

# Нейтринная физика: год угла смешивания $\theta_{13}$

Ю.Г.Куденко

Одно из самых ярких открытий последних лет — доказательство наличия у нейтрино ненулевой массы покоя и смешивания различных типов нейтрино.

Смешивание, называемое осцилляциями нейтрино, невозможно в Стандартной модели физики элементарных частиц. В этой модели постулируется, что существует три поколения (аромата) активных (взаимодействующих, хоть и очень слабо, с другими частицами) нейтрино: электронное ( $\nu_e$ ), мюонное ( $\nu_\mu$ ) и тау-нейтрино ( $\nu_\tau$ ), которые не имеют массы, перемещаются со скоростью света и не могут менять свой аромат в процессе распространения (т.е. не смешиваются между собой). Каждому поколению нейтрино соответствует свое антинейтрино. Наличие осцилляций, заключающееся в переходе активного нейтрино одного типа в частицу другого типа, означает, что массы нейтрино не равны нулю, хотя и очень малы, а все активные нейтрино суть разные линейные комбинации массовых состояний  $\nu_1$ ,  $\nu_2$ ,  $\nu_3$ , имеющих массы  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $m_3$  соответственно.

Идея о возможности перехода нейтрино из одного аромата в другой, выдвинутая Б.М. Понтекорво в 1957 г. [1, 2], была подтверждена в экспериментах с солнечными и атмосферными



*Юрий Григорьевич Куденко, профессор, доктор физико-математических наук, заведующий отделом физики высоких энергий Института ядерных исследований Российской академии наук. Область научных интересов — физика элементарных частиц, нейтринная физика.*

нейтрино\*. Открытие осцилляций стало прямым экспериментальным доказательством существования «новой физики» за пределами Стандартной модели и одновременно положило начало изучению этой физики.

## Как уловить аромат

Изменение аромата нейтрино может быть зафиксировано двумя способами. Первый из них заключается в детектировании нейтрино аромата  $\beta$  в пучке, изначально состоящем из частиц аромата  $\alpha$ , и называется «экспериментом на появление». Другой метод основывается на измерении известного начального потока  $\nu_\alpha$  и наблюдении уменьшения этого потока по сравнению с величиной, которая была бы в отсутствие осцилляций. Он называется «экспериментом на исчезновение». Следует также отметить, что в последнем варианте должно происходить искажение начального энергетического спектра нейтрино, характерное для осцилляций. Если для простоты рассмотреть случай двух нейтрино, электронного и мюонного, ко-

\* Подробнее об этом см.: Котылов А.В. Проблема солнечных нейтрино: от прошлого к будущему // Природа. 1998. №5. С.31—40, №6. С.27—36; Котылов А.В. Солнечные нейтрино продолжают удивлять // Природа. 2002. №10. С.3—5; Комар А.А. Проблема дефицита солнечных нейтрино экспериментально решена // Там же. С.5—7; Скорыхватов М.Д. Солнечные нейтрино и международный проект «Борексино» // Природа. 2009. №5. С.13—24.

торым соответствуют два массовых состояния  $m_1$  и  $m_2$ , то можно составить только одну разность квадратов масс:  $\Delta m^2 = \Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2$  (эта разность оказывается очень важной характеристикой). Тогда вероятность появления электронных нейтрино в пучке мюонных, пролетевших в вакууме расстояние  $L$  от источника, выглядит следующим образом:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \sin^2(2\theta)\sin^2(\Delta m^2 L/4E), \quad (1)$$

где  $E$  — энергия нейтрино, а  $\theta$  — угол смешивания между массовыми состояниями 1 и 2. Угол смешивания — не менее важный параметр (чем он больше, тем сильнее смешивание) матрицы Понтекорво—Маки—Накагавы—Сакаты [3], которая была введена для формального описания процесса «перерождения» нейтрино. Точнее, настоящая матрица, размерностью  $3 \times 3$ , возникает в реальной ситуации, когда рассматриваются взаимные переходы нейтрино всех трех типов. Термин «угол» здесь совсем не случаен — он связан с тем, что таким образом задаются три ортогональных вращения, которыми определяются переходы между активными и массовыми состояниями. Если представить себе трехмерное пространство, по осям которого ( $x, y, z$ ) отложены собственные массовые состояния  $\nu_1$  (с массой  $m_1$ ),  $\nu_2$  ( $m_2$ ) и  $\nu_3$  ( $m_3$ ), то векторы, отражающие активные собственные состояния ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ), будут повернуты на соответствующие углы смешивания. В случае двух нейтрино массовые состояния представляют два ортогональных вектора  $\nu_1(m_1)$  и  $\nu_2(m_2)$  на плоскости, а активные состояния  $\nu_e, \nu_\mu$  — два других ортогональных вектора, повернутые в той же плоскости на угол  $\theta$  относительно массовых. В свою очередь, вероятность, что мюонные нейтрино сохранят свой аромат, равна  $1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ , т.е.

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \approx 1 - \sin^2(2\theta)\sin^2(\Delta m^2 L/4E). \quad (2)$$

Из этих выражений следует, что положение максимума (минимума) вероятности процесса однозначно связано с величиной  $\Delta m^2$ , а высота максимума (глубина минимума) пропорциональна  $\sin^2(2\theta)$ .

Смешивание нейтрино трех активных типов  $\nu_e, \nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ , которым отвечают массовые состояния  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ , соответственно характеризуется уже большим числом параметров (здесь и появляется упомянутая полноценная матрица). Перечислим их: это разности масс  $\Delta m_{12}^2 = m_2^2 - m_1^2$ ,  $\Delta m_{23}^2 = m_3^2 - m_2^2$ , угол  $\theta_{12}$ , который описывает смешивание между первым и вторым массовыми состояниями, угол  $\theta_{23}$ , который характеризует смешивание между массовыми состояниями 2 и 3, угол  $\theta_{13}$ , который определяет смешивание между массовыми состояниями 1 и 3, а также CP-нечетная фаза  $\delta$ , которая делает элементы матрицы комплексными величинами, что имеет место, если в лептонном секторе комбинированная зарядово-пространственная четность нарушается. Выражение (1) для вероятности переходов  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  в случае трех типов

нейтрино и распространения нейтрино в среде модифицируется так:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \sin^2(2\theta_{13})\sin^2\theta_{23}\sin^2(\Delta m_{13}^2 L/4E) + \text{CPV} + \text{matter} + \dots, \quad (3)$$

