

Осцилляции нейтрино: статус и перспективы определения порядка нейтринных масс и фазы нарушения лептонной CP -инвариантности

Л.Д. Колупаева, М.О. Гончар, А.Г. Ольшевский, О.Б. Самойлов

Обзор посвящается 110-летию со дня рождения Бруно Понтекорво — выдающегося физика, внесшего неоценимый вклад в становление и развитие современной физики нейтрино, в частности в предсказание ненулевых нейтринных масс, смешивания и осцилляций, экспериментально подтверждённых на рубеже 2000-х годов. За 20 лет экспериментальной истории был достигнут существенный прогресс в определении параметров осцилляций нейтрино в рамках модели с тремя типами нейтрино. Неизвестными свободными параметрами теории на данный момент остаются порядок нейтринных масс и фаза нарушения CP -инвариантности в лептонном секторе (δ_{CP}). Обсуждаются статус и перспективы измерения этих параметров. Ожидается, что такое измерение возможно в экспериментах с длинной пролётной базой нейтрино в ближайшее десятилетие. Детально описываются действующие ускорительные эксперименты $NO\nu A$ и $T2K$, наиболее чувствительные на данный момент к порядку масс нейтрино и δ_{CP} . Для удобства сравнения описание методов и результатов $NO\nu A$ и $T2K$ приводится поочерёдно в поэтапном сопоставлении всех компонентов набора и анализа данных. Обсуждаются возможные причины расхождения $NO\nu A$ и $T2K$ в результатах измерения δ_{CP} . Рассматриваются будущие ускорительные ($DUNE$ и $Hyper-Kamiokande$) и реакторные ($JUNO$) мегапроекты, а также эксперименты, планирующие работу с атмосферными нейтрино: $IceCube Upgrade$, $KM3NeT$ ($ORCA$) и $ICAL$ в INO , способные измерить неизвестные и уточнить уже определённые параметры осцилляций.

Ключевые слова: нейтрино, осцилляции нейтрино, иерархия масс, нарушение CP -инвариантности в лептонном секторе, ускорительные нейтрино, реакторные нейтрино, атмосферные нейтрино, солнечные нейтрино

PACS numbers: 14.60.Lm, 14.60.Pq

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2022.05.039191>

Содержание

1. Введение (801).
 2. Современный статус измерения параметров осцилляций (803).
 - 2.1. Углы смешивания и разности квадратов масс.
 - 2.2. Порядок масс нейтрино и фаза нарушения CP -чётности.
 3. Дальнейшие перспективы (811).
 - 3.1. Будущие ускорительные эксперименты.
 - 3.2. Будущие реакторные эксперименты.
 - 3.3. Будущие атмосферные эксперименты.
 4. Заключение (821).
- Список литературы (822).

Посвящается 110-летию со дня рождения Бруно Понтекорво, одного из основателей современной нейтринной физики, предсказавшего нейтринные осцилляции

1. Введение

В 2022 году исполнилось 65 лет гипотезе нейтринных осцилляций, впервые выдвинутой в 1957 г. итальянским и советским физиком Бруно Максимовичем Понтекорво [1–4]. Получившая дальнейшее развитие во многих его работах, в том числе совместных с В.Н. Грибовым [5] и С.М. Биленьким [6, 7], а также благодаря работам З. Маки, М. Накагавы и С. Сакаты, высказавшим идею флейворного смешивания [8], эта модель содержала основные компоненты теории осцилляций нейтрино уже к концу 1970-х годов.

