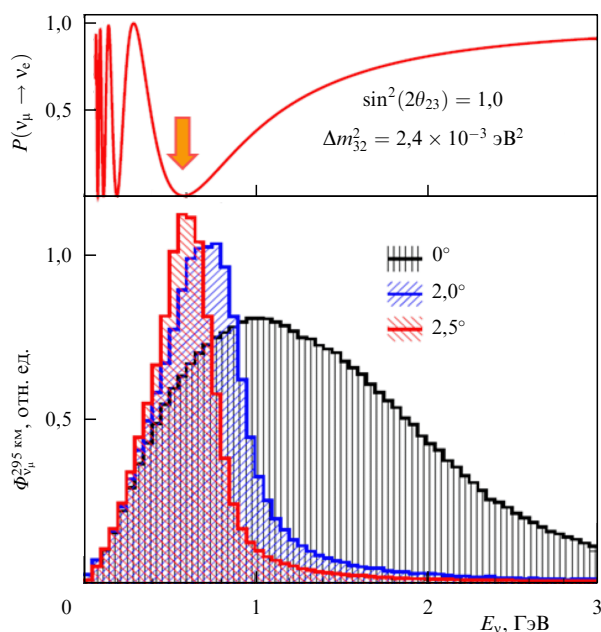


Рис. 2. Спектры мюонных нейтрино для углов 0° , $2,0^\circ$ и $2,5^\circ$ вблизи мишени, т.е. до возможных осцилляций. В верхней части рисунка показана осцилляционная кривая (вероятность исчезновения ν_μ) для расстояния 295 км и параметров осцилляций $\Delta m_{23}^2 = 2,4 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$, $\sin^2(2\theta_{23}) = 1$. Максимум осцилляций (обозначен стрелкой) соответствует энергии нейтрино около 600 МэВ.

Супер-Камиоканде, и детектирование черенковского кольца этого фотона становится затруднительным. Детали анализа экспериментальных данных подробно описаны в работе [29]. Для регистрации электрона, возникающего от электронного нейтрино в результате квазиупругого рассеяния через заряженный ток $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$, используются следующие критерии отбора: 1) имеет место временная корреляция события в Супер-Камиоканде с пучком JPARC

с точностью ≈ 150 нс; 2) энергия нейтринного события полностью детектируется внутренним детектором (отсутствует какая-либо активность во внешнем детекторе); 3) вершина нейтринного взаимодействия находится на расстоянии более 2 м от стенок внутреннего детектора; 4) число колец равняется единице; 5) детектируемая энергия события больше 30 МэВ; 6) кольцо является электроноподобным, т.е. имеет размытый профиль, характерный для электронов и фотонов, и отсутствует задержанный электронный сигнал. Последнее условие необходимо для того, чтобы исключить события, в которых мюноподобное кольцо, профиль которого имеет резкие границы, удовлетворило бы критериям отбора для электронного кольца и могло быть ошибочно принято за него. Это позволяет существенно улучшить разделение мюонных и электронных колец, так как мишелевский электрон от распада остановленного мюона является дополнительным фактором для определения черенковского кольца как мюонного.

Чтобы уменьшить фон от π^0 , у события ищется второе электроноподобное кольцо. Если оно обнаруживается, то восстанавливается инвариантная масса и налагается условие, что она должна быть менее 105 МэВ. Также предполагается, что зарегистрированное событие обусловлено квазиупругим рассеянием через заряженный ток и восстановленная энергия нейтрино должна быть менее 1250 МэВ. Это позволяет избавиться в нейтринном спектре от высокоэнергетичного хвоста, который содержит большую примесь ν_e .

Монте-Карло-моделирование показывает, что при этих условиях ожидается существенное снижение уровня фоновых событий. Например, распады $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ удаётся подавить примерно в 300 раз и одновременно сохранить высокую эффективность регистрации ожидаемого сигнала ($\sim 40\%$). Всего в Супер-Камиоканде было зарегистрировано 532 события от нейтрино, пролетевших расстояние 295 км от JPARC. Энергия каждого из этих событий полностью измерилась внутренним детектором при отсутствии какого-либо сигнала во внешнем. Ожидаемый фон от атмосферных нейтрино составил 0,07 событий.