где CPV обозначает вклад CP-нечетного члена в вероятность перехода, а matter учитывает эффект прохождения нейтрино через вещество (например, Землю), которое состоит из нуклонов (кварков) и электронов. Электронные нейтрино могут испытывать упругое рассеяние через заряженные токи на электронах среды под малыми углами без изменения импульса, что меняет вероятность осцилляций по сравнению с таковой в вакууме. Вклад в вероятность осцилляций, связанный с эффектом вещества, пропорционален энергии нейтрино и имеет разный знак для нейтрино и антинейтрино. Например, при энергии мюонных нейтрино  $\sim 1$  ГэВ и пути в толще Земли около 300 км изменение вероятности осцилляции  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  по сравнению с вероятностью такого перехода в вакууме составит около 10%. Из этого выражения следует, что доминирующим вкладом в вероятность будет член, пропорциональный  $\sin^2(2\theta_{13})$ , но величина угла  $\theta_{13}$ , извлеченная из измерения вероятности (3), зависит от значения  $\delta$ , а также от того, какая иерархия масс реализуется в природе: нормальная, когда массы имеют порядок  $m_3 \gg m_2 > m_1$ , или инверсная, когда масса  $m_3$  много меньше масс  $m_2$  и  $m_1$ , т.е.  $m_3 \ll m_1 < m_2$ . Эффект вещества увеличивает вероятность переходов  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  (3) для нормальной иерархии, а для инверсной — уменьшает. Для осцилляций антинейтрино картина меняется: нормальная иерархия масс снижает вероятность (3), а инверсная — увеличивает. Приведем еще формулу для вероятности «исчезновения» электронных антинейтрино (именно они рождаются при работе ядерного реактора и используются в реакторных экспериментах):

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx 1 - \sin^2(2\theta_{13})\sin^2\left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E}\right). \quad (4)$$

В ней отсутствует вклад от CP-нечетной фазы  $\delta$  и нет члена, связанного с прохождением реакторных антинейтрино через Землю (из-за малой энергии антинейтрино  $E \sim 1-6$  МэВ и обычного для экспериментов расстояния  $L \sim 1$  км).

В течение короткого времени (с июня 2011 г.) ландшафт нейтринной физики существенно изменился, поэтому, чтобы говорить о новых достижениях, необходимо упомянуть, каким было состояние дел год назад. В экспериментах с солнечными, атмосферными и реакторными нейтрино были установлены следующие осцилляционные параметры:  $\Delta m_{12}^2 = 7.6 \cdot 10^{-5}$  эВ<sup>2</sup>,  $|\Delta m_{23}^2| = 2.4 \cdot 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup>,  $\theta_{12} \approx 34^\circ$ ,  $\theta_{23} \approx 45^\circ$ . Оставался неизвестным знак разности квадратов масс  $\Delta m_{23}^2$ , т.е. была неизвестна иерархия масс. Угол  $\theta_{13}$  не был измерен, и существовало только ограничение на его величину

(<15°), полученное в эксперименте Chooz [4]. На измерении этого угла и были сфокусированы усилия почти всех современных осцилляционных экспериментов с длинной базой: двух ускорительных (T2K и MINOS) и трех реакторных (Double Chooz, Daya Bay и RENO).

### Загадка $\theta_{13}$

Почему же такие большие усилия и ресурсы оказались сконцентрированы на измерении последнего угла? Ответ заключается в той роли, которая отведена этому параметру в механизме смешивания нейтрино. В то время как кварки смешиваются между собой довольно слабо, смешивание в нейтринном секторе описывается двумя большими углами  $\theta_{12}$  и  $\theta_{23}$  и, как считалось до недавнего времени, одним малым или нулевым углом  $\theta_{13}$ . Наиболее популярное объяснение такого смешивания было представлено в так называемой модели с двумя максимальными (или почти максимальными) углами и одним нулевым углом (tri-bimaximal-смешивание), в которой  $\theta_{12} \approx 35^\circ$ ,  $\theta_{23} = 45^\circ$ ,  $\theta_{13} = 0$  и  $\delta = 0$ , т.е. CP-четность в лептонном секторе не нарушается. Как предполагалось, в основе такого смешивания может лежать какой-то фундаментальный базис или новая симметрия, характерная для массивных нейтрино. Малую (или нулевую) величину  $\theta_{13}$  по сравнению с двумя другими углами предсказывало большинство теоретических моделей. А вот о величине  $\delta$  отсутствуют какие-либо теоретические предсказания: фаза может принимать любое значение в интервале от 0 до  $2\pi$  (для случаев  $\delta = 0$  или  $\delta = 2\pi$ , повторим, CP в лептонном секторе сохраняется). В осцилляционных экспериментах CP-нарушение, если оно существует, должно проявиться в виде разницы между вероятностью осцилляции мюонных нейтрино в электронные нейтрино и вероятностью

осцилляции мюонных антинейтрино в электронные антинейтрино, т.е. асимметрия

$$A_{CP} = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)} \sim \frac{\sin\delta}{\sin\theta_{13}} \quad (5)$$

должна иметь ненулевое значение. Следует особо подчеркнуть фундаментальное значение угла  $\theta_{13}$  для поиска CP-нарушения — во всех выражениях для вероятности осцилляций параметры  $\theta_{13}$  и  $\delta$  входят в виде произведения  $\sin\theta_{13}e^{-i\delta}$ , поэтому поиск CP-нарушения в осцилляционных экспериментах возможен только в случае ненулевой (и не очень малой) величины  $\theta_{13}$ . Таким образом, первоочередной задачей последнего десятилетия, стоявшей перед ускорительными и реакторными осцилляционными экспериментами, было измерение угла  $\theta_{13}$  — важнейшего элемента для понимания механизма смешивания нейтрино и для поиска CP-нарушения в нейтринных осцилляциях.

Хотя для проведения подобных исследований обычно создаются большие международные коллаборации ученых, та или иная установка имеет конкретную национальную «прописку», поэтому совершим виртуальное путешествие вокруг света по нейтринным лабораториям.

### Япония: эксперимент T2K

Первое указание на осцилляции мюонных нейтрино в электронные и на ненулевую величину угла  $\theta_{13}$  было получено в ускорительном эксперименте с длинной базой второго поколения T2K (Tokai-to-Kamioka, Япония) [5]. Основные элементы установки T2K (рис.1) — нейтринный канал, комплекс ближних нейтринных детекторов на расстоянии 280 м от мишени и дальний детектор нейтрино SuperKamiokande, расположенный под горой Икенояма. Толщина грунта над детектором

