

## СТАТУС И ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ТРЕХ ТИПОВ НЕЙТРИНО

*Л. Д. Колупаева*<sup>1,2,\*</sup>, *А. Г. Ольшевский*<sup>1,2,\*\*</sup>, *О. Б. Самойлов*<sup>1,\*\*\*</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

Физика осцилляций нейтрино — это стремительно развивающаяся область изучения фундаментальных свойств этих частиц. Представлен актуальный статус экспериментального исследования трехфлейворных осцилляций после крупнейшей конференции по физике нейтрино («Нейтрино-2020»). Обсуждаются дальнейшие перспективы и нерешенные задачи.

Neutrino physics is a rapidly developing area of these particle fundamental property studies. This article is devoted to the contemporary status of neutrino oscillation experimental research after the largest conference in neutrino physics (“Neutrino 2020”). The future perspectives as well as unsolved problems are discussed.

PACS: 14.60.Pq; 14.60.Lm

### ВВЕДЕНИЕ

Ввиду сложности экспериментальной задачи физика нейтрино прошла долгий путь от теоретической гипотезы до активного изучения свойств этой частицы. За почти 70 лет экспериментальной истории был получен ряд любопытных результатов, которые сформировали впоследствии целые направления исследований. Теоретические работы также подарили многообещающие гипотезы, которые дали начало ряду проектов.

Нейтрино — это фундаментальный электрически нейтральный фермион Стандартной модели, парный заряженным лептонам, который существует в виде трех поколений (флейворов): электронных, мюонных и таонных. С открытием явления осцилляций было установлено, что флейворные нейтрино

---

\*E-mail: ldkolupaeva@yandex.ru

\*\*E-mail: olshevsk@gmail.com

\*\*\*E-mail: samoylov@jinr.ru

смешиваются, т. е. представляют собой суперпозицию массовых состояний нейтрино  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ .

Осцилляции нейтрино — это периодический процесс перехода между типами флейворных нейтрино при распространении этих частиц. После регистрации нейтрино от реактора в 1956 г. [1] начались исследования и других их потенциальных источников. В конце 1960-х гг. был обнаружен недостаток потока солнечных нейтрино [2]. Число  $\nu_e$  от Солнца было примерно в три раза меньше, чем предсказывали теоретические модели. Долгое время остающийся неразрешенным вопрос дефицита солнечных нейтрино стимулировал ряд экспериментов, занимающихся поиском, а впоследствии и измерением параметров нейтринных осцилляций. Помимо нейтринных осцилляций среди причин недостатка  $\nu_e$  рассматривали распад нейтрино [3], эффекты магнитного момента нейтрино [4], кварковый катализ [5] и многое другое.

Долгие поиски осцилляций увенчались успехом только в 1998 г., когда обнародовали результат анализа спектра по энергии и углу прилета в детектор атмосферных нейтрино эксперимента Super-Kamiokande [6]. Окончательную точку в решении вопроса осцилляций нейтрино поставили результаты эксперимента SNO с солнечными нейтрино [7]. Результаты этих двух экспериментов были отмечены Нобелевской премией по физике 2015 г. [8], в формулировке которой была особо подчеркнута фундаментальность открытия этого явления как доказательства ненулевой массы нейтрино.

В современных осцилляционных экспериментах это явление используется для изучения фундаментальных свойств нейтрино. Впервые гипотеза осцилляций была выдвинута Б. Понтекорво по аналогии с переходами  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$  в 1957 г. [9]. Окончательно теория была сформирована к концу 1970-х гг. [10] и исходила из предположения о смешивании, которое было впервые сформулировано для двух типов нейтрино в 1962 г. З. Маки, М. Накагавой и С. Сакатой [11].

Концепция нейтринных осцилляций опирается на матрицу смешивания  $U$ , которая связывает базис взаимодействия  $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$  и базис массивных нейтрино  $(\nu_1, \nu_2, \nu_3)$ . Для вакуума эта матрица носит название матрицы Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты и может быть параметризована в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & c_{23} & s_{23} \\ & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ & 1 \\ -s_{13} e^{i\delta} & c_{13} \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} \\ -s_{12} & c_{12} \\ & & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix},$$

где  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$  и  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ . В это выражение входят углы смешивания  $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$  и фаза нарушения СР-инвариантности в лептонном секторе ( $\delta_{\text{СР}}$ ). В приведенной формуле опущены возможные майорановские фазы, так как осцилляционные эксперименты к ним нечувствительны. Данная матрица аналогична матрице Кабиббо–Кобаяши–Маскавы из кваркового сектора, однако смешивание у лептонов проявляется значительно сильнее.

Формулы нейтринных осцилляций помимо членов матрицы смешивания  $U_{\alpha i}$  зависят от расщепления масс нейтрино  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ ,  $i \neq j = 1, 2, 3$  (две независимые из них также относятся к осцилляционным параметрам), а также от длины осцилляций  $L$  и энергии  $E$ . Вероятность обнаружения нейтрино  $\alpha'$  с энергией  $E$  на расстоянии  $L$ , если изначально было рождено нейтрино  $\alpha$ , следующая [12]:

$$P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\alpha'}) = \left| \delta_{\alpha'\alpha} + \sum_{i \neq j} U_{\alpha' i} \left( \exp \left( -i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right) - 1 \right) U_{\alpha i}^* \right|^2.$$

Приведенная формула справедлива для трех поколений нейтрино и вакуумных осцилляций.

В случае распространения нейтрино в плотной среде возникает дополнительный потенциал для электронных нейтрино, которые способны взаимодействовать с электронами вещества не только через нейтральные, но и через заряженные токи. В этом случае приведенные выше формулы для матрицы и вероятности осцилляций перестают быть справедливыми. Для нахождения корректных величин необходимо решить уравнение эволюции с дополнительным слагаемым в гамильтониане, которое зависит от плотности электронов в среде [13, 14].

Чувствительность к разным типам осцилляционных параметров определяется величинами  $L$  и  $E$  (рис. 1). Поэтому разные эксперименты из-за фиксированного расстояния от детектора до источника частиц чувствительны к разным параметрам. В современных проектах, изучающих осцилляции, работают с солнечными, реакторными, атмосферными и ускорительными нейтрино.

На сегодня большая часть параметров осцилляций измерена на уровне точности в несколько процентов. Однако открытыми все еще остаются вопросы значения фазы  $\delta_{\text{СР}}$  и иерархии масс нейтрино (порядок расположения масс  $m_1, m_2, m_3$  нейтрино  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ ), которые играют важную роль при проверке теоретических моделей. В разных моделях, в том числе генерации масс нейтрино, предсказываются разные иерархии и соотношения для параметров смешивания (так называемые правила сумм), а возможность проверить эти соотношения упирается в конечном итоге в точность измерения параметров осцилляций. Например, фаза лептонного нарушения СР-инвариантности  $\delta_{\text{СР}}$  — интересный параметр как потенциальный новый источник СР-нарушения.

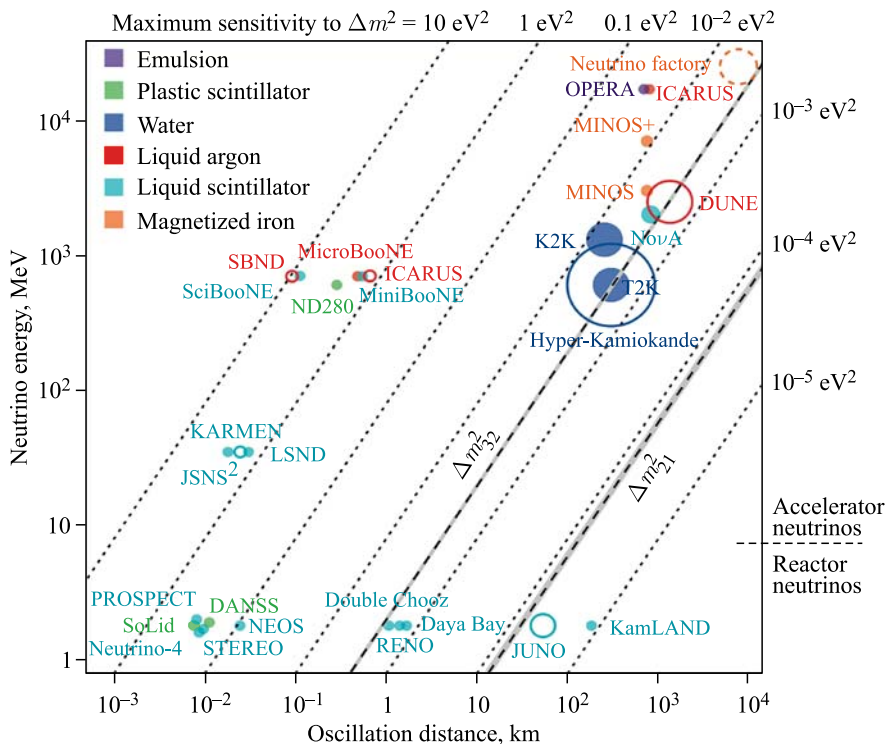


Рис. 1 (цветной в электронной версии). Сравнение [15] всех реакторных и ускорительных экспериментов, которые проводились после 2000 г., набирают данные сейчас или планируются. Они отмечены точками на плоскости «Энергия–расстояние», диагональными линиями обозначены порядки  $\Delta m^2$ , к которым эксперименты чувствительны из-за такой постановки. Цвет маркера означает разные детекторные технологии

В ряде моделей его напрямую связывают с барионной асимметрией Вселенной [16, 17], для других же теорий неважно значение этой фазы [18, 19]. Тем не менее на сегодня это одна из самых главных задач современных экспериментов по осцилляциям. Иерархия масс нейтрино играет важную роль в расчетах прохождения нейтрино от сверхновых сквозь ядра и адиабатические слои звезд, а также в оценке чувствительности экспериментов к поиску безнейтринного двойного бета-распада, для которого обратный порядок более предпочтителен.

В ряде современных экспериментов занимаются поиском стерильных состояний через осцилляции, обзор которых представлен в [20]. Но экспериментальная физика нейтрино не ограничивается изучением только осцилляций. Серьезные усилия прилагаются к поиску безнейтринного двойного

$\beta$ -распада [21], прямому измерению масс нейтрино [22, 23], детектированию астрофизических нейтрино [24], изучению сечений и потоков нейтрино от различных источников.

Актуальный статус исследования этих вопросов был представлен на конференции «Нейтрино-2020» [25]. Ряд результатов ко времени написания этой статьи не был опубликован, поэтому в случае отсутствия напечатанного источника в этой работе будем ссылаться на доклады на этой конференции. Данная статья сосредоточена на освещении актуального на середину 2020 г. статуса измерения параметров осцилляций в трехфлейворном приближении.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ГЛОБАЛЬНОГО АНАЛИЗА ДАННЫХ

В рамках трехфлейворной модели нейтрино все измерения параметров нейтринных осцилляций могут быть проанализированы совместно, что улучшает точность их определения по сравнению с индивидуальными измерениями. Глобальные подгонки данных всех нейтринных экспериментов осуществляются разными группами. Стоит отметить, что это не полноценные анализы, для которых экспериментаторы предоставляют свои данные, источники систематических ошибок и предсказания для подгонки.