После применения всех упомянутых выше критериев отбора было обнаружено 28 электроподобных событий — кандидатов в электронные нейтрино [35]. Одно из таких событий показано на рис. 3. Ожидаемое число электроподобных событий в отсутствие осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\theta_{13} = 0$) составило бы всего $(4,64 \pm 0,52)$ события за это время измерений. Распределение по энергии 28 событий и ожидаемый фон показаны на рис. 4. Статистический анализ показывает, что измеренный эффект появления ν_e , т.е. осцилляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, составляет $7,5\sigma$. Вероятность того, что случайная статистическая флуктуация может привести к наблюдаемому избытку ν_e в пучке ν_μ , чрезвычайно мала ($< 10^{-12}$). Этот результат является первым прямым наблюдением превращения мюонных нейтрино в электронные, т.е. впервые осцилляции нейтрино обнаружены как появление ν_e в чистом пучке ν_μ , в то время как в предыдущих осцилляционных экспериментах измерялся "дефицит" (исчезновение) различных типов нейтрино.

Зависимость величины CP -нечётной фазы δ от значения $\sin^2(2\theta_{13})$ для нормальной и инверсной иерархий масс показана на рис. 5, где также приведено полученное в реакторных экспериментах значение $\sin^2(2\theta_{13})$ [27]. Из рисунка видно, что сравнение величины $\sin^2(2\theta_{13})$ из реакторных экспериментов с данными T2K (при улучшении точности измерений $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ и угла смешивания θ_{23}) может стать первым шагом по поиску CP -нарушения и даже указать на наличие этого эффекта в наиболее благоприятном случае, например, если $\delta \approx -\pi/2$.

Следует также отметить, что ещё в двух экспериментах недавно были получены указания на появление ν_τ , т.е. на прямое наблюдение осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. В эксперименте Супер-Камиоканде с атмосферными нейтрино на уровне $3,8\sigma$ наблюдался избыток зарегистрированных в детекторе ν_τ по сравнению с потоком, ожидаемым в отсутствие осцилляций [36]. В эксперименте с длинной базой OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus), в котором ведётся поиск осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, в настоящее время обнаружено три ν_τ при ожидаемом фоне 0,23 события, и эффект появления ν_τ в пучке ν_μ составляет $3,5\sigma$ [37].

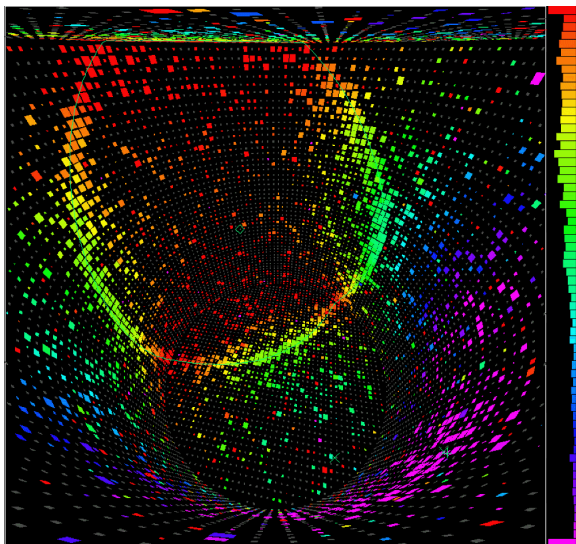


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Типичное электроподобное событие в Супер-Камиоканде. Параллелограммы, квадраты и прямоугольники показывают расположение сработавших фотоумножителей. Их размер пропорционален величине сигнала, а цвет отражает время регистрации сигналов: фиолетовый — раннее срабатывание, красный — позднее, серый — сигнала нет.

4. Как искать CP -нарушение в лептонном секторе?

Фундаментальным вопросом, стоящим перед нейтринной физикой, является следующий: нарушается ли CP -инвариантность в нейтринных осцилляциях? Параметр Ярлског (С. Jarlskog) J_{CP} [38], который показывает силу CP -нарушения, для нейтрино или, другими словами, в лептонном секторе, имеет следующий вид:

$$J_{CP}^{\text{PMNS}} = \cos \theta_{12} \sin \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} \sin \theta_{13} \cos \theta_{23} \sin \theta_{23} \sin \delta. \quad (3)$$