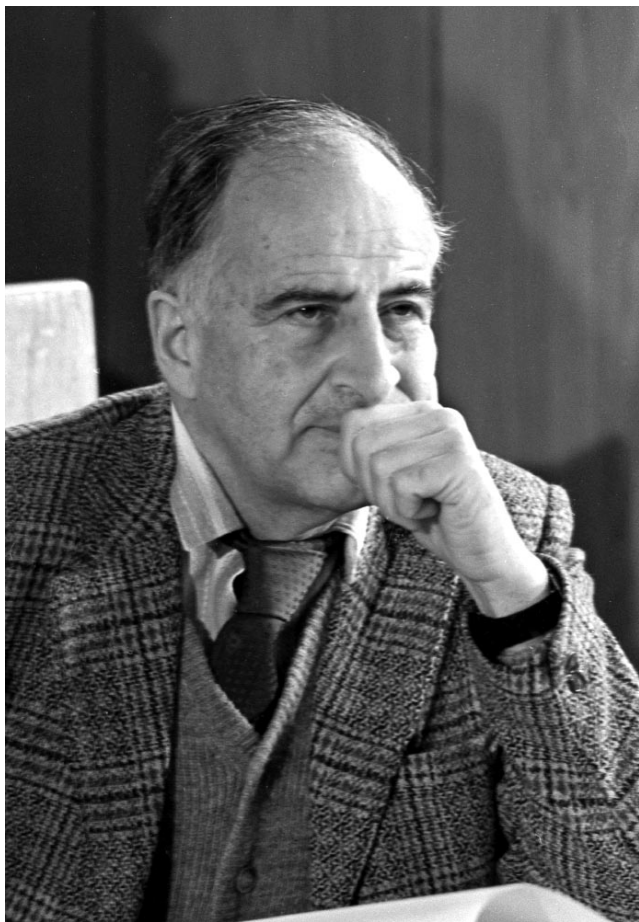
Идея нейтринных осцилляций предвосхитила даже косвенные экспериментальные указания на их существование — недостаток солнечных и аномалия атмосферных нейтрино [9–14]. Для полноценного подтверждения нейтринных осцилляций потребовалось более 40 лет экспериментальных исследований: на рубеже XX–XXI веков нейтринные осцилляции были открыты экспериментами $Super-Kamiokande$ [15] и

Л.Д. Колупаева^(а), М.О. Гончар^(б),
А.Г. Ольшевский^(с), О.Б. Самойлов^(д)

Объединённый институт ядерных исследований,
ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл.,
Российская Федерация

E-mail: ^(а)ldkolupaeva@yandex.ru, ^(б)gonchar@jinr.ru,
^(с)olshevsk@jinr.ru, ^(д)samoylov@jinr.ru

Статья поступила 17 января 2022 г.,
после доработки 5 мая 2022 г.



Бруно Максимович Понтекерво
(22.08.1913 – 24.09.1993)

SNO¹ [17], что было удостоено Нобелевской премии 2015 года.

С начала XXI в. физика нейтринных осцилляций сконцентрировалась на прецизионном измерении параметров, определяющих её процесс. Престижная премия Breakthrough Prize 2016 года [18] была разделена между пятью экспериментами: Super-Kamiokande, SNO, KamLAND (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) [19], T2K/K2K (Tokai to Kamioka/KEK to Kamioka) [20, 21] и Daya Bay [22] — как отмечено в формулировке: за обнаружение и исследования осцилляций нейтрино, открывающих новые рубежи за рамками Стандартной модели (СМ) физики элементарных частиц.

Осцилляции нейтрино как указание на малые, но ненулевые массы этих частиц из-за неизвестного механизма их происхождения, несмотря на техническую возможность их генерации с помощью введения правых компонент, часто трактуются как свидетельство о физике за пределами СМ [23–27].

Помимо изучения осцилляций в физике нейтрино ведутся поиски гипотетических стерильных нейтрино [28, 29], открытие которых стало бы прямым указанием на явления за пределами СМ, как и обнаружение сигнала от

безнейтринного двойного бета-распада [30–32], свидетельствующего о майорановской природе нейтрино.

Делаются активные попытки прямого измерения массы нейтрино. Наиболее сильное ограничение на момент написания настоящего обзора получено в эксперименте KATRIN (KARlsruhe TRItium Neutrino experiment) [33] с 1/50 от плановой статистики: $m_\nu < 0,8$ эВ с доверительным интервалом (confidence level, CL) 90 %.

Изучение потоков нейтрино от разных источников также является актуальной темой исследований. Стоит особо выделить астрофизические [34–36] нейтрино и поиск источников нейтрино сверхвысоких энергий. Примечательным недавним открытием стало также обнаружение нейтрино от CNO-цикла в Солнце в эксперименте Borexino [37, 38].

Настоящий обзор, оставляя за его рамками большинство перечисленных интереснейших вопросов, мы посвящаем осцилляциям трёх типов нейтрино, а именно современным и будущим экспериментам с длинной пролётной базой, чувствительным к оставшимся пока неизмеренными параметрам — иерархии масс нейтрино и фазе нарушения CP -инвариантности в лептонном секторе.