Современные глобальные анализы сводятся к объединению карт  $\chi^2$ , если они находятся в открытом доступе, или упрощенному моделированию экспериментов с последующей подгонкой точек экспериментальных данных. К сожалению, не вся информация об анализах данных экспериментов доступна для использования либо какие-то элементы моделирования или анализа сложно воспроизводимы. Помимо этого возникает вопрос о корректном учете систематических неопределенностей и их корреляций между экспериментами. Например, при объединении данных реакторных экспериментов основными коррелированными систематическими неопределенностями будут характеристики реакторов — средняя энергия, выделяемая в реакторе на один распад изотопа, форма спектра антинейтрино от одного изотопа, определение мощности реакторов и т. д. В случае объединения данных ускорительных экспериментов нужно учитывать корреляцию в параметрах сечений взаимодействий, нейтринных генераторов, моделей потоков.

Тем не менее глобальные анализы в нынешнем виде — это единственный возможный сейчас способ оценки значений параметров, если их измерение проводилось в нескольких экспериментах. После «Нейтрино-2020» группа NuFIT уже выпустила обновленные глобальные значения [26]. Для сравнения с экспериментальными данными эти результаты будут приведены в последующих рисунках.

В дополнение к этому, чтобы проиллюстрировать изменения в оценке параметров, которые произошли на конференции «Нейтрино-2020», мы также

приводим результаты группы D. Forero и др. [27], опубликованные еще до проведения этой конференции.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ИЗМЕРЕНИЮ $\theta_{12}$ И $\Delta m_{21}^2$

Параметры  $\theta_{12}$  и  $\Delta m_{21}^2$ , также называемые солнечными по историческим причинам, являются одними из самых прецизионно определенных. Точность измерения  $\theta_{12}$  по PDG [28] составляет 4,2%, а для  $\Delta m_{21}^2$  — 2,4%.

Существенный вклад в точность определения этих параметров внесли в начале 2000-х гг. эксперименты SNO [29], KamLAND [30] и Super-Kamiokande [31].

Эксперимент SNO (Sudbury Neutrino Observatory) начался в 1999 г. Набор данных проводился с солнечными нейтрино, характерные энергии которых от нескольких килоэлектронвольт до десятков мегаэлектронвольт, однако из-за порога регистрации в  $\sim 5$  МэВ в SNO было возможно только наблюдение нейтрино от  $^8\text{B}$  и *hep*-реакций в Солнце [32]. Для регистрации событий использовался водный черенковский детектор, заполненный 1 кт тяжелой воды. Его принципиальным отличием от радиохимических и водных экспериментов в эпоху до SNO было то, что в нем возможно одновременное измерение трех реакций: упругого рассеяния всех типов нейтрино на электронах, взаимодействия  $\nu_e$  через заряженные токи и всех типов нейтрино через нейтральные токи с дейтерием. Таким образом, были зарегистрированы  $\nu_e$  от Солнца, а также впервые измерен суммарный поток всех типов нейтрино, который в случае нейтринных осцилляций сохраняет значение, совпадающее с теоретическим предсказанием потока  $\nu_e$  стандартной солнечной модели. С учетом важности регистрации реакции через нейтральные токи в эксперименте были три фазы, которые соответствовали разной методике детектирования нейтронов. В первой фазе нейтроны регистрировались за счет гамма-квантов от захвата нейтрона дейтерием. Во второй фазе было добавлено 2 т соли NaCl, что существенно увеличило эффективность детектирования нейтронов (40% против изначальных 14,4%). В третьей фазе в детекторе были размещены пропорциональные счетчики нейтронов на  $^3\text{He} + \text{CF}_4$  и он был очищен от соли. Набор данных эксперимента завершился в 2006 г. [33, 34]. Помимо окончательного разрешения проблемы солнечных нейтрино в SNO в одном из первых подтвердилась гипотеза LMA (Large Mixing Angle) [35], которая наравне с MSW (Mikheyev–Smirnov–Wolfenstein) является причиной большого эффекта осцилляций для солнечных нейтрино. В дальнейшем вместо детектора SNO в подземной лаборатории разместится детектор SNO+ [36], задачей которого будет поиск безнейтринного двойного бета-распада и регистрация нейтрино низких энергий (реакторных, солнечных, гео- и сверхновых).

В эксперименте KamLAND завершился набор данных с реакторными антинейтрино в 2012 г. [37, 38]. Он стал первым экспериментом, в кото-

ром были зарегистрированы геонейтрино [39] и было получено первое указание на ненулевой угол смешивания  $\theta_{13}$  [40]. В нем использовалась 1 кт жидкого сцинтиллятора. KamLAND размещался на месте бывшего эксперимента Kamiokande, его окружали 55 атомных реакторов, среднее расстояние до которых составляло 180 км. Основным каналом регистрации был обратный  $\beta$ -распад, как у большинства реакторных экспериментов (порог реакции 1,8 МэВ для энергии нейтрино, порог детектора 0,9 МэВ). Средняя энергия реакторных нейтрино 3–4 МэВ. Из-за высокого значения  $L/E$  этот эксперимент был более чувствителен к  $\Delta m_{21}^2$  и  $\theta_{12}$ , чувствительность к  $\theta_{13}$  была довольно низкой.

Эксперимент Super-Kamiokande проводился для разрешения аномалии с атмосферными нейтрино, зарегистрированной в экспериментах IMB [41] и Kamiokande [42, 43] при изучении нейтринного фона для поиска распада нуклона. В конце 1980-х гг. по аналогии с солнечными нейтрино был обнаружен дефицит потока атмосферных нейтрино. Super-Kamiokande — это 50-кт водный черенковский детектор, который начал набор данных в 1996 г. и работает до сих пор: регулярно выпускаются обновления измерений осцилляционных параметров с солнечными и атмосферными нейтрино. Super-Kamiokande также является дальним детектором для ускорительного нейтринного эксперимента T2K. Доверительный объем составляет 22,5 кт. Порог регистрации для солнечных нейтрино был изначально 7 МэВ, в нынешнее время понижен до 3,5 МэВ. Основной канал регистрации нейтрино — упругое рассеяние на электронах. Это первый эксперимент, в котором зарегистрирована асимметрия сигнала день/ночь, отличная от нуля для солнечных нейтрино на уровне достоверности 2,7 $\sigma$  [44]. В 2020 г. новое измерение составило  $(-2,1 \pm 1,1)\%$  [45], на уровне  $\sim 2\sigma$  предпочтительно ненулевое значение. На сегодня завершена [46] подготовка к новой фазе эксперимента (SK-Gd), для которой в воду детектора было добавлено 14 т  $\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$  для эффективной регистрации антинейтрино по наблюдению дополнительного сигнала от захвата нейтрона на гадолинии [47]. Это важный шаг, который улучшит чувствительность детектора к сверхновым, позволит разделять ускорительные и атмосферные нейтрино и антинейтрино, расширит программу за счет регистрации реакторных антинейтрино и уменьшит фон от атмосферных нейтрино для поиска распада протона.

Таким образом, на сегодня измерения  $\Delta m_{21}^2$  и  $\theta_{12}$  проводились в двух солнечных и одном реакторном экспериментах (рис. 2). Все три имеют разные детекторные методики, а также разные источники нейтрино и таким образом прекрасно дополняют результаты друг друга. В реакторном эксперименте KamLAND измерялся спектр  $\bar{\nu}_e$ , период осцилляций  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$  определялся величиной  $\Delta m_{21}^2$ , а его амплитуда —  $\sin^2 \theta_{12}$ . В случае солнечных экспериментов SNO и Super-Kamiokande чувствительность к осцилляционным параметрам в первую очередь проявляется за счет MSW-эффекта в веществе

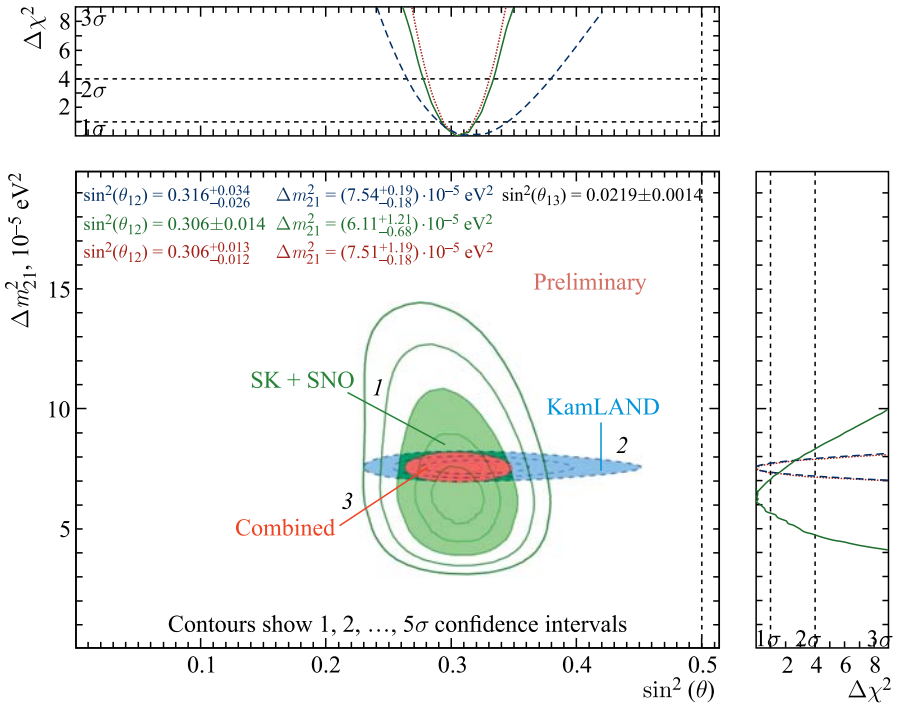


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Сравнение измерения  $\Delta m_{21}^2$  и  $\theta_{12}$  в солнечных экспериментах (зеленый, 1) и в реакторном эксперименте KamLAND (синий, 2). Результат комбинированного анализа представлен красным (3)

Солнца. С повышением энергии вероятность переходов  $\nu_e \rightarrow \nu_e$  уменьшается. После открытия асимметрии день/ночь вещество Земли также может использоваться для извлечения параметров осцилляций.