Поскольку все три угла смешивания нейтрино, как и для кварков, не равны нулю, то $J_{CP}^{\text{PMNS}} \neq 0$, если $\delta \neq 0$. В случае CP -нарушения в кварковом секторе $J_{CP}^{\text{CKM}} \sim 3 \times 10^{-5}$, а для лептонного сектора $J_{CP}^{\text{PMNS}} \sim 0,035 \sin \delta$. Следует подчеркнуть, что надежды на то, что CP -нарушение в кварковом секторе явилось бы ключом к разгадке барионной асимметрии Вселенной, не оправдались из-за малости J_{CP}^{CKM} . С учётом того, что углы смешивания довольно велики, эффект CP -нарушения в лептонном секторе может быть в принципе очень большим (в зависимости от значения δ) по сравнению с таковым в кварковом секторе. Таким образом, изучение нейтринных осцилляций открывает уникальную возможность для поиска нового источника CP -нарушения. Открытие CP -нарушения в нейтринных осцилляциях вместе с несохранением лептонного числа могут являться важными косвенными аргументами в пользу объяснения барионной асимметрии Вселенной через механизм лептогенезиса.

Каким образом CP -нарушение может быть обнаружено и измерено в нейтринных осцилляциях? Открытие осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ даёт прекрасный шанс для поиска CP -нарушения. Это связано с тем, что CP -чётный второй член в выражении (1) сильно подавлен из-за малости α^2 . Вместе с тем, как видно из выражения (2), величина эффекта вещества, имитирующего ложное CP -нарушение, пропорциональна энергии нейтрино и этот ложный эффект должен быть отделён от эффекта CP -нарушения. Следует отметить, что для малых энергий нейтрино (500–700 МэВ) и, соответственно, для относительно небольших баз эксперимента (200–300 км) эффект вещества не является доминирующим. Если для простоты рассмотреть осцилляции в вакууме, то CP -асимметрия может быть выражена как

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

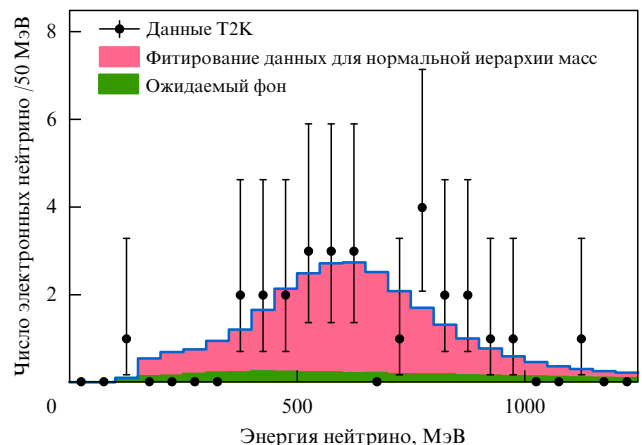


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Распределение по энергии 28 электронных нейтрино, зарегистрированных Супер-Камиоканде. Гистограммы показывают: фитирование сигнала для нормальной иерархии масс нейтрино (красный цвет), ожидаемый фон (зелёный цвет).

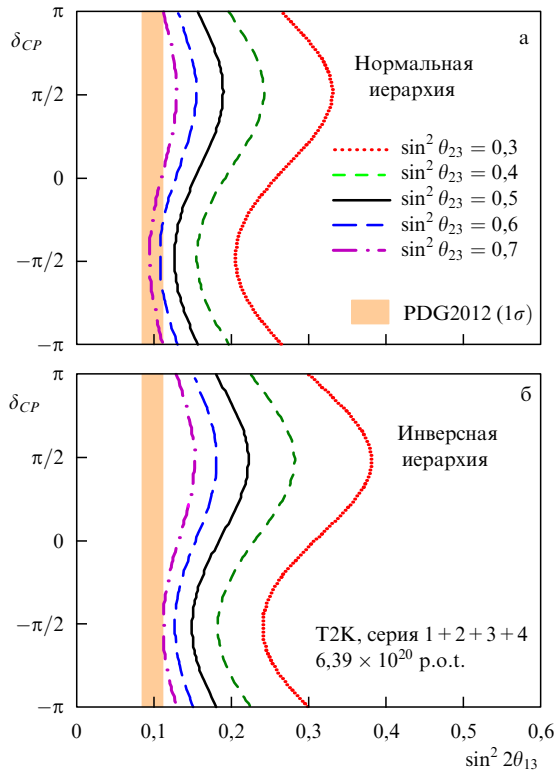


Рис. 5. Предварительный результат T2K, показывающий зависимость δ от $\sin^2(2\theta_{13})$ для нескольких возможных значений углов смешивания $\sin^2(\theta_{23})$: нормальная (а) и инверсная (б) иерархия масс нейтрино. Сплошная чёрная кривая соответствует максимальному смешиванию, $\theta_{23} = \pi/4$. Приведено также значение $\sin^2(2\theta_{13})$, полученное в реакторных экспериментах (обозначено как PDG2012).