Осцилляции нейтрино — периодические переходы между ароматами этих частиц, распространяющихся в веществе или вакууме [39–41]. Осцилляции нейтрино возможны благодаря их ненулевым, отличным друг от друга массам, а также наличию смешивания.

Флейворные нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ представляют собой линейную комбинацию массовых нейтрино ν_1, ν_2, ν_3 : $\nu_{\alpha,L} = \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i} \nu_{i,L}$. Матрица смешивания U в вакууме носит название матрицы Понтекерво–Маки–Накагавы–Сакаты (Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata, PMNS) и может быть параметризована следующим образом:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \exp(-i\delta_{CP}) \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} \exp(i\delta_{CP}) & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. В выражение (1) входят углы смешивания $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ и фаза нарушения CP -инвариантности в лептонном секторе δ_{CP} .

В (1) опущены возможные майорановские фазы, так как осцилляционные эксперименты к ним не чувствительны. PMNS-матрица аналогична матрице Кабиббо–Кобаяси–Маскавы (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa, СКМ) из кваркового сектора, однако смешивание в лептонной матрице существенно отличается от такового в почти диагональной СКМ-матрице.

Вероятности осцилляций трёх типов нейтрино в вакууме в общем случае при условии унитарности матрицы смешивания определяются следующей формулой:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i<j} \text{Re} [U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} + 2 \sum_{i<j} \text{Im} [U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}. \quad (2)$$

¹ Отметим, что на самом деле Нейтринная обсерватория в Садбери (Sudbury Neutrino Observatory, SNO) обнаружила эффект адиабатических флейворных переходов [16] нейтрино в веществе Солнца.

Как видно из (2), вероятности нейтринных осцилляций зависят не только от членов матрицы смешивания U_{zi} , но и от разностей квадратов масс нейтрино $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$, $i \neq j = 1, 2, 3$, а также от расстояния между детектором и источником L и энергии E . Использование модели с волновыми пакетами [42, 43] добавляет в формулу (2) поправки, связанные с представлением массовых нейтрино в виде волновых пакетов, движущихся с разными скоростями. При расхождении пакетов когерентность теряется, приводя тем самым к подавлению осцилляций (декогеренции). В данный момент существуют только ограничения из эксперимента Daya Bay на относительную дисперсию импульса [44]: $\sigma_{\text{rel}} < 0,23$, что соответствует ограничению на ширину волнового пакета снизу $\sigma_x > 10^{-11}$ см. Осцилляции подавляются, если выполняется условие $L \gtrsim L_{kj}^{\text{coherence}} = 4\sqrt{2}E^2\sigma_x/\Delta m_{kj}^2$. В настоящем обзоре эффекты декогеренции мы не рассматриваем.

При распространении нейтрино в плотной среде в гамильтониане возникает дополнительный потенциал для электронных нейтрино [45], способных взаимодействовать с электронами вещества не только через нейтральные, но и через заряженные токи. Тогда вероятности осцилляций описываются эффективными углами смешивания и массами нейтрино. Эта особенность ярко проявляется при рассмотрении потоков нейтрино от Солнца. Когда плотность вещества меняется, амплитуда осцилляций может достигать максимально возможного значения, даже если в вакууме смешивание малое. Указанная особенность получила название МСВ-резонанса в честь С.П. Михеева, А.Ю. Смирнова [46, 47] и Л. Вольфенштейна [45], предсказавших данный эффект.

В случае осцилляций трёх типов нейтрино в веществе с постоянной плотностью явные формулы для $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ могут быть выражены через осцилляционные параметры следующим образом [49]:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \sin^2 \theta_{23} \sin^2 (2\theta_{13}) \frac{\sin^2 [A(1-A)]}{(1-A)^2} + \\ + \alpha \tilde{J} \cos(A \pm \delta_{CP}) \frac{\sin(AA) \sin[A(1-A)]}{A(1-A)} + \\ + \alpha^2 \cos^2 \theta_{23} \sin^2 (2\theta_{12}) \frac{\sin^2(AA)}{A^2}, \quad (3)$$

где $A = \Delta m_{31}^2 L / (4E)$, $A = \pm 2\sqrt{2}G_{Fne}E/\Delta m_{32}^2$, G_F — константа Ферми, $J = \cos \theta_{13} \sin (2\theta_{13}) \sin (2\theta_{12}) \sin (2\theta_{23})$, знак перед δ_{CP} в правой части формулы, как и в определении A , различен для нейтрино (+) и антинейтрино (–). Выражение для вероятностей осцилляций получено диагонализацией гамильтониана с сохранением членов до второго порядка малости по $\alpha = \Delta m_{21}^2/\Delta m_{31}^2$ [50].