Результат Super-Kamiokande комбинируется с результатом SNO и представляет собой совместное измерение с солнечными нейтрино. В измерениях Super-Kamiokande + SNO стабильно предпочитается меньшее значение  $\Delta m_{21}^2$ , чем в KamLAND. Стоит отметить, что KamLAND больше чувствителен к  $\Delta m_{21}^2$ , чем солнечные эксперименты. Измерения экспериментов представлены на рис. 3 и 4. В Super-Kamiokande пересчитывается результат KamLAND с актуальным значением  $\theta_{13}$  по предоставленным картам  $\chi^2$ -функции параметров  $\theta_{13}-\theta_{12}-\Delta m_{21}^2$  с использованием результатов анализа 2013 г. Этот результат является входным для совместного анализа KamLAND + SNO + Super-Kamiokande. Значение глобального анализа группы NuFIT получено в результате упрощенного моделирования и анализа данных KamLAND и солнечных экспериментов, куда помимо SNO и Super-



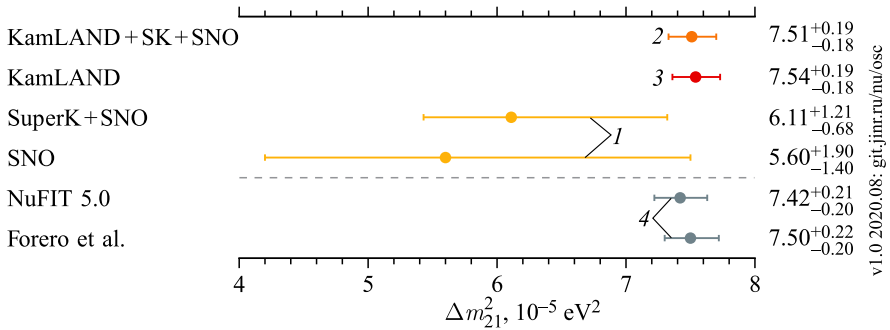


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Сравнение актуальных результатов с  $1\sigma$  ошибками по измерению  $\Delta m_{21}^2$  в солнечных (желтые, 1 — индивидуальные; оранжевый, 2 — комбинированное) и реакторных (красный, 3) экспериментах, значения глобальных анализов отмечены серым (4) [26, 27, 33, 45]

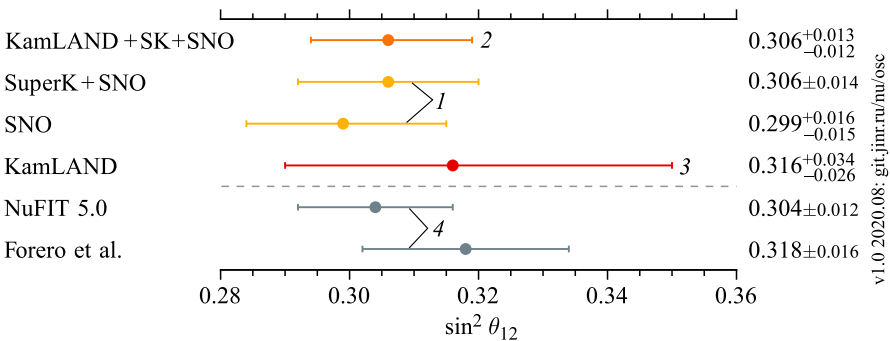


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Сравнение актуальных результатов с  $1\sigma$  ошибками по измерению  $\theta_{12}$  в солнечных (желтые, 1 — индивидуальные; оранжевый, 2 — комбинированное) и реакторных (красный, 3) экспериментах, значения глобальных анализов отмечены серым (4) [26, 27, 33, 45]

Kamiokande входит анализ потоков, полученных SAGE, Gallex и Borexino. Помимо этого в моделировании NuFIT используются [48] потоки реакторных антинейтрино, измеренные Daya Bay в 2016 г. [49]. Этим объясняется различие в полученных ошибках и центральном значении для  $\Delta m_{21}^2$  между NuFIT и подгонкой KamLAND + SNO + Super-Kamiokande, выполненной коллаборацией Super-Kamiokande с результатом KamLAND на 2013 г.

Представленные в 2020 г. результаты Super-Kamiokande [45] уменьшили различие в измерении  $\Delta m_{21}^2$  между реакторными и солнечными экспериментами, однако оно все еще составляет  $1,4\sigma$ . Измерения  $\theta_{12}$  согласуются между всеми экспериментами (см. рис. 2).

В эксперименте Super-Kamiokande продолжится набор данных, поэтому стоит ждать дальнейших обновлений результатов. Помимо этого в реакторном эксперименте JUNO [50] планируется получить измерения  $\Delta m_{21}^2$  и  $\theta_{12}$  с точностью меньше 1%. Эти измерения также будут возможны и с солнечными нейтрино, и, таким образом, в будущем появится хорошая возможность проверить солнечные параметры осцилляций.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ИЗМЕРЕНИЮ $\theta_{13}$

Измерение угла смешивания  $\theta_{13}$  имеет длинную историю, начинающуюся с конца 90-х гг. прошлого века. Первыми реакторными экспериментами, в которых получены ограничения на параметры осцилляций из своих измерений, были CHOOZ [51] и Palo Verde [52]. В них указывалось на малое значение расщепления масс и угла  $\theta_{13}$ , однако измерить их ввиду сложности задачи не удалось. Итоговые измерения этих экспериментов были следующие [53, 54]: в CHOOZ исключена область  $\sin^2\theta_{13} \leq 0,17$  и  $\Delta m_{32}^2 \leq 8 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^2$  на уровне достоверности 90%, в Palo Verde область  $\sin^2\theta_{13} \leq 0,17$  и  $\Delta m_{32}^2 \leq 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$  на уровне достоверности 90%. В следующем поколении реакторных экспериментов (Daya Bay [55], Double CHOOZ [56], RENO [57]) на протяжении почти десятилетия задавалась планка на точность измерения этого угла смешивания.

Во всех этих экспериментах набор данных начался с 2011 г. Их постановки очень схожие. Для уменьшения систематической ошибки от нормировки на поток антинейтрино от реактора в них используется схема измерений из двух идентичных детекторов (ближнего/дальнего), впервые предложенная в [58], а в качестве мишеней используется жидкий сцинтиллятор с добавлением гадолиния. Детекторы располагаются около АЭС, основной канал регистрации реакторных антинейтрино — это обратный бета-распад, сигнатура которого состоит из мгновенного сигнала от аннигиляции позитрона и задержанного сигнала от захвата нейтрона на водороде или гадолинии. Типичные энергии реакторных антинейтрино — несколько мегаэлектронвольт. Изучаются осцилляции  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ . Для реакторных экспериментов с дальним детектором на расстоянии порядка 1 км чувствительность к  $\sin^2\theta_{13}$  напрямую связана с дефицитом  $\bar{\nu}_e$ .

Daya Bay состоит из трех детекторных комплексов с восемью резервуарами с массой мишени 20 т каждый, расположенных на средних расстояниях 0,51, 0,56 и 1,58 км от трех АЭС в Китае — Daya Bay, Ling Ao и Ling Ao II — с суммарной тепловой мощностью 17,4 ГВт. В эксперименте Double CHOOZ, преемнике эксперимента CHOOZ, имеются два детектора, которые располагаются около АЭС Chooz во Франции с суммарной тепловой мощностью реакторов 16,8 ГВт. База осцилляций 0,4 и 1,05 км, масса детекторов 8 т. Ближний и дальний детекторы южно-корейского эксперимента RENO

Таблица 1. Сравнение характеристик реакторных экспериментов со средней и длинной базами

Эксперимент	Годы работы	База, км	Тепловая мощность, ГВт	Детектор, т
CHOOZ	1997–1998	1	8,5	5
Palo Verde	1998–2000	0,89, 0,75	11,63	11,34
KamLAND	2002–2012	⟨180⟩	~ 70	1000
Daya Bay	2011–2020	0,51, 0,56 и 1,58	17,4	8 × 20
Double CHOOZ	2011–2018	0,4 и 1,05	8,5	2 × 8
RENO	2011 – н. в.	1,383 и 0,294	16,8	2 × 16
JUNO/TAO	2022 →	0,03 и 52	4,6 и 26,6	2,6 и 20 000

располагаются на расстоянии 0,294 и 1,383 км от АЭС Yongggwang с суммарной тепловой мощностью всех реакторов 16,8 ГВт, масса мишени 16 т. Сравнение характеристик реакторных экспериментов представлено в табл. 1.

Помимо реакторных экспериментов измерения  $\theta_{13}$  проводились еще и в ускорительных — MINOS [59] и T2K [60]. MINOS — ускорительный эксперимент в США, проводившийся с 2005 до 2016 г. Дальний детектор располагался на расстоянии 735 км от источника нейтрино комплекса NuMI в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми. В ускорительных нейтринных экспериментах пучок исследуемых частиц получается в результате распада мезонов от взаимодействия протонов с неподвижной мишенью. Пиковая энергия нейтрино была 3 ГэВ для первой фазы эксперимента (MINOS) и 7 ГэВ для второй фазы (MINOS+). Дальний детектор представлял собой 5,4-кт трековый калориметр из слоев стали и пластикового сцинтиллятора. Расположение позволяло также набирать данные с атмосферными нейтрино, суммарная экспозиция которых составила 60,75 кт·лет.

T2K — ускорительный эксперимент в Японии, который начал набирать данные в 2010 г. Источником нейтрино является ускоритель J-PARC. В качестве дальнего детектора используется водный черенковский детектор Super-Kamiokande. Пиковая энергия составляет 0,6 ГэВ, база осцилляций — 295 км.

В обоих этих ускорительных экспериментах используется схема из двух детекторов, т. е. для сокращения систематических неопределенностей в дополнение к описанным выше дальним детекторам измерения проводятся и в ближних детекторах, которые расположены недалеко от источника (мишени). В случае MINOS ближний детектор был построен по той же технологии, что и дальний, но имел меньшие размеры. Ближний детекторный комплекс T2K (ND280) состоит из нескольких частей [61] и представляет собой разные типы детекторов и разные виды рабочего вещества. В ускорительных экспериментах изучаются осцилляции мюонных нейтрино и антинейтрино. Сравнительные характеристики ускорительных экспериментов представлены в табл. 2.

Таблица 2. Сравнение характеристик ускорительных экспериментов

Эксперимент	Годы работы	База, км	Энергия, ГэВ	Экспозиция (на 2020 г.), $10^{20}$ POT	Детектор, кт
K2K	1999–2004	250 (0,3)	$\sim 1$	0,92	50 (1)
MINOS	2005–2012	735 (1,04)	3	10,71 ( $\nu$ ), 3,36 ( $\bar{\nu}$ )	5,4 (0,98)
MINOS+	2013–2016		7		
T2K	2010 – н. в.	295 (0,28)	0,6	19,7 ( $\nu$ ), 16,3 ( $\bar{\nu}$ )	50
NO $\nu$ A	2014 – н. в.	810 (1)	1,8	13,6 ( $\nu$ ), 12,5 ( $\bar{\nu}$ )	14 (0,3)
DUNE	2026 $\rightarrow$	1300 (0,575)	1–3	—	40
T2HK	2027 $\rightarrow$	295	0,6	—	260
ESS $\nu$ SB	2035 $\rightarrow$	540 или 360	0,3	—	540

Ускорительные эксперименты имеют сложную зависимость вероятности осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  от иерархии масс, фазы CP-нарушения и остальных параметров. Разделить эти эффекты не представляется возможным, поэтому ускорительные эксперименты менее чувствительны к  $\theta_{13}$ , чем реакторные, в которых эффект этого угла не вырожден.

Исторически первым экспериментом, который получил указание на ненулевое значение угла  $\theta_{13}$ , был реакторный эксперимент KamLAND [40] в 2010 г. \* Гипотеза нулевого  $\theta_{13}$  отвергалась на уровне достоверности 79%. В двух ускорительных экспериментах (MINOS и T2K) [62, 63] этот результат подтвердился в 2011 г., а участники реакторного эксперимента Double CHOOZ годом позднее опубликовали [64] свой результат измерения  $\theta_{13}$ . Но стоит отметить, что статистическая значимость этих индивидуальных измерений не превышала  $3\sigma$ .

Первым экспериментом, в котором был открыт ненулевой угол  $\theta_{13}$  (отличный от нуля на уровне  $5\sigma$ ), был реакторный эксперимент Daya Bay [65] в 2012 г. Вскоре после этого коллаборация RENO обнародовала свои измерения [66] также с высоким уровнем значимости, который составил  $4,9\sigma$ .