Величина A_{CP} пропорциональна $1/\sin\theta_{13}$, в то время как $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \sim \sin^2(2\theta_{13})$. При измерениях в осцилляционном максимуме, т.е. при оптимальном и постоянном отношении базы эксперимента L к энергии нейтрино E , величина CP -асимметрии не зависит от энергии нейтрино. Таким образом, асимметрия A_{CP} может быть измерена в эксперименте с пучками нейтрино и антинейтрино. Другим методом является измерение с широким пучком нейтрино и антинейтрино осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ в первом и втором осцилляционном максимумах. Сравнение формы спектра электронных нейтрино, интенсивности и положений 1-го и 2-го осцилляционных максимумов позволяет измерить фазу δ даже с одним пучком нейтрино, если иерархия масс известна.

Быстрый прогресс в измерении угла θ_{13} и его неожиданно большая величина не только привели к ревизии теоретических моделей, описывающих смешивания нейтрино, и поставили новые кардинальные вопросы перед теорией, но и значительно изменили весь ландшафт ускорительной нейтринной физики. Значение угла θ_{13} около 9° открыло уникальную возможность для измерения иерархии масс нейтрино и поиска CP -нарушения в проводимых ускорительных экспериментах с длинной базой с использованием имеющихся в настоящее время нейтринных пучков и детекторов. Одновременно изменилась долгосрочная стратегия планируемых экспериментов следующего поколения, главной целью которых теперь стал чувствительный поиск CP -нарушения с использованием осцилляционной моды $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

5. Ближайшие перспективы

Прежде чем кратко обсудить ближайшие планы и ожидаемые результаты в экспериментах с длинной базой, остано-

вимся на некоторых важных аспектах, связанных с измерением иерархии масс и обнаружением CP -нарушения в нейтринных осцилляциях. Информация о иерархии масс играет исключительно важную роль для экспериментов по поиску безнейтринного двойного бета-распада. В случае инверсной иерархии масс чувствительность планируемых экспериментов позволяет наблюдать этот процесс, что будет являться однозначным доказательством майорановской природы нейтрино. Это будет также означать, что две из трёх масс должны практически совпадать, чего не наблюдается в массовом спектре заряженных лептонов и кварков. Кроме того, определение иерархии масс является важным ключом для определения абсолютной шкалы масс нейтрино, механизм образования которой представляет собой одну из самых больших загадок физики элементарных частиц. Ненулевая CP -фаза δ , измеренная в нейтринных осцилляциях, т.е. при низких энергиях, является фундаментальным параметром. Хотя нет модельно-независимых указаний на связь CP -асимметрии в осцилляциях нейтрино с асимметрией в распадах тяжёлых нейтрино в ранней Вселенной, тем не менее элегантное объяснение массы нейтрино через механизм качелей (see-saw), который связывает тяжёлые нейтрино с массами $10^{10} - 10^{15}$ ГэВ и лёгкие активные нейтрино, возможно, является мостиком между этими двумя асимметриями.

Какой чувствительности к иерархии масс и δ можно ожидать от текущих экспериментов T2K и NOvA? Эксперимент NOvA (NuMI (Neutrinos at the Main Injector) Off-Axis ν_e Appearance Experiment), который имеет базу длиной 810 км и среднюю энергию нейтринного внеосевого пучка около 2,2 ГэВ, начал набор статистики в сентябре 2013 г. При предположении, что полная интегральная светимость T2K составит 8×10^{21} p.o.t. и набор статистики в эксперименте NOvA будет происходить в течение шести лет (три года с пучком нейтрино, три года с пучком антинейтрино) при мощности пучка 700 кВт, комбинированный анализ данных по появлению ν_e в обоих экспериментах позволит достичь чувствительности на уровне 2σ для фазы $\delta = \pi/2$ или $-\pi/2$. Чувствительность к иерархии масс на уровне $\sim 3\sigma$ может быть достигнута также для значений δ около $\pi/2$ и $-\pi/2$ [39].