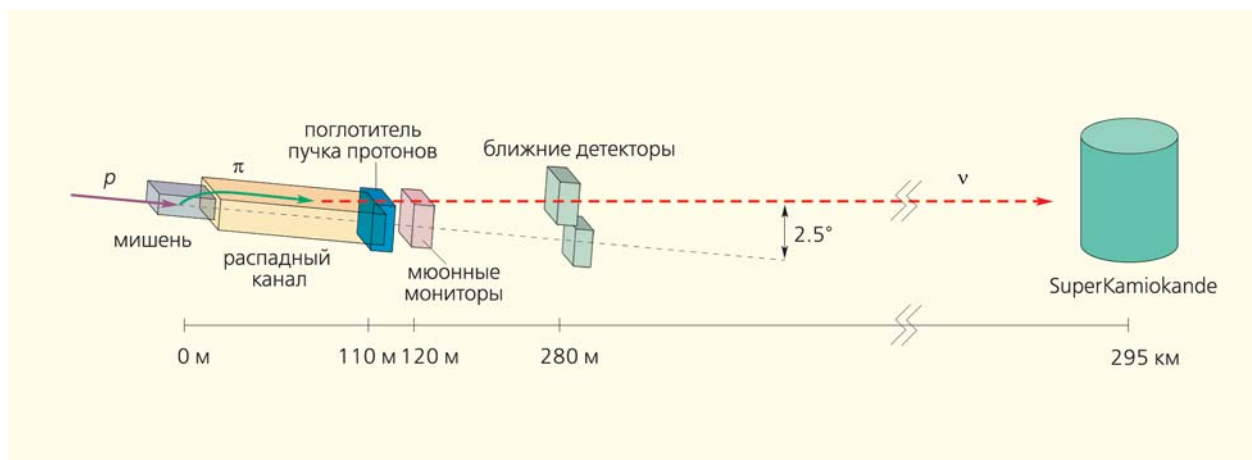


Рис.1. Схема эксперимента T2K. Нейтрино пролетают от нейтринного канала в J-PARC через ближний детектор ND280, а затем в течение 1 мс проходят 295 км в толще Земли до дальнего детектора SuperKamiokande.

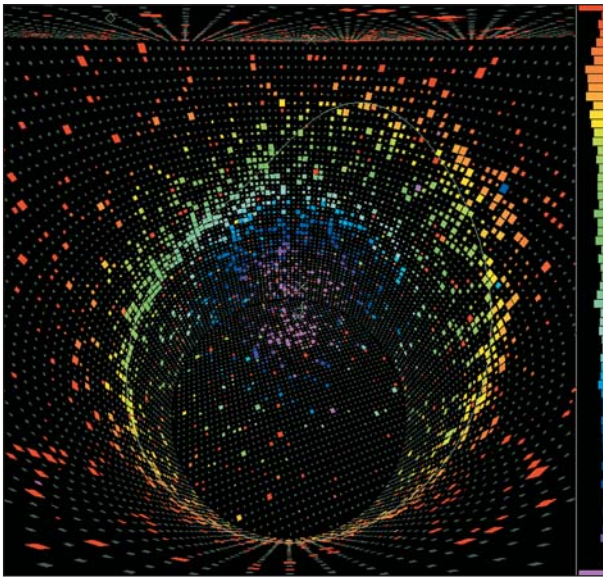


Рис.2. Одно из электроноподобных событий, зарегистрированное в дальнем детекторе SuperKamioKANDE через реакцию  $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ .

составляет 1000 м, что позволяет существенно снизить в детекторе фон космических мюонов. От места своего рождения до регистрации в SuperKamioKANDE нейтрино пролетают в толще Земли расстояние 295 км.

В эксперименте используется чистый (примесь электронных нейтрино в максимуме спектра 600 МэВ составляет менее 0.5%) квазимоноэнергетичный пучок мюонных нейтрино. Получить такой пучок позволяет кинематика распада пионов, рожденных при взаимодействии протонов с мишенью, на мюоны и мюонные нейтрино и выбор направления полета нейтрино в  $2.5^\circ$  по отношению к направлению протонного пучка. Вероятность перехода мюонных нейтрино с энергией  $E$  в электронные при прохождении расстояния  $L$  описывается выражением (3). Энергия нейтрино и прелетная база в эксперименте выбраны таким образом, чтобы получить максимальную чувствительность к осцилляциям  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  при значении  $\Delta m_{23}^2 = 2.4 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ , определенном по осцилляциям атмосферных нейтрино.

Детектор SuperKamioKANDE представляет собой гигантский бак диаметром 39 м и высотой 42 м, заполненный чистой водой массой 50 кт. По стенкам, дну и крыше детектора расположены около 11 тыс. больших фотоэлектронных умножителей, которые регистрируют черенковское излучение от заряженных частиц, появляющихся в результате взаимодействия нейтрино с веществом детектора. Например, электронное и мюонное нейтрино детектируются по реакциям квазиупругого рассеяния через заряженный ток  $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$  и  $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ . Детектор регистрирует нейтрино в диапазоне энергий от 4.5 МэВ до 1 ТэВ. Размер, направление и форма черенковского конуса исполь-

зуются для идентификации события: однокольцевое мюноподобное, однокольцевое электроноподобное или многокольцевое событие. Мюноподобное кольцо от черенковского излучения мюона имеет четкую форму с резкими краями, а кольцо от электрона — размытую. Временная синхронизация с протонным пучком осуществляется через навигационную систему GPS с точностью около 50 нс. Такая точность дает возможность наблюдать временную структуру зарегистрированных нейтринных событий и ее соответствие временной структуре протонного пучка, что позволяет подавить фон от атмосферных нейтрино до пребрежимо малого уровня.

Эксперимент начал набор статистики в январе 2010 г. Сильнейшее землетрясение магнитудой 9 баллов, которое произошло в Японии 11 марта 2011 г., серьезно повредило ускорительный комплекс J-PARC. Интенсивные восстановительные работы были закончены в декабре 2011 г., и новый физический сеанс с пучком нейтрино начался в январе 2012 г.

Первый результат T2K был получен после обработки данных, накопленных еще до землетрясения. За это время в активном объеме детектора шесть событий были идентифицированы как электроноподобные, появившиеся в результате взаимодействия в детекторе электронных нейтрино через заряженный ток. Одно из таких событий показано на рис.2.

Ожидаемое число таких событий при отсутствии осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  (т.е. если  $\theta_{13} = 0$ ) составляет величину  $1.5 \pm 0.3$ . Вероятность того, что шесть событий стали следствием флуктуации фоновых событий, а не осцилляций, оценена в 0.7%. Таким образом, с вероятностью 99.3% этот результат был интерпретирован как указание на осцилляции  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  [6] и первое доказательство ненулевого значения угла  $\theta_{13}$ . Анализ данных, накопленных после землетрясения, подтвердил первый результат T2K. После обработки всей информации было обнаружено 11 электроноподобных событий при ожидаемом фоне  $3.22 \pm 0.43$  события. Итак, осцилляции  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , т.е. появление электронных нейтрино в пучке мюонных, зафиксированы в эксперименте T2K с вероятностью 99.92% ( $3.2\sigma$ ) [7]. Распределение по энергии зарегистрированных электронных нейтрино показано на рис.3.