В последующие годы в реакторных экспериментах Daya Bay, Double CHOOZ, RENO регулярно обновлялись результаты измерений. Актуальные мировые измерения угла  $\theta_{13}$  представлены на рис. 5. В реакторных экспериментах (кроме Double CHOOZ) измерения разделяются на сигналы от обратного  $\beta$ -распада, зарегистрированные на гадолинии (nGd) и водороде (nH). Оба анализа имеют разную топологию сигнала, систематические погрешности и, таким образом, представляют собой два независимых измерения. Сигнал на гадолинии имеет меньший фон из-за большей энергии испущенных после

\*Препринт был опубликован в arXiv в сентябре 2010 г., статья была опубликована в марте 2011 г.

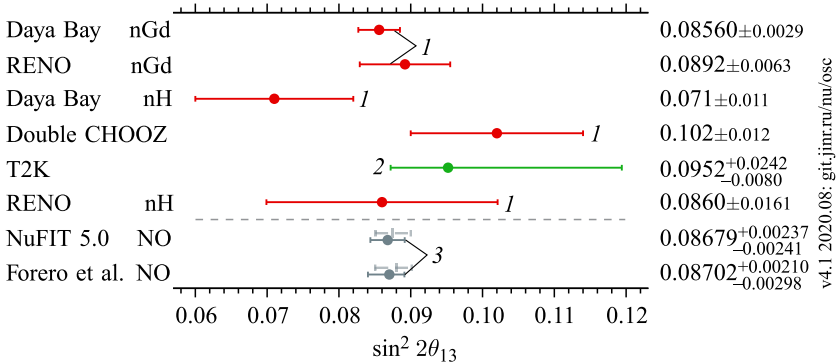


Рис. 5 (цветной в электронной версии). Сравнение измерений  $\theta_{13}$  в разных экспериментах. Красным цветом (1) обозначены измерения реакторных экспериментов с  $1\sigma$  ошибками, зеленым (2) — измерения ускорительных экспериментов, значения глобальных анализов отмечены серым (3). Штриховыми серыми отрезками обозначены результаты глобальных анализов в предположении обратной иерархии [26, 27, 67–71]

захвата нейтрона гамма-квантов (7,9 против 2,2 МэВ), а события на водороде имеют большую статистику. Оба анализа подходят для измерения  $\theta_{13}$ . Точность измерения этого угла достигает 3% для Daya Bay при измерении на гадолинии.

В эксперименте Daya Bay продолжится набор данных до конца 2020 г., в Double CHOOZ формально завершился набор в 2018 г., а период набора данных RENO, видимо, также подходит к концу. В последующие два года ожидаются завершающие анализы всех трех экспериментов. Будущие эксперименты, такие как DUNE, также будут иметь чувствительность к  $\sin^2 \theta_{13}$ . DUNE потребуется 15 лет набора данных, чтобы достигнуть точности 0,004 для  $\sin^2 2\theta_{13}$ . Это независимое от реакторных экспериментов измерение будет интересно с точки зрения проверки унитарности матрицы смешивания.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ИЗМЕРЕНИЮ $\Delta m_{32}^2$ И $\theta_{23}$

Первые измерения большого расщепления масс нейтрино и  $\theta_{23}$  были сделаны в экспериментах Super-Kamiokande [6] и K2K [72]. K2K — это первый ускорительный осцилляционный эксперимент, успешно работавший в парадигме трехфлейворных осцилляций. Для создания потока исследуемых частиц использовался ускоритель протонов с энергией 12 ГэВ в КЕК (Цукуба, Япония). Нейтрино проходили расстояние 250 км и регистрировались в дальнем детекторе Super-Kamiokande. Этот эксперимент являлся идейным предшественником T2K. В нем первом получено указание на максимальное смешивание угла  $\theta_{23}$ , однако точность измерений уступала последующим экспериментам.

Более точные результаты были получены через несколько лет в ускорительном эксперименте MINOS [73]. Этот эксперимент удерживал лидерство в своем способе измерений  $\Delta m_{32}^2$  вплоть до первых результатов T2K, полученных в 2013 г. [74]. На сегодня измерения этого параметра осцилляций проводятся в экспериментах с ускорительными, атмосферными и реакторными нейтрино. Последние стали возможны после измерений  $\theta_{13}$ , который оказался достаточно большим.

Эксперимент IceCube также подключился к этому измерению, набирая данные с 2011 г. [79]. Это 1-км<sup>3</sup> установка на Южном полюсе, состоящая из 86 гирлянд с цифровыми оптическими модулями, в которой используется лед как среда детектора. Интервал между каждой парой из 78 гирлянд примерно 125 м, а каждая гирлянда состоит из 60 модулей с 17-м интервалом. У установки есть также внутренняя часть DeepCore [80] из 8 гирлянд. Плотность этих гирлянд и оптических модулей на них увеличена по сравнению с остальной установкой (72 и 42 м расстояние между гирляндами и 7–10 м между модулями). Это необходимо для регистрации атмосферных нейтрино с энергией от нескольких гигаэлектронвольт. В целом эксперимент нацелен на регистрацию астрофизических нейтрино с порогом основной части детектора в 100 ГэВ.

Эксперимент NOvA [81] проводится в США и в нем используется ускоритель протонов комплекса NuMI на 120 ГэВ в Национальной ускорительной

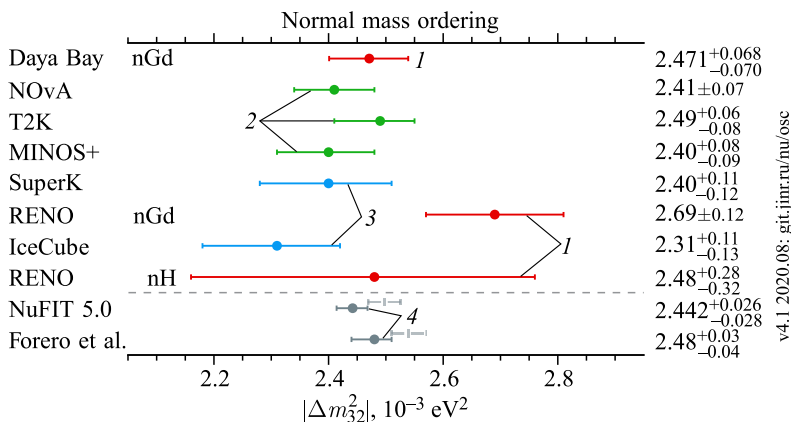


Рис. 6 (цветной в электронной версии). Сравнение измерений  $\Delta m_{32}^2$  в разных экспериментах в приближении нормального порядка нейтринных масс [26, 27, 45, 67, 68, 71, 75–78]. Красным цветом (1) обозначены измерения реакторных экспериментов с  $1\sigma$  ошибками, зеленым (2) — измерения ускорительных экспериментов, синим (3) — экспериментов с атмосферными нейтрино, значения глобальных анализов отмечены серым (4), штриховыми отрезками обозначены глобальные измерения в приближении обратной иерархии

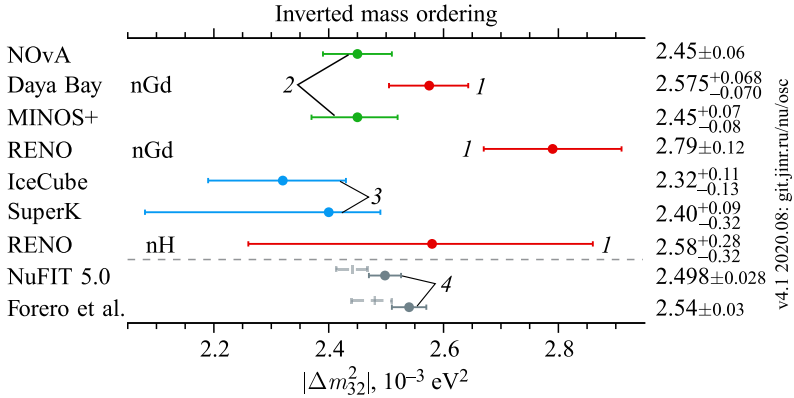


Рис. 7 (цветной в электронной версии). Сравнение измерений  $\Delta m^2_{32}$  в разных экспериментах в приближении обратного порядка нейтринных масс [26, 27, 45, 67, 68, 75–78]. Красным цветом (1) обозначены измерения реакторных экспериментов с  $1\sigma$  ошибками, зеленым (2) — измерения ускорительных экспериментов, синим (3) — экспериментов с атмосферными нейтрино, значения глобальных анализов отмечены серым (4), штриховыми отрезками обозначены глобальные измерения в приближении нормальной иерархии

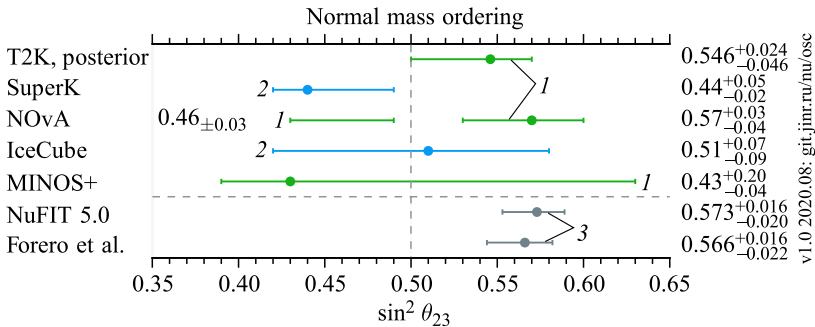


Рис. 8 (цветной в электронной версии). Сравнение измерений  $\theta_{23}$  в разных экспериментах в приближении нормального порядка нейтринных масс. Зеленым цветом (1) обозначены измерения ускорительных экспериментов с  $1\sigma$  ошибками, синим (2) — экспериментов с атмосферными нейтрино, значения глобальных анализов отмечены серым (3) [26, 27, 45, 71, 76–78]

лаборатории им. Э. Ферми для вывода пучка на углеродную мишень для создания потока нейтрино. Пиковая энергия приходится на значение 1,8 ГэВ. Поток преимущественно мюонных нейтрино проходит расстояние 810 км и регистрируется в дальнем детекторе, который представляет собой 14-кт трековый калориметр. Ближний и дальний детекторы имеют идентичное

устройство и состоят из ПВХ-ячеек, заполненных жидким сцинтиллятором на основе минерального масла. Набор данных был начат в 2014 г.

Поскольку знак разности квадратов масс  $\Delta m_{32}^2$  пока не известен, результаты всех экспериментов будут обнародованы в приближении двух гипотез — прямого и обратного порядка масс нейтрино. Актуальные измерения этого параметра представлены на рис. 6 для нормального порядка нейтринных масс и на рис. 7 — для обратного. Наибольшей точностью обладают ускорительные эксперименты и реакторный эксперимент Daya Bay.

Актуальные значения  $\theta_{23}$  ко времени проведения конференции «Нейтрино-2020» приведены на рис. 8. Стоит отметить, что результат для  $\theta_{23}$  из глобального анализа данных несколько смещен в области больших значений относительно результатов индивидуальных измерений, что, по-видимому, связано с точностью воспроизведения этих измерений в моделировании NuFIT.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ФАЗЫ $\delta_{CP}$

Фаза нарушения CP-инвариантности является самым плохо измеренным параметром на сегодня. Достаточная чувствительность для его изучения появилась в эру ускорительных экспериментов NOvA и T2K. Однако даже они обладают проектной чувствительностью к этому параметру не выше  $3\sigma$ . Измерение  $\delta_{CP}$  с высоким уровнем значимости — это задача для будущих экспериментов. На сегодня сложилась любопытная ситуация — в разных экспериментах предпочтение отдается разным значениям этого параметра.