В настоящее время существуют три проекта ускорительных экспериментов с длинной базой, основными целями которых являются определение иерархии масс нейтрино и чувствительный поиск CP -нарушения. Эти проекты основываются на упомянутых выше двух взаимно дополняющих друг друга методах.

1. Эксперимент LBNE (Long-Baseline Neutrino Experiment) (США) [40]. В этом эксперименте планируется использовать широкий нейтринный пучок из Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми, направленный в дальний детектор, расположенный на расстоянии 1300 км в районе шахты Хоумстейк (Южная Дакота, США). Рассматриваются несколько вариантов детектора и его расположения (на поверхности или под землёй). Наиболее вероятный вариант — это жидкоаргоновый детектор массой 34 кт, расположенный в шахте под землёй. Используя мощность протонного пучка 700 кВт, после 10 лет набора статистики (5 лет с пучком нейтрино 5 лет с пучком антинейтрино), предполагается достичь чувствительности к фазе δ на уровне $\geq 3\sigma$ для 60 % всего возможного диапазона фаз, от $-\pi$ до π . Эксперимент также может определить иерархию масс с достоверностью около 3σ примерно через год набора статистики с пучком нейтрино.

2. Проект LAGUNA-LBNO (Large Apparatus studying Grand Unification and Neutrino Astrophysics — Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment) [41]. В Европе рассматривается возможность эксперимента с нейтринным пучком из ЦЕРНа, направленным в шахту Пихасалми (Финляндия), в

которой планируется расположить детектор нейтрино, представляющий собой жидкоаргоновую времяпроекционную камеру массой 70 кт. Широкий пучок нейтрино в диапазоне энергий 1–9 ГэВ и база эксперимента 2300 км позволяют измерять осцилляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ в первом и втором осцилляционных максимумах, что определяет уникальную чувствительность эксперимента к иерархии масс ($> 5\sigma$) для всего упомянутого выше возможного диапазона значений CP -нечётной фазы и позволяет обнаружить эффект CP -нарушения для 60 % значений параметра δ .

3. Проект Гипер-Камиоканде (Япония) [42]. Целью эксперимента является чувствительный поиск и измерение δ с использованием настроенного на первый осцилляционный максимум интенсивного off-axis-пучка нейтрино и антинейтрино из JPARC и гигантского одномогатонного водного черенковского детектора, расположенного на расстоянии 295 км от JPARC. Планируется достичь мощности протонного пучка 1,66 МВт, что позволит за пять лет набора статистики получить чувствительность к δ лучше 3σ в интервале более 70 % возможных значений этого параметра. Однако такая чувствительность может быть получена, если иерархия масс будет определена в других экспериментах, так как этот эксперимент не чувствителен к иерархии масс из-за относительно короткой базы.

6. Заключение

Обнаружение осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ в эксперименте T2K и отличная от нуля и неожиданно большая величина угла θ_{13} , измеренная в реакторных и ускорительных экспериментах, кардинальным образом изменили ситуацию в ускорительной нейтринной физике и открыли уникальную возможность для поиска CP -нарушения в лептонном секторе и определения иерархии масс нейтрино в ускорительных экспериментах с длинной базой. Большая величина угла $\theta_{13} \sim 9^\circ$ значительно увеличила шансы на измерение иерархии масс и открытие CP -нарушения в проводимых в настоящее время или планируемых экспериментах. Текущие эксперименты T2K и NOvA могут дать первое указание на CP -нарушение в нейтринных осцилляциях, но глобального прогресса в этом направлении можно ожидать от экспериментов следующего поколения. В случае обнаружения CP -нарушения, т.е. $\delta \neq 0$ и $\delta \neq 180^\circ$, перед экспериментами с длиной базой открывается широкая физическая программа, краеугольным камнем которой будет прецизионное измерение фазы δ , пока остающейся единственным неизмеренным параметром PMNS-матрицы.

Работа поддержана Программой Президиума РАН “Фундаментальные свойства материи и астрофизика” и совместным грантом РФФИ/JSPS (Япония) 13-02-92101-ЯФ.а.