Связь между значением  $\sin^2 2\theta_{13}$  и величиной  $\delta$  для обеих возможных иерархий масс нейтрино показана на рис.4. В случае  $\delta = 0$  центр допустимого интервала для  $\sin^2 2\theta_{13}$  приходится на 0.104 для нормальной иерархии масс нейтрино и на 0.128 для инверсной. Этот результат стал очередным сюрпризом в нейтринной физике, поскольку большинство теоретических моделей предсказывали существенно меньшее значение этого параметра, и все дальнейшие программы экспериментальных исследований нейтрино исходили из малой величины  $\theta_{13}$ . В частности, полагалось что по-



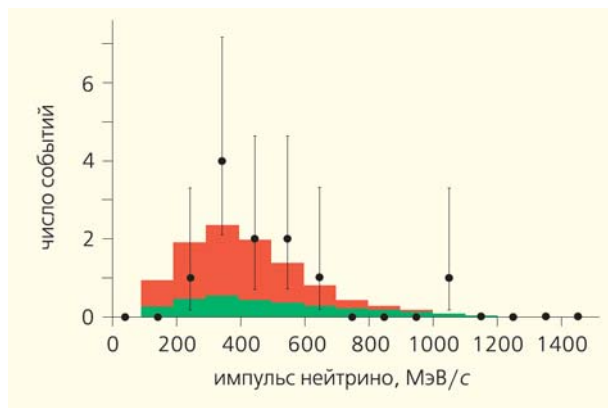


Рис.3. Энергетический спектр электроподобных событий, зарегистрированных в эксперименте T2K. Черные точки представляют экспериментальные данные, вертикальные линии — статистические ошибки. Гистограммы демонстрируют результаты моделирования: красный цвет соответствует сигналу для  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ ,  $\delta = 0$  и нормальной иерархии масс; зеленый показывает вклад в сигнал от основных фоновых процессов.

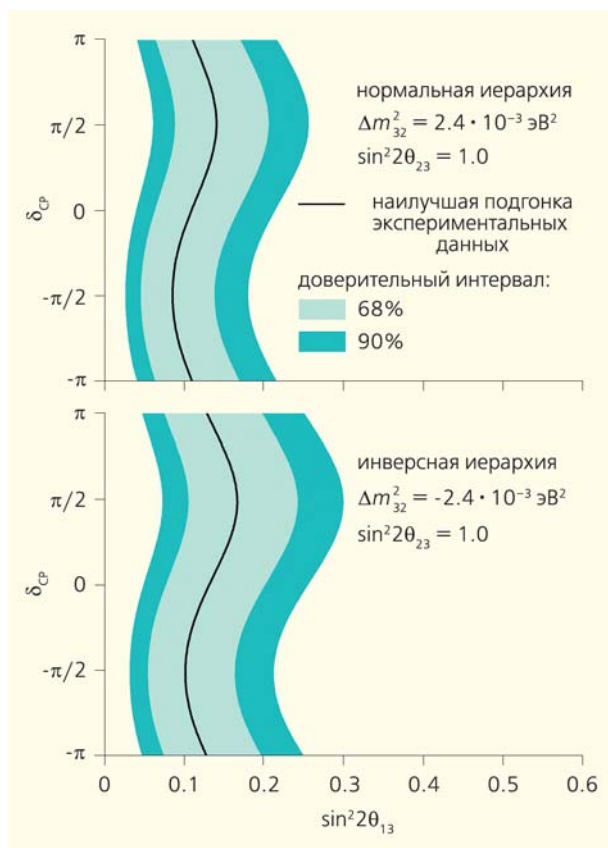


Рис.4. Результат эксперимента T2K [7]: допустимые области значений угла  $\theta_{13}$  и величины CP-нечетной фазы  $\delta$  для нормальной (верхний рисунок) и инверсной иерархий масс (нижний рисунок) [7]. Кривая черного цвета показывает наиболее вероятную величину  $\theta_{13}$  для всех значений  $\delta$  от  $-\pi$  до  $\pi$ .

иск CP-нарушения в лептонном секторе с достаточной чувствительностью возможен только в весьма отдаленном будущем на нейтринной фабрике или с использованием бета-пучков, в которых пучок электронных нейтрино или антинейтрино получается при бета-распадах ускоренных радиоактивных ионов. Обнаружение большой величины угла  $\theta_{13}$  положило начало пересмотру всей стратегии планируемых осцилляционных экспериментов, так как открылись возможности для поиска CP-нарушения в экспериментах на существующих интенсивных пучках нейтрино, хотя, конечно, повышение интенсивности и модернизация нейтринных детекторов остаются ключевыми условиями для успешного проведения таких экспериментов.

### США: эксперимент MINOS

Результаты, полученные в T2K, были впоследствии подтверждены в эксперименте MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search, Национальная ускорительная лаборатория им.Э.Ферми — Фермилаб, Батавия, штат Иллинойс, США), который использует пучок мюонных нейтрино в широком диапазоне энергий от 1 до 10 ГэВ [8]. Нейтрино, рожденные в Фермилаб, проходят через Землю расстояние 735 км и регистрируются дальним детектором весом 5.4 кт, расположенным на глубине 714 м в шахте Соудан (штат Северная Миннесота, США). Детектор (рис.5) представляет собой находящийся в магнитном поле трековый калориметр, состоящий из чередующихся слоев пассивного материала (стали) и активного материала (сцинтилляционных пластин). Ближний детектор той же конфигурации, но весом 1 кт, находящийся на расстоянии 1 км от мишени, измеряет спектр и состав нейтринного пучка вблизи мишени до возможных осцилляций. В результате анализа событий, набранных в дальнем детекторе с пучком нейтрино в течение нескольких лет, было выделено 62 случая, интерпретируемых как электронные нейтрино (при ожидаемом фоне 50 событий) [8]. Статистическая значимость превышения числа событий над фоном составила  $1.7\sigma$ , и нулевая величина  $\theta_{13}$  была исключена на уровне около 85%. Таким образом, эффект, обнаруженный в эксперименте T2K, был подтвержден в другом осцилляционном эксперименте с ускорительными нейтрино. Затем окончательное слово было сказано тремя реакторными экспериментами.

### Франция: эксперимент Double Chooz

В реакторном эксперименте Double Chooz (Франция) [9] измеряется поток электронных антинейтрино на среднем расстоянии около 1 км от реакторов мощностью 4.2 ГВт атомной станции

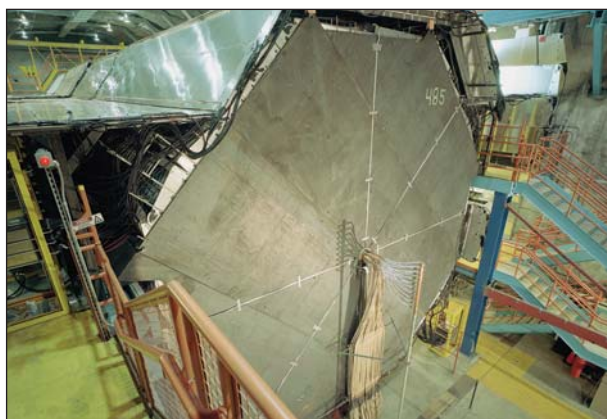


Рис.5. Ближний (вверху) и дальний нейтринные детекторы эксперимента MINOS.