В апреле 2020 г. опубликован примечательный результат эксперимента T2K [82], где значения  $\delta_{CP} = \pi, 0$  отвергались на уровне почти  $3\sigma$  (95%-й уровень достоверности). Однако в июле 2020 г. в новом анализе данных [71] их результат уменьшился до примерно  $2\sigma$ . На рис. 9 представлены ожидаемые числа событий  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  с пучком нейтрино (ось  $X$ ) и пучком антинейтрино (ось  $Y$ ) для двух типов иерархии масс и разных значений  $\delta_{CP}$  и  $\theta_{23}$ . Черный крест обозначает экспериментальное измерение в канале появления  $\nu_e$ . Можно ожидать, что ближайшая точка, полученная методом предсказаний Монте-Карло, будет содержать наиболее подходящие для экспериментального измерения осцилляционные параметры. Стоит отметить, что согласие данных и моделирования в новом анализе T2K улучшилось.

Наиболее предпочтительное значение подгонки эксперимента T2K лежит в точке, близкой к максимальному CP-нарушению ( $\delta_{CP} = 3\pi/2$ ). В эксперименте Super-Kamiokande получен аналогичный результат по измерению  $\delta_{CP}$  [45]. В эксперименте NOvA стабильно предпочтительны значения  $\delta_{CP}$ , близкие к точкам 0 и  $\pi$ , т. е. значения параметров осцилляций с сохранением CP-четности (см. рис. 9). В 2020 г. результат анализа [78] составляет значение  $\delta_{CP} = 0,82\pi$ . Таким образом, эксперименты плохо согласуются друг



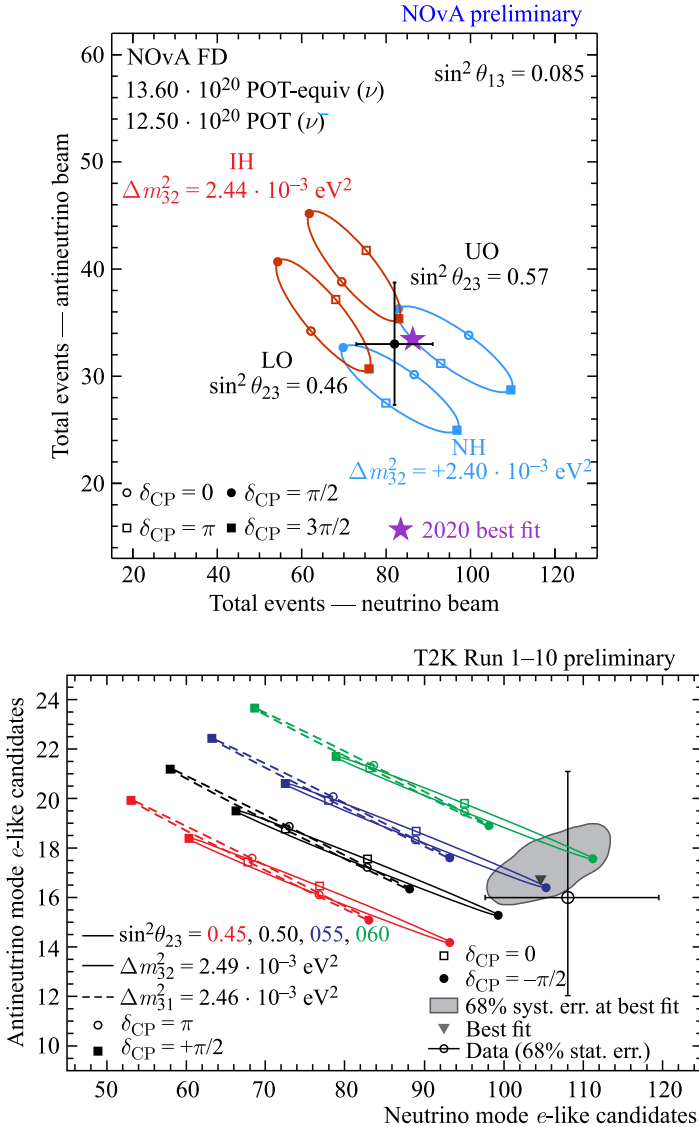


Рис. 9 (цветной в электронной версии). Сравнение найденных чисел событий  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  в экспериментах NOvA и T2K

с другом из-за различных значений  $\delta_{\text{CP}}$  в предположении нормальной иерархии. В случае обратного порядка масс лучшие значения подгонок данных экспериментов существенно ближе.

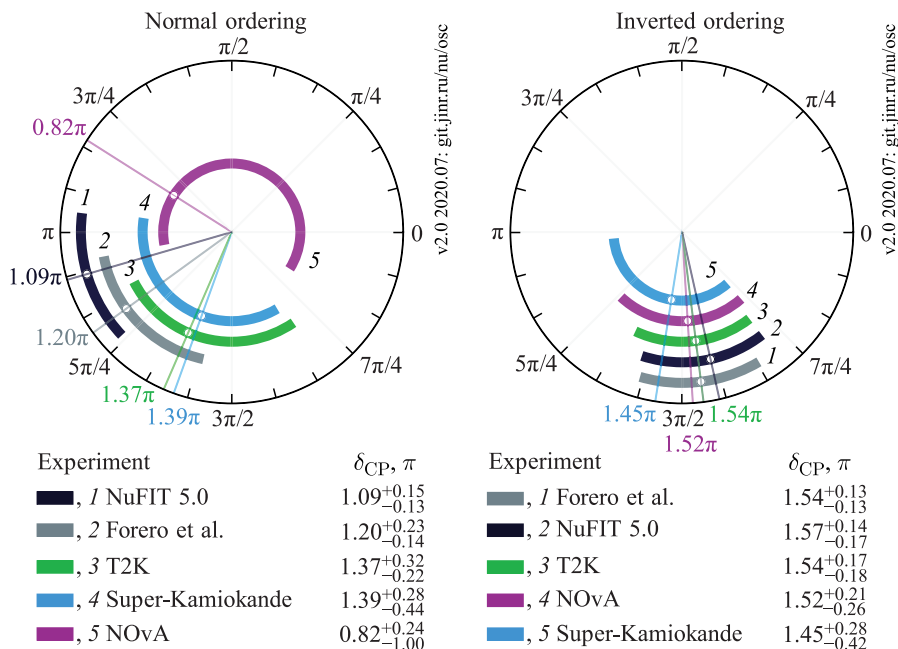


Рис. 10 (цветной в электронной версии). Сравнение актуальных измерений  $\delta_{CP}$  в ускорительных экспериментах, Super-Kamiokande и результатов глобальных подгонок данных

Актуальные на сегодня измерения представлены на рис. 10 для нормальной и обратной иерархий масс нейтрино. В глобальном анализе данных NuFIT 5.0 отдается предпочтение  $\delta_{CP}$  около  $\pi$  в приближении нормального порядка масс.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ИЕРАХИИ МАСС НЕЙТРИНО

Как уже отмечалось выше, современные нейтринные эксперименты, к сожалению, не обладают достаточной чувствительностью к знаку расщепления масс  $\Delta m_{32}^2$ . То есть иерархия (порядок) масс нейтрино до сих пор остается неизвестной.

Ко времени проведения конференции «Нейтрино-2020» в 2020 г. были получены следующие результаты, представленные на рис. 11. Для ускорительных нейтринных экспериментов предпочитают нормальную иерархию с невысоким уровнем значимости: NOvA [78] на уровне порядка  $1\sigma$ , T2K [71] —  $1,6\sigma$ , MINOS/MINOS+ [76] —  $0,45\sigma$ . В атмосферном эксперименте Super-Kamiokande отвергается обратная иерархия на уровне примерно  $1,8\sigma$  [45].



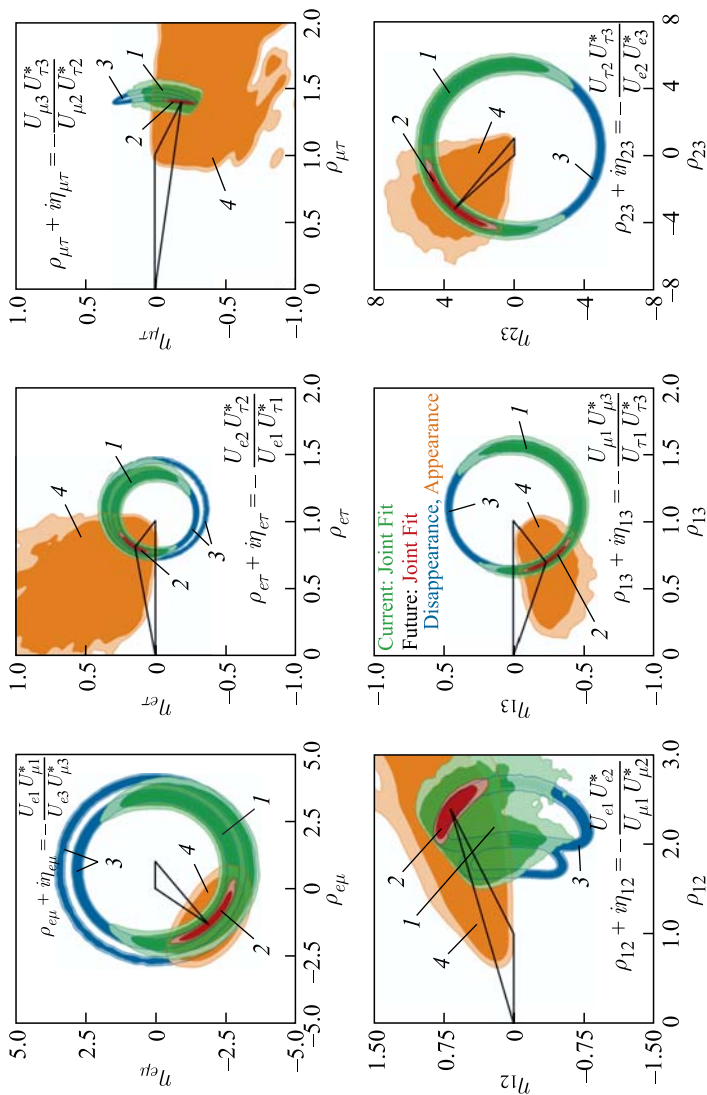


Рис. 12 (цветной в электронной версии). Треугольники унитарности для лептонной матрицы смешивания. Зеленая область (1) иллюстрирует 95%-й и 99%-й доверительные интервалы для современных экспериментальных результатов. Красная область (2) — чувствительность будущих экспериментов (JUNO, DUNE, T2HK), синяя (3) — только результаты по исчезновению нейтрино, оранжевая (4) — по появлению. Таким образом, для данных измерений оба типа экспериментов являются взаимодополняющими

Особый интерес для теории представляет проверка матрицы смешивания на унитарность, отсутствие которой может косвенно указывать на неполноту матрицы размера  $3 \times 3$ , а значит, на существование дополнительных поколений нейтрино или проблемы с теорией нейтринных осцилляций.