Когда конечный детектируемый аромат нейтрино совпадает с начальным, говорят о вероятности выживания/исчезновения нейтрино. Формула для вероятности выживания электронных антинейтрино в вакууме, используемая в том числе и в реакторных экспериментах, имеет вид

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 (2\theta_{12}) \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} - \\ - \sin^2 (2\theta_{13}) \left(\sin^2 \theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} + \cos^2 \theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right). \quad (4)$$

В зависимости от длины базы реакторные эксперименты могут быть чувствительны к четырём параметрам осцилляций нейтрино: $|\Delta m_{32}^2|$ ($|\Delta m_{31}^2|$), Δm_{21}^2 , $\sin^2 (2\theta_{13})$ и $\sin^2 (2\theta_{12})$ — при этом зависимость от фазы нарушения CP -инвариантности и $\sin^2 \theta_{23}$ отсутствует.

Для энергий антинейтрино от реакторов в зависимости от расстояний различают эксперименты с малой базой (5–30 м), чувствительные к стерильным нейтрино с разностями квадратов масс в интервале $10^{-2} \lesssim \Delta m_{41}^2 \lesssim 10$ эВ² и $\sin^2 (2\theta_{14})$, со средней базой (1–2 км, Daya Bay, RENO (Reactor Experiment for Neutrino Oscillation), Double Chooz), чувствительные к $|\Delta m_{32}^2|$ и $\sin^2 (2\theta_{13})$ и с длинной базой (> 10 км, KamLAND, JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory)), чувствительные к $|\Delta m_{32}^2|$, Δm_{21}^2 , $\sin^2 (2\theta_{12})$ и в меньшей степени к $\sin^2 (2\theta_{13})$.

На базе около 53 км (JUNO) проявляется чувствительность к иерархии масс нейтрино. Эффект взаимодействия нейтрино с веществом на малых и средних базах является пренебрежимо малым, а на больших — вносит вклад на уровне до 4% [51, 52].

Благодаря измерению вероятностей переходов разных типов нейтрино в веществе или вакууме делаются выводы об осцилляционных параметрах, представляющих собой фундаментальные характеристики лептонного сектора СМ.

2. Современный статус измерения параметров осцилляций

2.1. Углы смешивания и разности квадратов масс

С начала XXI в. ряд экспериментов выполнил прецизионные измерения для части параметров [53]. На сегодня большая часть этих параметров измерена с точностью на уровне в несколько процентов [54]. Принципиальной задачей нейтринной физики является построение теории, объясняющей в первую очередь малость нейтринных масс и большое смешивание. Разные современные модели могут быть проверены сравнением их предсказаний с экспериментальными измерениями. В частности, модели генерации масс нейтрино и флейворных симметрий [55] предсказывают разные соотношения [56] для параметров смешивания, так называемые правила сумм. Возможность использовать эти соотношения в качестве теста гипотезы ограничивается точностью измерения параметров осцилляций. В такие выражения могут входить и нейтринные массы, что может позволить установить теоретические ограничения на абсолютные значения масс в рамках рассматриваемых моделей. Согласно ряду теорий Великого объединения параметры смешивания кварков и лептонов должны быть связаны [57]. Для проверки этой связи важно, чтобы лептонные и кварковые параметры смешивания были известны с сопоставимой точностью. Однако в настоящий момент точность измерения элементов лептонной матрицы смешивания хуже кварковой: точность измерения элементов матрицы СКМ $\lesssim 6\%$ [23].

² Приводятся параметры осцилляций в присутствии четвёртого гипотетического нейтрино. Более подробно теория и статус поиска лёгких стерильных нейтрино изложены в обзоре [28].