Chooz, расположенной на севере Франции, в Арденнах, вблизи границы с Бельгией. Слово «Double» означает, что в эксперименте используются два детектора нейтрино: ближний и дальний. Реакторы и расположение детекторов показано на рис.6. Дальний детектор нейтрино (нейтринная мишень) находится на расстоянии около 1 км от реакторов и представляет собой цилиндр объемом 10 м<sup>3</sup>, заполненный жидким сцинтиллятором с растворенным в нем гадолинием. Мишень окружена цилиндрическими детекторами, наполненными жидким сцинтиллятором и минеральным маслом (для защиты от внешнего  $\gamma$ -фона, космических мюонов и нейтронов, рожденных вне детектора). Электронные антинейтрино детектируются через реакцию обратного бета-распада



Совпадение мгновенного сигнала от позитрона и задержанного сигнала от нейтрона (после его замедления и захвата гадолинием) обеспечивает надежную идентификацию нейтринного взаимодействия в детекторе. После набора статистики в течение 97 дней было зарегистрировано около 4 тыс. нейтринных событий и была получена величина  $\theta_{13}$ , близкая к значению Т2К. При этом нулевая величина  $\theta_{13}$  была исключена с вероятностью 94.6% [9]. Эксперимент продолжил набор статистики; новые выводы были представлены на конференции «Нейтрино-2012» в Киото (Япония) и опубликованы в работе [10]. После анализа бо-



Рис.6. Схема эксперимента Double Chooz. Показаны реакторы и расположение ближнего и дальнего детекторов нейтрино. Ближний находится в стадии создания, и его запуск ожидается в 2013 г.



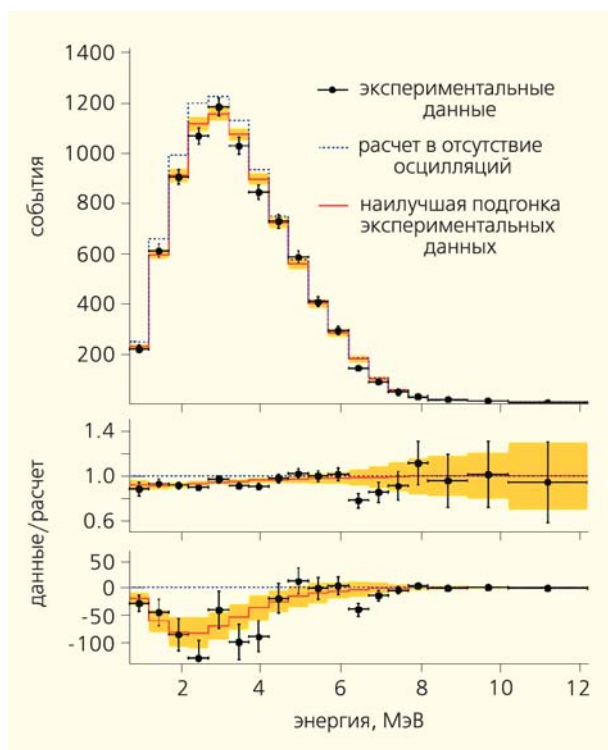


Рис.7. Спектр позитронов из реакции (6), соответствующий полной статистике эксперимента Double Chooz (вверху). Отношение измеренного спектра к предсказанному в случае отсутствия осцилляций и их разность показаны внизу. Гистограмма красного цвета отвечает наилучшему описанию экспериментальных данных с  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.109$ .

лее 8000 нейтринных событий был получен следующий результат:

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.109 \pm 0.030 \text{ (stat)} \pm 0.025 \text{ (syst)}. \quad (7)$$

Спектр позитронов из реакции (6) и отношение зарегистрированного спектра к предсказанному в отсутствие осцилляций показаны на рис.7. Ясным доказательством осцилляций служит искажение спектра, т.е. отличие экспериментально измеренного энергетического распределения антинейтрино от распределения, ожидаемого в случае отсутствия осцилляций. Нулевая величина  $\theta_{13}$  на основании этого измерения исключена с вероятностью 99.9% ( $3.1\sigma$ ). Эксперимент должен существенно улучшить точность измерений после запуска ближнего детектора в 2013 г. Пока же наиболее точные измерения  $\theta_{13}$  были проведены в азиатских реакторных экспериментах.

### Китай: эксперимент Daya Bay

В эксперименте Daya Bay (Китай) [11] шесть идентичных детекторов (три ближних и три дальних) общим весом 120 т измеряют спектры электронных антинейтрино от комплекса атом-

ных станций Daya Bay (расположен на юге Китая, к северу от Гонконга) общей мощностью около 17 ГВт. Среднее расстояние от реакторов до ближних детекторов 500–800 м, до дальних — 1.5–1.9 км. Каждый детектор представляет собой бак диаметром около 3 м, заполненный жидким сцинтиллятором с растворенным в нем гадолинием и погруженный в емкость с минеральным маслом, которая выполняет функции активной вето-системы, помогающей устранить фон. В свою очередь, эта емкость помещена в контейнер, заполненный чистой водой и просматриваемый фотоумножителями. Такой черенковский детектор позволяет снизить фон космических мюонов и возникающих в окружающей среде нейтронов. Два ближних детектора показаны на рис.8.

Число нейтринных событий в дальних детекторах и спектр частиц в отсутствие осцилляций предсказывается на основе измерений в ближних детекторах. Большая мощность реакторов позволила зарегистрировать около  $10^4$  реакторных антинейтрино в трех дальних детекторах в течение всего 55 дней набора статистики. Измеренный мгновенный спектр позитронов из реакции (6) изображен на рис.9. Отношение числа зарегистрированных событий к числу ожидаемых в случае  $\theta_{13} = 0$  составило

$$R = 0.940 \pm 0.011 \text{ (stat)} \pm 0.004 \text{ (syst)}. \quad (8)$$

Из установленного дефицита антинейтринных событий в дальнем детекторе было получено значение

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.092 \pm 0.016 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)}, \quad (9)$$

что соответствует величине угла  $\theta_{13} \sim 9^\circ$ . Ненулевое значение этого угла исключено на уровне  $5.2\sigma$ . Набор данных в эксперименте продолжается, и в ближайшее время следует ожидать существенно улучшения точности измерения угла  $\theta_{13}$ .

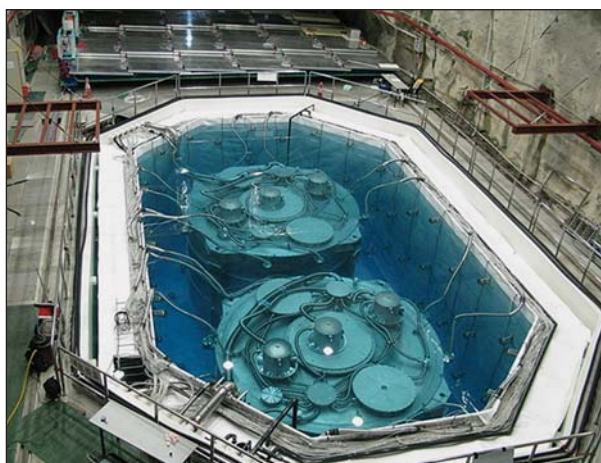


Рис.8. Два ближних нейтринных детектора эксперимента Daya Bay.