По аналогии с кварковым сектором элементы матрицы смешивания могут быть представлены в виде треугольников унитарности [84]. Их определение появляется из требования\* унитарности  $UU^\dagger = U^\dagger U = I$ . Отсюда возникают два типа сумм [85]:  $\sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* = 0$  ( $\alpha \neq \beta$ ;  $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$ ) и  $\sum_\alpha U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* = 0$  ( $i \neq j$ ;  $i, j = 1, 2, 3$ ). Элементы  $U_{\alpha i}$  являются комплексными, поэтому эти суммы могут быть изображены на комплексной плоскости. Унитарный треугольник определяется тремя вершинами  $(0,0)$ ,  $(1,0)$  и  $(\rho_{xy}, \eta_{xy})$ , где  $\rho_{xy}$  и  $\eta_{xy}$  получаются разделением сумм на одно из слагаемых, индексы  $x$  и  $y$  принимают значения, соответствующие либо  $i, j$ , либо  $\alpha, \beta$ . Площадь этого треугольника пропорциональна инварианту Ярлског лептонной матрицы смешивания. Вершина  $(\rho_{xy}, \eta_{xy})$  определяется из экспериментальных данных. Таким образом, треугольники иллюстрируют и статус измерений нарушения CP-инвариантности (вырожденный треугольник возможен только для  $\delta_{CP} = 0$ ). На рис. 12 представлены 6 таких треугольников (выбор переменных  $\rho_{xy}$  и  $\eta_{xy}$  обоснован в статье [85]).

Прямое экспериментальное измерение элементов этой матрицы даст возможность более глубокого понимания нейтринного смешивания. Проекты нового поколения будут иметь достаточную чувствительность для подобного рода измерений, а разные подходы в разных экспериментах обеспечат комплементарность и взаимную проверку результатов, необходимые для установления полной картины.

## БУДУЩИЕ ОСЦИЛЛЯЦИОННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Незавершенность измерений параметров осцилляций в трехфлейворной парадигме вызывает необходимость в строительстве более крупных проектов. В следующее десятилетие будут запущены DUNE, Hyper-Kamiokande, JUNO, IceCube Upgrade, ORCA. Не до конца на сегодня ясна ситуация с экспериментами PINGU, INO и ESS $\nu$ SB.

---

\*Таким образом, их использование для проверки унитарности не совсем корректно. Авторы статьи [85] тем не менее утверждают, что в случае отсутствия унитарности в экспериментальных данных и подгонка их в приближении унитарности породит определенную структуру от разных типов экспериментов на комплексных плоскостях, которую можно считать указанием на неунитарность.

Для будущих нейтринных экспериментов не ставится только одна задача. Спектр планируемых исследований очень велик: измерение времени жизни протона, регистрация частиц от нескольких видов источников в одном детекторе, регистрация сверхновых и диффузного фона нейтрино от сверхновых, астрофизические измерения, поиск стерильных нейтрино и т. д.

Эксперимент DUNE [86] представляет собой 70-кт времяпроекционный детектор (доверительный объем 40 кт), состоящий из четырех модулей, наполненных жидким аргоном (LArTPC). В качестве основного источника нейтрино будет использоваться ускорительный комплекс в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми. Таким образом, это будет ускорительный эксперимент третьего поколения после MINOS/MINOS+ и NOvA во FNAL. Широкая физическая программа включает в себя также измерения с атмосферными и солнечными нейтрино. Чувствительность эксперимента к иерархии масс очень высокая из-за большого эффекта вещества, так как пучок будет проходить 1300 км, и высокой энергии частиц (широкий спектр с максимумом от 1 до 3 ГэВ). Уже после двух лет набора данных в эксперименте можно будет измерить иерархию масс для всех значений  $\delta_{CP}$  на уровне выше  $5\sigma$  (рис. 13). Для измерения  $\delta_{CP}$  на уровне значимости  $5\sigma$  потребуется большее количество лет: для 50 % всех  $\delta_{CP}$  будет необходимо набирать данные в течение 10 лет, в случае максимального CP-нарушения потребуется 7 лет (табл. 3).

Ближайший конкурент DUNE — эксперимент Нурег-Kamiokande [87] для регистрации атмосферных нейтрино, который также будет включать в себя

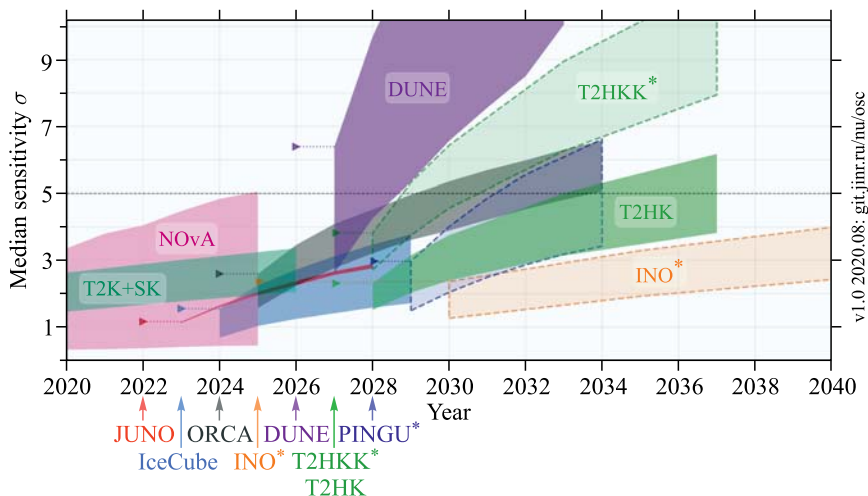


Рис. 13. Нынешние и будущие эксперименты, в которых имеется (предполагается) чувствительность к измерению иерархии масс нейтрино [78, 86–91]

**Таблица 3. Сравнение чувствительности к  $\delta_{CP}$  будущих ускорительных экспериментов и количества лет, которые понадобятся для измерения  $\delta_{CP}$  на уровне значимости  $5\sigma$  [86, 87, 100]. Проект ESS $\nu$ SB, в отличие от уже финансируемых DUNE и T2HK, находится на стадии рассмотрения**

Эксперимент	Старт	$\delta_{CP} = 3\pi/2$ , годы	50 % значений $\delta_{CP}$ , годы	75 % значений $\delta_{CP}$ , годы
DUNE	2026	7	10	> 15
T2HK	2027	2	7	> 10
ESS $\nu$ SB	2035	—	5	> 20

измерения с ускорительными нейтрино (T2HK, Tokai-to-HyperK). Длина осцилляций и энергия пучка для T2HK останутся прежними, как у T2K (295 км и 0,6 ГэВ соответственно). Однако из-за большего дальнего детектора (260 кт) и модификации ускорителя в J-PARC чувствительность к иерархии масс и  $\delta_{CP}$  возрастет. Чувствительность к иерархии масс в главной степени проявляется в анализе с атмосферными нейтрино. Для 50 %  $\delta_{CP}$  потребуется 7 лет, чтобы определить  $\delta_{CP}$  на уровне значимости  $5\sigma$ . Рассматривается также возможность создания еще одного дополнительного детектора в Корее (T2HKK) [88], что существенно увеличит чувствительность эксперимента к иерархии масс за счет большей базы осцилляций (1088 км).

В эксперименте JUNO [50] продолжится программа измерений с реакторными антинейтрино, начатыми в Китае в эксперименте Daya Bay. Однако за счет увеличенной базы осцилляций у него появится бóльшая чувствительность к  $\theta_{12}$  и  $\Delta m_{21}^2$ , чем к  $\theta_{13}$ . Точность измерения  $< 0,7\%$  для  $\theta_{12}$ ,  $\Delta m_{21}^2$  и  $\Delta m_{32}^2$ ,  $< 15\%$  для  $\theta_{13}$  (для сравнения у Daya Bay  $< 3\%$ ). При регистрации атмосферных нейтрино возможно также измерение  $\theta_{23}$ . Однако главной задачей эксперимента является измерение иерархии масс нейтрино с точностью до  $3\sigma$ . При совместном анализе с другими экспериментами, например IceCube Upgrade и PINGU, это значение может достигнуть  $5\sigma$  [90]. Планируются также измерения с солнечными и геонейтрино. JUNO представляет собой 20-кт детектор с жидким скинтиллятором, находящийся на расстоянии 52 км от 8 реакторов АЭС Yangjjan и Taishan, суммарной тепловой мощность 26,6 ГВт.

В настоящее время происходит модификация детектора IceCube [92], улучшенная версия которого должна начать набор данных в 2023 г. Улучшение, над которым ведутся сейчас работы, представляет собой 7 дополнительных гирлянд, которые будут размещены в DeepCore в промежутках между старыми гирляндами. Расстояние между гирляндами сократится до 25 м, расстояние между модулями на новых гирляндах составляет 3 м. Все эти работы — это подготовительный этап для оптической части IceCube-Gen2 [93]. Детектор PINGU [94] — потенциально расширенная в два раза часть Deep-

Core. В результате модификаций ожидается увеличение чувствительности к иерархии масс и атмосферным осцилляционным параметрам, но главной задачей IceCube Upgrade и IceCube-Gen2 остается измерение астрофизических нейтрино. Детектор на стадии IceCube-Gen2 будет иметь объем  $8 \text{ км}^3$ , состоять из 120 дополнительных гирлянд с расстоянием между ними 240 м. IceCube Upgrade и IceCube-Gen2 — это уже одобренные проекты, статус PINGU неизвестен.

Эксперимент KM3NeT [95] имеет схожие задачи с экспериментом IceCube. KM3NeT расположен в Средиземном море у берегов Франции и Италии и, таким образом, является дополняющим для астрофизической программы IceCube, как и нейтринный телескоп Baikal-GVD [96], расположенный в России и имеющий запланированный объем порядка  $1 \text{ км}^3$ , из которого на сегодня уже установлена примерно  $1/3$ .

Эксперимент KM3NeT состоит из двух частей — ARCA и ORCA. Детектор ARCA предназначен для регистрации астрофизических нейтрино, он будет состоять из 115 гирлянд с оптическими модулями. Установка первых 24 гирлянд была начата в 2015 г. В планах — расширить детектор до 230 гирлянд, что составит  $1 \text{ км}^3$ . Детектор ORCA предназначен для регистрации атмосферных нейтрино и будет состоять из 115 гирлянд, но с более плотной расстановкой. Первые 6 гирлянд уже установлены, в планах — разместить оставшиеся гирлянды и начать работу в 2024 г. Ожидаемая чувствительность к иерархии масс нейтрино  $> 5\sigma$ .

В Индии планируется создание подземной нейтринной обсерватории INO [91] и размещение в ней детектора ICAL. Это 50-кт калориметр, состоящий из намагниченных железных пластин, расположенных стопками, с резистивными плоскими камерами  $2 \times 2 \text{ м}$  между ними в качестве активных детекторов. Главной задачей ICAL будет работа с атмосферными нейтрино. Планируется измерение атмосферных параметров осцилляций и иерархии масс нейтрино. Этот проект получил поддержку правительства Индии. После завершения всех локальных процедур потребуется примерно 5 лет на подготовку эксперимента.