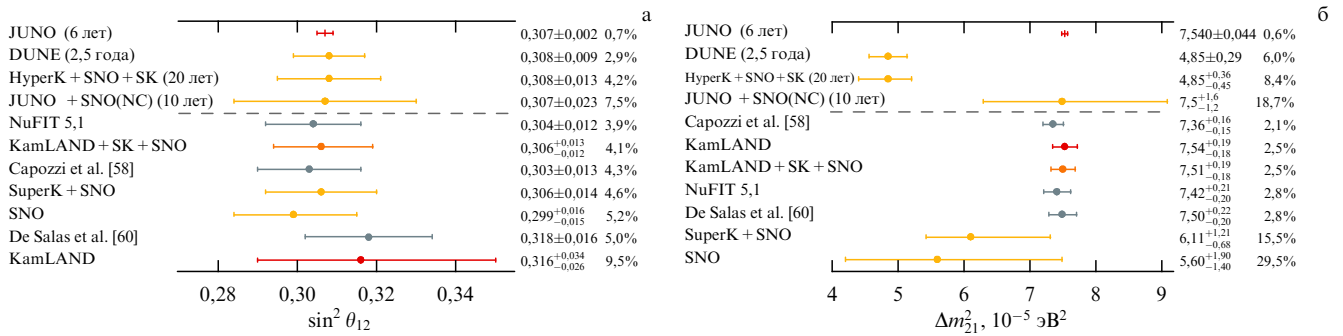


Рис. 1. Результаты измерения параметров осцилляций $\sin^2 \theta_{12}$ (а) и Δm^2_{21} (б). Разными цветами представлены типы экспериментов (красный — реакторные, жёлтый — солнечные, оранжевый — их комбинация). Тёмно-серым цветом обозначены результаты глобальных подгонок. Над штриховой прямой для сравнения приведены чувствительности будущих экспериментов, в скобках указано количество лет, необходимое для достижения представленной точности. Различные центральные значения будущих оценок обусловлены изначально разными предположениями о значениях параметров при расчётах чувствительностей. В частности, значение DUNE (Deep Underground Neutrino Experiment) и Hyper-Kamiokande (HyperK) было мотивировано актуальными на момент проведения оценки чувствительности значениями осцилляционных параметров из совместной подгонки к данным солнечных экспериментов [58–63]. (Адаптированный рисунок из [64].)

2.1.1. Параметры осцилляций θ_{12} и Δm^2_{21} . Доминирующий вклад в определение так называемых солнечных параметров θ_{12} и Δm^2_{21} внесли эксперименты SNO, Super-Kamiokande (SK) и KamLAND (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector), работающие с потоками солнечных и реакторных нейтрино. Результат Super-Kamiokande всегда представляется в виде объединения с результатом SNO. Результаты измерений θ_{12} во всех экспериментах хорошо согласуются между собой (рис. 1а).

Вероятность выживания солнечных нейтрино чувствительна к осцилляционным параметрам благодаря эффектам взаимодействия нейтрино с веществом Солнца. Дополнительная достаточно значительная чувствительность к значению Δm^2_{21} появляется также благодаря взаимодействию нейтрино с веществом Земли (асимметрия зарегистрированных ν_e -событий с солнечными нейтрино днём и ночью). Первым и пока единственным экспериментом, получившим указание на существование асимметрии на уровне нескольких процентов для нейтрино от распада ${}^8\text{B}$, является Super-Kamiokande [62]. Измеренная асимметрия составила $(-3,6 \pm 1,6(\text{стат.}) \pm 0,6(\text{сист.}))\%$.

Предпочитаемое Super-Kamiokande значение Δm^2_{21} на $\sim 2\sigma$ отличалось от результата KamLAND. С тех пор измерение Super-Kamiokande + SNO стабильно предпочитает меньшее, чем в KamLAND, значение Δm^2_{21} (рис. 1б). Не последнюю роль здесь играет сравнительно большая асимметрия день/ночь, которую видит Super-Kamiokande с солнечными нейтрино.