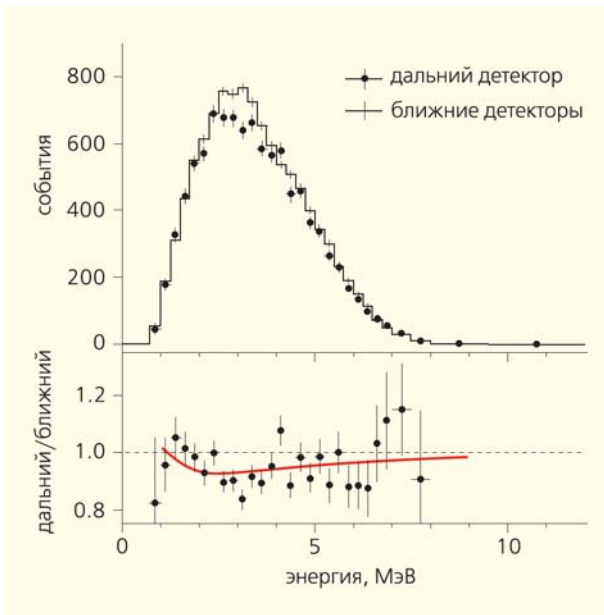


Рис.9. Зарегистрированный в дальних детекторах (усредненная сумма трех детекторов) спектр антинейтрино (точки с ошибками) и предсказанный на основе измерений ближних детекторов спектр в отсутствие осцилляций (гистограмма). Энергия антинейтрино, отложенная по оси, не учитывает нейтронный вклад, см. выражение (6). Отношение измеренного спектра к предсказанному в отсутствие осцилляций показано снизу. Красная сплошная кривая соответствует  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.092$ , а пунктирная прямая изображает единицу — отношение в случае отсутствия осцилляций.

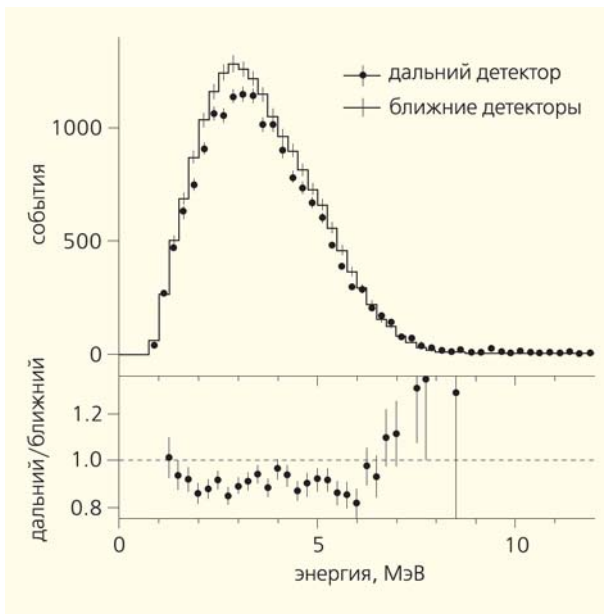


Рис.10. Измеренный в дальнем детекторе RENO спектр антинейтрино (точки) и предсказанный на основе измерений ближнего детектора спектр в отсутствие осцилляций (гистограмма). Их отношение построено внизу. Вертикальные линии — статистические ошибки.

## Корея: эксперимент RENO

Реакторный эксперимент RENO (Reactor Experiment for Neutrino Oscillation) [12] использует шесть реакторов атомной станции Yonggwang в Южной Корее, каждый из которых обладает максимальной мощностью около 2.8 ГВт. Установка включает в себя два идентичных нейтринных детектора: ближний, расположенный на расстоянии около 400 м от реакторов, и дальний, на расстоянии около 1.4 км. Активным элементом обоих детекторов, как и в двух других реакторных экспериментах, описанных выше, служит жидкий сцинтиллятор с добавкой гадолиния. Масса каждого детектора составляет 16 т. Первый результат эксперимента базируется на статистике, накопленной с августа 2011 г. в течение 230 дней, при полной мощности всех реакторов в течение этого периода. За это время в дальнем детекторе было зарегистрировано более 17 тыс. событий-кандидатов в электронные антинейтрино. Было получено следующее отношение числа измеренных нейтринных событий к ожидаемому в отсутствие осцилляций:

$$R = 0.920 \pm 0.009(\text{stat}) \pm 0.014(\text{syst}), \quad (10)$$

что однозначно подтверждает дефицит нейтрино в дальнем детекторе за счет осцилляций. Спектры антинейтрино, измеренный в дальнем детекторе и предсказанный на основе измерений в ближнем детекторе, показаны на рис.10. Видно значительное искажение спектра за счет осцилляций. Величина  $\theta_{13}$ , определенная в этом эксперименте, также прекрасно согласуется с результатами рассмотренных выше экспериментов.

## Ближайшее будущее

За короткий период, в течение всего одного года, угол  $\theta_{13}$  был измерен с точностью около 10%. Его усредненное по всем экспериментам значение составляет  $9 \pm 1^\circ$ . Следует отметить, что величины двух других углов,  $\theta_{12}$  и  $\theta_{23}$ , измерены примерно с такой же точностью. Эти замечательные экспериментальные результаты доказали, что все три угла матрицы Понтекорво—Маки—Накагава—Саката не равны нулю и близки по величине. Скорее всего, матрица смешивания включает в себя комплексные элементы, т.е. CP-четность в лептонном секторе не сохраняется. Это вполне вероятно указывает на то, что нейтрино играли важную роль в ранней Вселенной и были источником барионной асимметрии, благодаря которой мы живем в мире вещества при полном отсутствии антивещества. Поэтому поиск CP-асимметрии в лептонном секторе в настоящее время выходит на передний план и является одной из важнейших задач современной физики элементарных частиц. Другой фундаментальной проблемой, которая должна быть решена, остается иерархия масс нейтри-



но. Экспериментальные результаты однозначно показывают, что  $m_2 > m_1$ . Однако до сих пор непонятно, как соотносятся массы  $m_2$  и  $m_3$ .