Для проекта ESS/SB [97] планируется использовать 5-МВт протонный ускоритель в качестве источника (анти-)нейтрино. Этот ускоритель является частью европейского импульсного источника нейтронов ESS (Лунд, Швеция), который планируется запустить в 2025 г. Использование ускорителя протонов ESS в качестве пучка для ESS/SB предполагает создание специальной пучковой линии, мишени и детекторов. В качестве дальнего детектора планируется разместить 540-кт водный черенковский детектор на расстоянии примерно 500 км от источника, аналогичный ближний детектор будет иметь массу 0,5 кт. Таким образом, этот эксперимент будет чувствителен к астрофизическим, атмосферным и солнечным нейтрино, а также к распаду протона. В эксперименте планируется измерить спектр осцилляций вблизи



второго осцилляционного максимума [98]. Благодаря такой постановке эксперимента уменьшается величина систематических неопределенностей и в три раза увеличивается чувствительность к  $\delta_{CP}$  по сравнению с первым максимумом. Рассматриваются два месторасположения детектора в шахтах — на расстоянии 360 и 540 км. Набор данных планируется начать в 2035 г. После 10 лет набора данных  $\sim 60\%$  значений  $\delta_{CP}$  могут быть измерены на уровне значимости  $> 5\sigma$  [99].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

После 20 лет экспериментальных измерений осцилляционных параметров нейтрино все еще остаются неизвестными фаза нарушения CP-инвариантности и иерархия масс нейтрино. Точность измерения остальных параметров приближается к нескольким процентам.

Однако даже с современными установками все еще встречаются противоречивые измерения. Super-Kamiokande и SNO на протяжении нескольких лет совместно получают отличные от KamLAND значения  $\Delta m_{21}^2$ . С увеличением статистики это противоречие уменьшается и в настоящее время составляет  $1,4\sigma$ . В ускорительных нейтринных экспериментах NOvA и T2K стабильно получают противоречивые значения для  $\delta_{CP}$ . Однако, учитывая ошибки измерений, определенные выводы делать рано, и разумным решением на сегодня будет ожидание измерений с большей статистикой.

Завершение измерений иерархии масс нейтрино и  $\delta_{CP}$ , скорее всего, будет возможно в будущих экспериментах — DUNE, T2HK, JUNO и др. Окончательное измерение всех параметров трехфлейворной матрицы смешивания можно ожидать в ближайшие 10–15 лет.

**Благодарности.** Авторский коллектив выражает благодарность М. О. Гончару за полезные обсуждения и советы. Исследования выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект 18-12-00271) и Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-32-90058.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cowan C., Reines F., Harrison F., Kruse H., McGuire A. Detection of the Free Neutrino: A Confirmation // *Science*. 1956. V. 124. P. 103–104.
2. Davis R., Jr., Harmer D. S., Hoffman K. C. Search for Neutrinos from the Sun // *Phys. Rev. Lett.* 1968. V. 20. P. 1205–1209.
3. Bahcall J. N., Cabibbo N., Yahil A. Are Neutrinos Stable Particles? // *Phys. Rev. Lett.* 1972. V. 28. P. 316–318.
4. Cisneros A. Effect of Neutrino Magnetic Moment on Solar Neutrino Observations // *Astrophys. Space Science*. 1971. V. 10. P. 87–92.
5. Salpeter E. E. Difficulties with Fusion Catalysis by Quarks // *Nature*. 1970. V. 225. P. 165–166.

6. *Fukuda Y. et al. (Super-Kamiokande Collab.)*. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 1562–1567; arXiv:hep-ex/9807003.
7. *Ahmad Q. et al. (SNO Collab.)*. Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. P. 011301; arXiv:nucl-ex/0204008.
8. The Nobel Prize in Physics 2015. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2015/summary/>.
9. *Pontecorvo B.* Inverse Beta Processes and Nonconservation of Lepton Charge // *JETP*. 1957. V. 7. P. 172.
10. *Bilenky S., Pontecorvo B.* Lepton Mixing and Neutrino Oscillations // *Phys. Rep.* 1978. V. 41. P. 225–261.
11. *Maki Z., Nakagawa M., Sakata S.* Remarks on the Unified Model of Elementary Particles // *Prog. Theor. Phys.* 1962. V. 28. P. 870–880.
12. *Bilenky S.* Introduction to the Physics of Massive and Mixed Neutrinos. Springer, 2018. V. 947.
13. *Wolfenstein L.* Neutrino Oscillations in Matter // *Phys. Rev. D.* 1978. V. 17. P. 2369–2374.
14. *Mikheyev S., Smirnov A.* Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1985. V. 42. P. 913–917.
15. *Rayner M.* Tuning in to Neutrinos // *CERN Courier*. July/Aug. 2020; <https://cds.cern.ch/record/2722711/files/CERNCourier2020JulAug-digitaledition.pdf>.
16. *Pascoli S., Petcov S., Riotto A.* Connecting Low Energy Leptonic CP Violation to Leptogenesis // *Phys. Rev. D.* 2007. V. 75. P. 083511; arXiv:hep-ph/0609125.
17. *Branco G., Gonzalez Felipe R., Joaquim F.* A New Bridge between Leptonic CP Violation and Leptogenesis // *Phys. Lett. B.* 2007. V. 645. P. 432–436; arXiv:hep-ph/0609297.
18. *Davidson S., Garayoa J., Palorini F., Rius N.* Insensitivity of Flavoured Leptogenesis to Low Energy CP Violation // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 161801; arXiv:0705.1503 [hep-ph].
19. *Branco G. C., Morozumi T., Nobre B., Rebelo M.* A Bridge between CP Violation at Low Energies and Leptogenesis // *Nucl. Phys. B.* 2001. V. 617. P. 475–492; arXiv:hep-ph/0107164.
20. *Böser S., Buck C., Giunti C., Lesgourgues J., Ludhova L., Mertens S., Schukraft A., Wurm M.* Status of Light Sterile Neutrino Searches // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2020. V. 111. P. 103736; arXiv:1906.01739.
21. *Dolinski M. J., Poon A. P., Rodejohann W.* Neutrinoless Double Beta Decay: Status and Prospects // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2019. V. 69. P. 219–251; arXiv:1902.04097.
22. *Aker M. et al. (KATRIN Collab.)*. Improved Upper Limit on the Neutrino Mass from a Direct Kinematic Method by KATRIN // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 123, No. 22. P. 221802; arXiv:1909.06048.
23. *Drexlin G., Hannen V., Mertens S., Weinheimer C.* Current Direct Neutrino Mass Experiments // *Adv. High Energy Phys.* 2013. V. 2013. P. 293986; arXiv:1307.0101 [physics.ins-det].

24. *de Wasseige G. et al. (IceCube, KM3NeT Collab.)*. High-Energy Neutrino Astronomy: Current Status and Prospects // 2019 Eur. Phys. Soc. Conf. on High Energy Phys. 2019. P. 11; arXiv:1911.01719.
25. Neutrino 2020 website. <https://conferences.fnal.gov/nu2020/>
26. *Esteban I., Gonzalez-Garcia M., Maltoni M., Schwetz T., Zhou A.* The Fate of Hints: Updated Global Analysis of Three-Flavor Neutrino Oscillations. 2020. 7 p.; arXiv:2007.14792.
27. *de Salas P., Forero D., Gariazzo S., Martínez-Miravé P., Mena O., Ternes C.A., Tortola M., Valle J.* 2020 Global Reassessment of the Neutrino Oscillation Picture. 2020. 6 p.; arXiv:2006.11237.
28. *Zyla P. et al. (Particle Data Group Collab.)*. Review of Particle Physics // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. V. 2020, No. 8. P. 083C01.
29. *Ahmad Q. et al. (SNO Collab.)*. Measurement of Day and Night Neutrino Energy Spectra at SNO and Constraints on Neutrino Mixing Parameters // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 011302; arXiv:nucl-ex/0204009.
30. *Eguchi K. et al. (KamLAND Collab.)*. First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 021802; arXiv:hep-ex/0212021.
31. *Fukuda S. et al. (Super-Kamiokande Collab.)*. Determination of Solar Neutrino Oscillation Parameters Using 1496 Days of Super-Kamiokande I Data // Phys. Lett. B. 2002. V. 539. P. 179–187; arXiv:hep-ex/0205075.
32. *Bahcall J. N.* Solar Models and Solar Neutrinos: Current Status // Phys. Scripta T. 2005. V. 121. P. 46–50; arXiv:hep-ph/0412068.
33. *Aharmim B. et al. (SNO Collab.)*. Combined Analysis of All Three Phases of Solar Neutrino Data from the Sudbury Neutrino Observatory // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. P. 025501; arXiv:1109.0763 [nucl-ex].
34. *Jelley N., McDonald A. B., Robertson R.* The Sudbury Neutrino Observatory // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2009. V. 59. P. 431–465.
35. *Petcov S., Piai M.* The LMA MSW Solution of the Solar Neutrino Problem, Inverted Neutrino Mass Hierarchy and Reactor Neutrino Experiments // Phys. Lett. B. 2002. V. 533. P. 94–106; arXiv:hep-ph/0112074.
36. *Andringa S. et al. (SNO+ Collab.)*. Current Status and Future Prospects of the SNO+ Experiment // Adv. High Energy Phys. 2016. V. 2016. P. 6194250; arXiv:1508.05759.
37. *Gando A. et al. (KamLAND Collab.)*. Reactor On–Off Antineutrino Measurement with KamLAND // Phys. Rev. D. 2013. V. 88, No. 3. P. 033001; arXiv:1303.4667.
38. *Suzuki A.* Antineutrino Science in KamLAND // Eur. Phys. J. C. 2014. V. 74, No. 10. P. 3094; arXiv:1409.4515 [hep-ex].
39. *Araki T. et al.* Experimental Investigation of Geologically Produced Antineutrinos with KamLAND // Nature. 2005. V. 436. P. 499–503.
40. *Gando A. et al. (KamLAND Collab.)*. Constraints on  $\theta_{13}$  from a Three-Flavor Oscillation Analysis of Reactor Antineutrinos at KamLAND // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. P. 052002; arXiv:1009.4771 [hep-ex].
41. *Haines T. J. et al.* Calculation of Atmospheric Neutrino Induced Backgrounds in a Nucleon Decay Search // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 1986–1989.
42. *Nakahata M. et al. (Kamiokande Collab.)*. Atmospheric Neutrino Background and Pion Nuclear Effect for Kamioka Nucleon Decay Experiment // J. Phys. Soc. Japan. 1986. V. 55. P. 3786.