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. Davis R (Jr.), Harmer D S, Hoffman K C *Phys. Rev. Lett.* **20** 1205 (1968)
4. Hirata K S et al. (Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **63** 16 (1989)
5. Anselmann P et al. (GALLEX Collab.) *Phys. Lett. B* **285** 376 (1992)
6. Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *Phys. Lett. B* **328** 234 (1994)
7. Fukuda Y et al. (Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **77** 1683 (1996)
8. Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 1158 (1998)
9. Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **87** 071301 (2001)
10. Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 011301 (2002)
11. Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 1562 (1998)
12. Eguchi K et al. (KamLAND Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **90** 021802 (2003)
13. Ahn M H et al. (K2K Collab.) *Phys. Rev. D* **74** 072003 (2006)
14. Adamson P et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 131802 (2008)
15. Maki Z, Nakagawa M, Sakata S *Prog. Theor. Phys.* **28** 870 (1962)
16. Биленький С М, Понтекорво Б М *УФН* **123** 181 (1977) [Bilen'kii S M, Pontecorvo B *Sov. Phys. Usp.* **20** 776 (1977)]
17. 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)]
18. Биленький С М *УФН* **173** 1171 (2003) [Bilen'kii S M *Phys. Usp.* **46** 1137 (2003)]
19. Ахмедов Е Х *УФН* **174** 121 (2004) [Akhmedov E Kh *Phys. Usp.* **47** 117 (2004)]
20. Троицкий С В *УФН* **182** 77 (2012) [Troitsky S V *Phys. Usp.* **55** 72 (2012)]
21. Apollonio M et al. (CHOOZ Collab.) *Eur. Phys. J. C* **27** 331 (2003)
22. Abe K et al. (T2K Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **107** 041801 (2011)
23. Adamson P et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **107** 181802 (2011)
24. Abe Y et al. (Double Chooz Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 131801 (2012)
25. An F P et al. (Daya Bay Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 171803 (2012)
26. Ahn J K et al. (RENO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 191802 (2012)
27. Beringer J et al. (Particle Data Group) "Review of Particle Physics" *Phys. Rev. D* **86** 010001 (2012)
28. Abe K et al. (T2K Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **659** 106 (2011)
29. Abe K et al. (T2K Collab.) *Phys. Rev. D* **88** 032002 (2013)
30. Куденко Ю Г *УФН* **181** 569 (2011) [Kudenko Yu G *Phys. Usp.* **54** 549 (2011)]
31. Куденко Ю Г *УФН* **181** 997 (2011) [Kudenko Yu G *Phys. Usp.* **54** 961 (2011)]
32. Karlen D (The ND280 Group of the T2K Collab.) *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **159** 91 (2006)
33. Kudenko Yu (Representing the T2K Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **598** 289 (2009)
34. Fukuda S et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **501** 418 (2003)
35. Wilking M, in *The European Physical Society Conf. on High Energy Physics, Stockholm, Sweden, 18–24 July 2013*
36. Abe K et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **110** 181802 (2013)
37. Pastore A, in *The European Physical Society Conf. on High Energy Physics, Stockholm, Sweden, 18–24 July 2013*
38. Jarlskog C *Phys. Rev. Lett.* **55** 1039 (1985)
39. Bian J, arXiv:1309.7898
40. Adams C et al. (LBNE Collab.), arXiv:1307.7335
41. Stahl A et al. "Expression of interest for a very long baseline neutrino oscillation experiment (LBNO)", CERN-SPSC-2012-021, SPSC-EOI-007 (2012)
42. Abe K et al., arXiv:1109.3262

T2K observation of muon-to-electron neutrino oscillations

Yu.G. Kudenko

Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences,

prosp. 60-letiya Oktyabrya 7A, 117312 Moscow, Russian Federation. Tel. +7 (495) 851-01-84. E-mail: kudenko@inr.ru

A major result of the long baseline T2K experiment, the observation of muon neutrinos oscillating into electron neutrinos, is presented. Prospects for detecting CP violation in neutrino oscillations are discussed.

PACS numbers: 14.60.Pq, 25.30.Pt

Bibliography — 42 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **183** (11) 1225–1230 (2013)

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201311d.1225

Received 4 October 2013, revised 14 October 2013

Physics – Uspekhi **56** (11) (2013)