В самой ближайшей перспективе можно ожидать указаний на существующую в природе иерархию масс нейтрино из комбинации рассмотренных результатов и первых результатов эксперимента с длинной базой Nova (NuMI Off-Axis  $\nu_e$  Appearance, Фермилаб, США) [13]. В этом эксперименте с длинной базой около 800 км, который должен начать набор статистики в 2013 г., будут изучаться осцилляции нейтрино с помощью пучка мюонных нейтрино со средней энергией около 2 ГэВ, направленным из Фермилаб в массивный дальний детектор нейтрино, расположенный в штате Миннесота. Различие между нормальной и инверсной иерархией может быть установлено на уровне  $3\sigma$ , хотя вполне вероятно, что это удастся сделать только для ограниченного диапазона величин CP-нечетной фазы  $\delta$ . Прямое определение иерархии возможно в реакторном эксперименте Daya Bay II, в котором планируется создать и установить на расстоянии 60 км от реакторов жидкий сцинтилляционный детектор нейтрино массой 30 кт. В этом случае в осцилляционном максимуме, характерном для «солнечных» осцилляционных параметров, возникают зависящие от иерархии масс модуляции, связанные с «атмосферными» параметрами. Если в детекторе удастся получить хорошее энергетическое разрешение порядка 3% при энергии антинейтрино около 3 МэВ, станет возможным различить иерархию на уровне около  $3\sigma$ . Следует отметить, что в этом случае отсутствует какая-либо зависимость эффекта от величины  $\delta$ . Еще один проект, который может быть одобрен в ближайшие несколько лет, — это HyperKamioke (Япония) [14] — водный черенковский детектор общей массой около 1 Мт. Большая масса детектора позволит набрать большую статистику с атмосферными нейтрино и достичь чувствительности к иерархии масс на уровне  $3\sigma$ . Наиболее чувствительный эксперимент — обсуждаемый в настоящее время проект LAGUNA-LBNO [15], в котором предлагается использовать нейтринный пучок, направленный из ЦЕРНа (Швейцария) в подземную лабораторию Пихасалми (Финляндия). В качестве детекторов нейтрино рассматриваются жидкоаргоновый массой около 20 кт, массивный 30-килотонный магнитный сцинтилляционный и 50-килотонный детектор LENA [16] на основе жидкого сцинтиллятора. Длинная база эксперимента (~2300 км) за счет эффекта вещества позволяет надежно разделить эффект, связанный с иерархией масс, и для всего возможного диапазона фазы  $\delta$  от 0 до  $2\pi$  ожидается получить чувствительность к иерархии на уровне  $5\sigma$ . Также следует упомянуть проект PINGU, представляющий собой модернизацию эксперимента IceCube, в котором нейтрино высоких энергий регистрируются во льду Антарктиды.

Если удастся снизить порог регистрации нейтрино до 1 ГэВ за счет установки большого количества дополнительных фотоумножителей, то откроется возможность определить иерархию масс на уровне  $3-11\sigma$  — в зависимости от достигнутого энергетического и углового разрешения установки [17]. Такой широкий спектр экспериментов с ускорительными, реакторными и атмосферными нейтрино позволяет надеяться, что в ближайшие годы проблема иерархии масс нейтрино будет решена.

Каких перспектив можно ожидать в поиске CP-нарушения? Несомненно, это более сложная задача. Большая величина  $\theta_{13}$  обеспечивает хорошую статистику в осцилляциях  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  в соответствии с выражением (3), но одновременно дает довольно малую величину асимметрии  $A_{CP} \sim 10-20\%$ , как это следует из выражения (5). Поэтому проведение измерений с интенсивными пучками мюонных нейтрино и антинейтрино требует контроля систематических неопределенностей в измерении вероятности осцилляций на уровне нескольких процентов. Это оказывается необычайно сложной задачей, учитывая, что сечения взаимодействия нейтрино через заряженные и нейтральные токи известны в настоящее время с точностями 10–30%. Упомянутый выше детектор HyperKamioke будет использовать интенсивные пучки мюонных нейтрино и антинейтрино с энергией около 1 ГэВ из ускорителя JPARC. Пролетная база эксперимента составляет около 300 км. Если в эксперименте удастся обеспечить точность измерения вероятностей переходов мюонных нейтрино (антинейтрино) в электронные нейтрино (антинейтрино) лучше 5%, то чувствительность к CP-нечетной фазе  $\sim 3\sigma$  может быть достигнута для значительной области (около 50%) интервала возможных значений  $\delta$ .

Другой способ измерения  $\delta$  состоит в одновременном измерении осцилляций в первом и втором осцилляционных максимумах. В этом случае в зависимости от значения  $\delta$  меняется соотношение между вероятностями осцилляций в первом и втором максимумах. Использование широкого пучка мюонных нейтрино (или антинейтрино), диапазон энергий которого покрывает оба максимума, позволяет провести высокочувствительный поиск CP-нарушения [15, 18]. Идея этого метода проиллюстрирована на рис. 11, из которого видно, как соотношение между первым (правый максимум) и вторым осцилляционным максимумами меняется в зависимости от фазы  $\delta$  — как для нейтрино, так и для антинейтрино. В упомянутом выше проекте LAGUNA-LBNO предполагается достичь высокой чувствительности к фазе  $\delta$  в широком диапазоне — порядка 60% от всей области возможных значений этой фазы. Однако может так случиться, что чрезвычайно трудная задача по поиску CP-нарушения и прецизионного измерения фазы  $\delta$  будет решена только