43. *Hirata K. et al. (Kamiokande-II Collab.)*. Experimental Study of the Atmospheric Neutrino Flux. 1988. V. 3. P. 235–246.
44. *Renshaw A. et al. (Super-Kamiokande Collab.)*. First Indication of Terrestrial Matter Effects on Solar Neutrino Oscillation // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 112, No. 9. P. 091805; arXiv:1312.5176 [hep-ex].
45. *Nakajima Y.* Recent Results and Future Prospects from Super-Kamiokande. 2020. [https://indico.fnal.gov/event/43209/contributions/187863/attachments/129474/159089/nakajima\\_Neutrino2020.pdf](https://indico.fnal.gov/event/43209/contributions/187863/attachments/129474/159089/nakajima_Neutrino2020.pdf).
46. Introduction of Gadolinium into Super-Kamiokande and the Start of New Observations. <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/news/2020/08/sk-gd-detail-e.html>.
47. *Beacom J.F., Vagins M.R.* GADZOOKS! Antineutrino Spectroscopy with Large Water Cherenkov Detectors // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 171101; arXiv:hep-ph/0309300.
48. *Schwetz-Mangold T. et al. (NuFIT Collab.)*. Private Commun. 2020.
49. *An F.P. et al. (Daya Bay Collab.)*. Improved Measurement of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay // *Chin. Phys. C.* 2017. V. 41, No. 1. P. 013002; arXiv:1607.05378.
50. *An F. et al. (JUNO Collab.)*. Neutrino Physics with JUNO // *J. Phys. G.* 2016. V. 43, No. 3. P. 030401; arXiv:1507.05613.
51. *Apollonio M. et al. (CHOOZ Collab.)* Limits on Neutrino Oscillations from the CHOOZ Experiment // *Phys. Lett. B.* 1999. V. 466. P. 415–430.
52. *Boehm F. et al.* Search for Neutrino Oscillations at the Palo Verde Nuclear Reactors // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 3764–3767; arXiv:hep-ex/9912050.
53. *Apollonio M. et al. (CHOOZ Collab.)*. Search for Neutrino Oscillations on a Long Baseline at the CHOOZ Nuclear Power Station // *Eur. Phys. J. C.* 2003. V. 27. P. 331–374; arXiv:hep-ex/0301017.
54. *Boehm F. et al.* Final Results from the Palo Verde Neutrino Oscillation Experiment // *Phys. Rev. D.* 2001. V. 64. P. 112001; arXiv:hep-ex/0107009.
55. *Guo X. et al. (Daya Bay Collab.)*. A Precision Measurement of the Neutrino Mixing Angle  $\theta_{13}$  Using Reactor Antineutrinos at Daya-Bay. 2007. 1 p.; arXiv:hep-ex/0701029.
56. *Ardellier F. et al. (Double Chooz Collab.)*. Double Chooz: A Search for the Neutrino Mixing Angle  $\theta_{13}$ . 2006. 6 p; arXiv:hep-ex/0606025.
57. *Ahn J. et al. (RENO Collab.)*. RENO: An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter  $\theta_{13}$  Using Reactor Neutrinos at Yonggwang. 2010. 3 p.; arXiv:1003.1391 [hep-ex].
58. *Mikaelyan L., Sinev V.* Neutrino Oscillations at Reactors: What Is Next? // *Phys. Atom. Nucl.* 2000. V. 63. P. 1002; arXiv:hep-ex/9908047.
59. *Ables E. et al. (MINOS Collab.)*. P-875: A Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment at Fermilab. 1995. 2 p.
60. *Abe K. et al. (T2K Collab.)*. The T2K Experiment // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2011. V. 659. P. 106–135; arXiv:1106.1238 [physics.ins-det].
61. *Abe K. et al. (T2K Collab.)*. T2K ND280 Upgrade — Technical Design Report. 2019. 1 p.; arXiv:1901.03750.
62. *Abe K. et al. (T2K Collab.)*. Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-Produced Off-Axis Muon Neutrino Beam // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 107. P. 041801; arXiv:1106.2822 [hep-ex].

63. Adamson P. et al. (*MINOS Collab.*). Improved Search for Muon–Neutrino to Electron–Neutrino Oscillations in MINOS // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 107. P. 181802; arXiv:1108.0015 [hep-ex].
64. Abe Y. et al. (*Double Chooz Collab.*). Indication of Reactor  $\bar{\nu}_e$  Disappearance in the Double Chooz Experiment // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 131801; arXiv:1112.6353 [hep-ex].
65. An F. P. et al. (*Daya Bay Collab.*). Observation of Electron–Antineutrino Disappearance at Daya Bay // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 171803; arXiv:1203.1669 [hep-ex].
66. Ahn J. K. et al. (*RENO Collab.*). Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 191802; arXiv:1204.0626 [hep-ex].
67. Adey D. et al. (*Daya Bay Collab.*). Measurement of the Electron Antineutrino Oscillation with 1958 Days of Operation at Daya Bay // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 121, No. 24. P. 241805; arXiv:1809.02261.
68. Yoo J. Recent Results from RENO Experiment. 2020.  
<https://indico.fnal.gov/event/43209/contributions/187886/attachments/130339/158753/Neutrino2020YooRENO.pdf>.
69. An F. et al. (*Daya Bay Collab.*). New Measurement of  $\theta_{13}$  via Neutron Capture on Hydrogen at Daya Bay // *Phys. Rev. D.* 2016. V. 93, No. 7. P. 072011; arXiv:1603.03549.
70. Bezerra T. New Results from the Double Chooz Experiment. 2020.  
[https://indico.fnal.gov/event/43209/contributions/187822/attachments/129095/158797/DoubleChooz\\_Neutrino2020\\_thiago\\_vFinal.pdf](https://indico.fnal.gov/event/43209/contributions/187822/attachments/129095/158797/DoubleChooz_Neutrino2020_thiago_vFinal.pdf).
71. Dunne P. Latest Neutrino Oscillation Results from T2K. 2020.  
[https://indico.fnal.gov/event/43209/contributions/187830/attachments/129636/159603/T2K\\_Neutrino2020.pdf](https://indico.fnal.gov/event/43209/contributions/187830/attachments/129636/159603/T2K_Neutrino2020.pdf).
72. Ahn M. et al. (*K2K Collab.*). Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment // *Phys. Rev. D.* 2006. V. 74. P. 072003; arXiv:hep-ex/0606032.
73. Michael D. et al. (*MINOS Collab.*). Observation of Muon Neutrino Disappearance with the MINOS Detectors and the NuMI Neutrino Beam // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. P. 191801; arXiv:hep-ex/0607088.
74. Abe K. et al. (*T2K Collab.*). Measurement of Neutrino Oscillation Parameters from Muon Neutrino Disappearance with an Off-Axis Beam // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 111, No. 21. P. 211803; arXiv:1308.0465 [hep-ex].
75. Yu I. New Results from RENO. 2018.  
<https://zenodo.org/record/1287949.X0zdMC1eN8Y>.
76. Adamson P. et al. (*MINOS+ Collab.*). Precision Constraints for Three-Flavor Neutrino Oscillations from the Full MINOS+ and MINOS Data Set. 2020. 6p.; arXiv:2006.15208.
77. Aartsen M. et al. (*IceCube Collab.*). Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillations at 6–56 GeV with IceCube DeepCore // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 120, No. 7. P. 071801; arXiv:1707.07081.
78. Himmel A. New Oscillation Results from the NOvA Experiment. 2020.  
<https://indico.fnal.gov/event/43209/contributions/187840/attachments/130740/159597/NOvA-Oscillations-NEUTRINO2020.pdf>.

79. *Aartsen M. et al. (IceCube Collab.)*. Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillations with IceCube // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V.111, No.8. P.081801; arXiv:1305.3909 [hep-ex].
80. *Abbasi R. et al. (IceCube Collab.)*. The Design and Performance of IceCube Deep-Core // *Astropart. Phys.* 2012. V. 35. P. 615–624; arXiv:1109.6096 [astro-ph.IM].
81. *Ayres D. et al. (NOvA Collab.)*. NOvA: Proposal to Build a 30 Kiloton Off-Axis Detector to Study  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Oscillations in the NuMI Beamline. 2004. arXiv:hep-ex/0503053.
82. *Abe K. et al. (T2K Collab.)*. Constraint on the Matter–Antimatter Symmetry-Violating Phase in Neutrino Oscillations // *Nature*. 2020. V. 580, No. 7803. P. 339–344; Erratum // *Nature*. 2020. V. 583. P. E16; arXiv:1910.03887.
83. NOvA and T2K Joint Analysis Announcement. <https://t2k-experiment.org/2018/01/t2k-nova-announce/>.
84. *Farzan Y., Smirnov A.* Leptonic Unitarity Triangle and CP Violation // *Phys. Rev. D*. 2002. V. 65. P. 113001; arXiv:hep-ph/0201105.
85. *Ellis S.A.R., Kelly K.J., Li S.W.* Leptonic Unitarity Triangles. 2020. 4 p.; arXiv:2004.13719.
86. *Abi B. et al. (DUNE Collab.)*. Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE). Far Detector Technical Design Report. V.II. DUNE Physics. 2020. 2 p.; arXiv:2002.03005.
87. *Abe K. et al. (Hyper-Kamiokande Collab.)*. Hyper-Kamiokande Design Report. 2018. 5 p.; arXiv:1805.04163.
88. *Abe K. et al. (Hyper-Kamiokande Collab.)*. Physics Potentials with the Second Hyper-Kamiokande Detector in Korea // *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2018. V.2018, No.6. P.063C01; arXiv:1611.06118.
89. *Jiang M.* Study of the Neutrino Mass Hierarchy with the Atmospheric Neutrino Data Collected in Super-Kamiokande IV. PhD Thesis. <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/pdf/articles/2019/mjiangdt.pdf>.
90. *Aartsen M.G. et al. (IceCube-Gen2, JUNO Collabs.)*. Combined Sensitivity to the Neutrino Mass Ordering with JUNO, the IceCube Upgrade, and PINGU // *Phys. Rev. D*. 2020. V. 101, No. 3. P.032006; arXiv:1911.06745.
91. *Ahmed S. et al. (ICAL Collab.)*. Physics Potential of the ICAL Detector at the India-Based Neutrino Observatory (INO) // *Pramana*. 2017. V.88, No.5. P.79; arXiv:1505.07380.
92. *Ishihara A. et al. (IceCube Collab.)*. The IceCube Upgrade — Design and Science Goals // *PoS*. 2020. V.ICRC2019. P.1031; arXiv:1908.09441.
93. *van Santen J. (IceCube Gen2 Collab.)*. IceCube-Gen2: The Next-Generation Neutrino Observatory for the South Pole // *PoS*. 2018. V.ICRC2017. P.991.
94. *Aartsen M. et al. (IceCube Collab.)*. PINGU: A Vision for Neutrino and Particle Physics at the South Pole // *J. Phys. G*. 2017. V.44, No.5. P.054006; arXiv:1607.02671.
95. *Adrian-Martinez S. et al. (KM3Net Collab.)*. Letter of Intent for KM3NeT 2.0 // *J. Phys. G*. 2016. V. 43, No. 8. P.084001; arXiv:1601.07459.
96. *Avrorin A. et al. (Baikal-GVD Collab.)*. Baikal-GVD: Status and Prospects // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2018. V. 191. P.01006; arXiv:1808.10353.

97. *Wildner E. et al.* The Opportunity Offered by the ESS $\nu$ SB Project to Exploit the Larger Leptonic CP Violation Signal at the Second Oscillation Maximum and the Requirements of This Project on the ESS Accelerator Complex // *Adv. High Energy Phys.* 2016. V. 2016. P. 8640493; arXiv:1510.00493.
98. *Nunokawa H., Parke S. J., Valle J. W.* CP Violation and Neutrino Oscillations // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2008. V. 60. P. 338–402; arXiv:0710.0554 [hep-ph].
99. *Bouquerel E., Baussan E., Dracos M., Ekelöf T., Kayis Topaksu A.* The ESS $\nu$ SB Project // *PoS.* 2020. V. NuFact2019. P. 024.
100. *Blennow M., Fernandez-Martinez E., Ota T., Rosauero-Alcaraz S.* Physics Potential of the ESS $\nu$ SB // *Eur. Phys. J. C.* 2020. V. 80, No. 3. P. 190; arXiv:1912.04309.