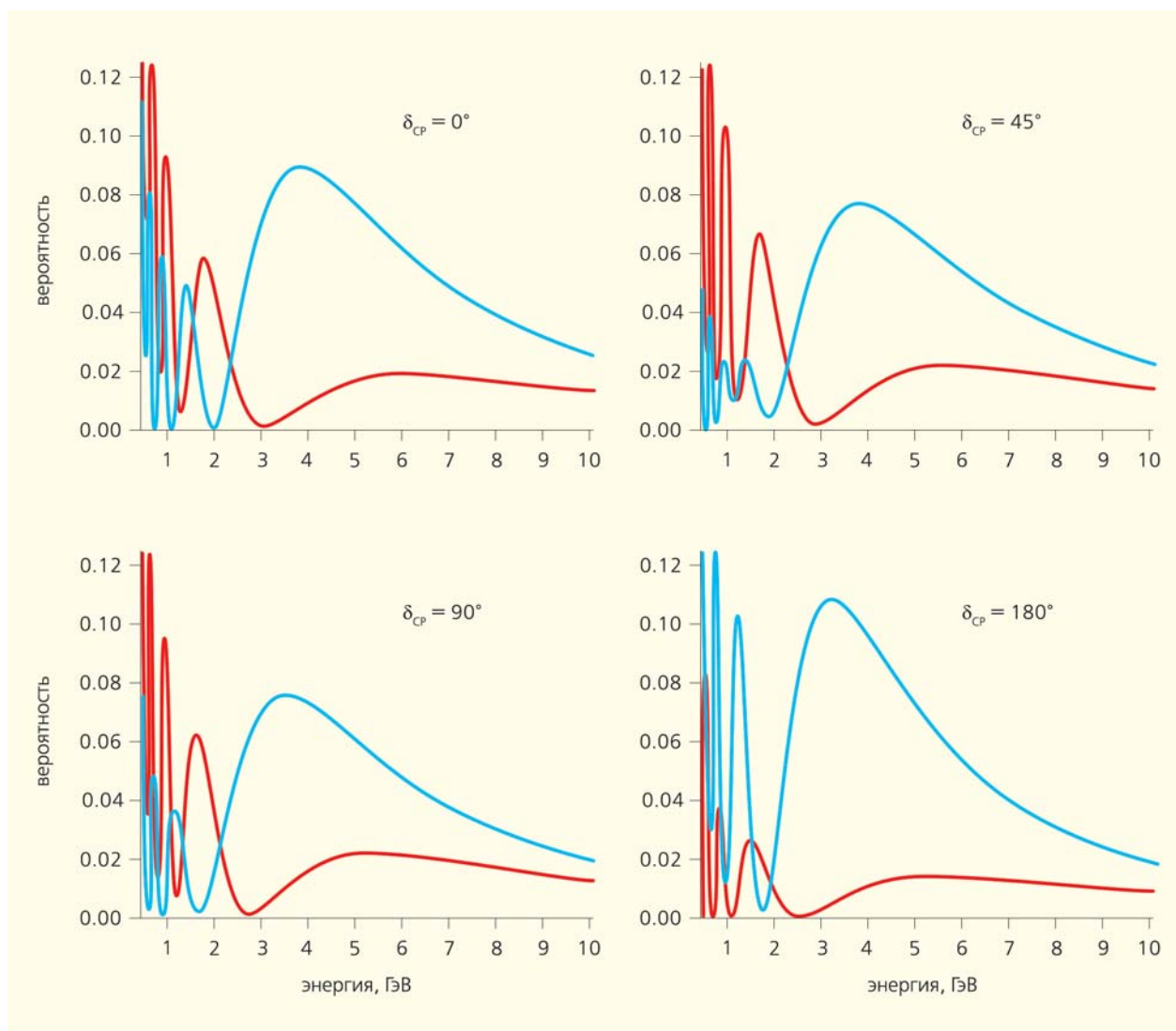


Рис.11. Энергетические зависимости вероятности осцилляций нейтрино  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  (синяя линия) и антинейтрино  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  (красная линия) для различных значений  $\delta$ . Вероятности рассчитаны для следующих параметров: нормальная иерархия масс,  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.09$ ,  $L = 2300$  км [18].

в весьма отдаленном будущем, в экспериментах следующего поколения — на нейтринной фабрике или с бета-пучками.

### Суммируя сказанное

Открытие осцилляций нейтрино, однозначно доказывающих существование ненулевой массы нейтрино, впервые прямо обнаружило, что за пределами Стандартной модели есть «новая физика», а сами нейтрино можно по праву назвать уникальным инструментом для ее изучения. Обнаружение осцилляций мюонных нейтрино в электронные в эксперименте T2K и ненулевой величины угла смешивания  $\theta_{13}$ , измеренной в ускорительных и реакторных экспериментах, стало

настоящим прорывом в нейтринной физике, совершенным в течение одного года. Появилась реальная возможность для чувствительного поиска CP-нарушения в лептонном секторе в осцилляционных экспериментах на ускорителях и для решения фундаментальной проблемы — преобладания вещества над антивеществом во Вселенной. Вполне вероятно, что эта загадка природы будет решена с помощью нейтрино — крошечных кирпичиков мироздания, обладающих удивительными свойствами.

Несмотря на фантастический прогресс, все еще остается много фундаментальных вопросов, которые ждут своего решения. Вот лишь некоторые из них. За счет какого механизма возникают массы у нейтрино, какова природа этих частиц, чему равна их масса? Почему смешивание квар-

ков и лептонов сильно различается? Существуют ли стерильные (невзаимодействующие, кроме как гравитационно) нейтрино? Учитывая удивительный прогресс последних месяцев, есть основания предположить, что ответы на некоторые

из этих вопросов могут быть получены в ближайшее время. Богатая на неожиданные результаты нейтринная физика в скором времени, вполне вероятно, неоднократно порадует нас новыми сюрпризами. ■

**Работа поддержана совместным грантом РФФИ/JSPS (Япония) №11-02-92106-ЯФ\_а.**

## Литература

1. *Понтекорво Б.М.* Мезоний и антимезоний // ЖЭТФ. 1957. Т.33. С.549—551.
2. *Понтекорво Б.М.* Обратные  $\beta$ -процессы и несохранение лептонного заряда // ЖЭТФ. 1958. Т.34. С.247—249.
3. *Maki Z., Nakagawa M., Sakata S.* Remarks on the unified model of elementary particles // Prog. Theor. Phys. 1962. V.28. P.870—880.
4. *Apollonio M., Baldini A., Bemporad C. et al.* Limits on neutrino oscillations from the Chooz experiment // Phys. Lett. 1999. V.B466. P.415—430.
5. *Abe K., Abgrall N., Aihara H. et al.* The T2K experiment // Nucl. Instr. Meth. 2011. V.A659. P.106—135.
6. *Abe K., Abgrall N., Ajima Y. et al.* Indication of electron neutrino appearance from an accelerator-produced off-axis muon neutrino beam // Phys. Rev. Lett. 2011. V.107. P.041801.
7. *Sakashita K.* Results from T2K // Talk at ICHEP 2012. Melbourne, Australia, 4—11 July 2012.
8. *Adamson P., Auyeung D.J., Ayres D.S. et al.* Improved search for muon-neutrino to electron-neutrino oscillations in MINOS // Phys. Rev. Lett. 2011. V.107. P.181802.
9. *Abe Y., Aberle C., Akiri T. et al.* Indication for the disappearance of reactor  $\nu_e$  in the Double Chooz experiment // Phys. Rev. Lett. 2012. V.108. P.131801; arXiv:1112.6353 [hep-ex].
10. *Abe Y., Aberle C., dos Anjos J.C. et al.* Reactor anti- $\nu_e$  disappearance in the Double Chooz experiment // ArXiv:1207.6632 [hep-ex].
11. *An F.P., Bai J.Z., Balantekin A.B. et al.* Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay // Phys. Rev. Lett. 2012. V.108. P.171803; arXiv:1203.1669 [hep-ex].
12. *Abn J.K., Chebotaryov S., Choi J.H. et al.* Observation of reactor electron antineutrino disappearance in the RENO experiment // Phys. Rev. Lett. 2012. V.108. P.191802.
13. Nova experiment: <http://www.nova-fnl.gov>
14. *Abe K., Abe T., Aihara H. et al.* Letter of intent: the HyperKamiokande experiment — detector design and physics potential // ArXiv:1109.3262v1.
15. *Rubbia A.* Future liquid argon detectors // Talk at NEURINO-2012 Conference. Kyoto, Japan, 3—9 June 2012.
16. *Oberauer L.* Liquid scintillator detectors // Talk at NEURINO-2012 Conference. Kyoto, Japan, 3—9 June 2012.
17. *Akhmedov E.Kh., Razaque S., Smirnov A.Yu.* Mass hierarchy, 2-3 mixing and CP-phase with Huge Atmospheric Neutrino Detectors // ArXiv:1205.7071v2 [hep-ph].
18. *Stabl A., Wiebusch C., Guler A.M. et al.* Expression of Interest for a very long baseline neutrino experiment (LBNO) // CERN, 24 June, 2012.