Представленные в 2020 г. результаты Super-Kamiokande [65] уменьшили различие между измерениями Δm^2_{21} в реакторных и солнечных экспериментах, однако оно всё ещё составляет $1,4\sigma$. Измеренная асимметрия $(-2,1 \pm 1,1)\%$. Возможным объяснением [66] расхождения в течение последних нескольких лет выступали нестандартные взаимодействия (Non-Standard Interactions, NSI) нейтрино, более подробно рассматриваемые ниже. Однако уменьшение различий между результатами KamLAND и SNO + Super-Kamiokande нивелирует предпочтение параметров NSI в канале осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$). Данное расхождение может являться просто следствием статистической или систематической ошибки.

2.1.2. Угол смешивания θ_{13} . Реакторные эксперименты Daya Bay [67], Double Chooz [68], RENO [69] обеспечили измерение угла θ_{13} на беспрецедентно высоком уровне точности. Первым экспериментом, получившим ненулевое значение угла θ_{13} на уровне достоверности 79% , стал реакторный эксперимент KamLAND [70] в 2010 г. Два ускорительных эксперимента, T2K и MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) [71], подтвердили [72, 73] полученный результат в 2011 г. Реакторный эксперимент Double Chooz годом позднее опубликовал [74] результат измерения θ_{13} . Но стоит отметить, что на тот момент статистическая значимость индивидуальных экспериментальных измерений не превышала 3σ . На основе всех доступных данных в 2011 г. была выполнена глобальная подгонка [75], указание на ненулевой θ_{13} возросло до $> 3\sigma$.

Первым экспериментом, обнаружившим ненулевое значение угла θ_{13} , т.е. измерившим его отличным от нуля на уровне достоверности 5σ , стал реакторный эксперимент Daya Bay [76] в 2012 г. Вскоре эксперимент RENO обнародовал свои измерения [77] со сравнимым уровнем значимости $4,9\sigma$. За прошедшие годы точность измерения θ_{13} увеличилась, и на данный момент она составляет $\sim 3\%$ (рис. 2). Доминирующий вклад в определение θ_{13} внесли измерения Daya Bay и RENO. Эксперимент Daya Bay завершил набор данных [83] в 2020 г., в ближайшие годы будет опубликован окончательный результат. RENO планировал закончить набор данных в 2021 г. Double Chooz завершил набор физических данных в 2018 г.

Будущие эксперименты достигнут чувствительности к θ_{13} , сравнимой с таковой реакторных экспериментов прошедшего десятилетия, но, скорее всего, уровень точности индивидуальных измерений не будет превзойдён.

2.1.3. Разность квадратов масс $|\Delta m^2_{32}|$. Совместная точность определения разности квадратов масс $|\Delta m^2_{32}|$ приближается к 1% . Измерения данного параметра проводятся в экспериментах с ускорительными, реакторными и атмосферными нейтрино. Оказавшееся достаточно большим значение угла θ_{13} позволило реакторным экспериментам Daya Bay и RENO измерить и $|\Delta m^2_{32}|$. Полученный Daya Bay результат является наиболее

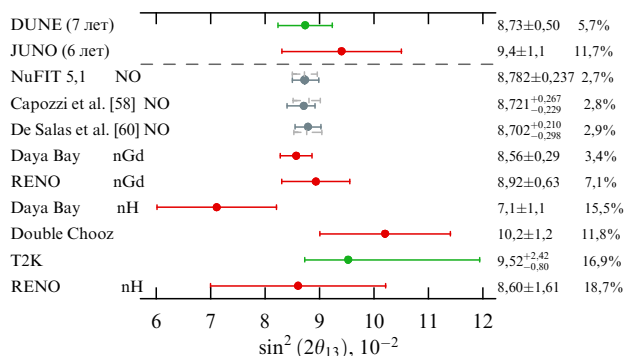


Рис. 2. Результаты измерения $\sin^2(2\theta_{13})$. Разными цветами представлены типы экспериментов (красный — реакторные, зелёный — ускорительные). NO (normal ordering) — нормальный порядок, nGd и nH — реакции захвата нейтрино на гадолинии и водороде соответственно. Тёмно-серым цветом обозначены результаты глобальных подгонок, серая штриховая линия — измеренные значения при предположении обратной иерархии. Над штриховой прямой для сравнения приведены чувствительности будущих экспериментов, в скобках приведено количество лет, необходимое для достижения указанной точности. Различные центральные значения будущих оценок обусловлены изначально разными предположениями о значениях параметров при расчётах чувствительностей [58–60, 78–82]. (Адаптированный рисунок из [64].)

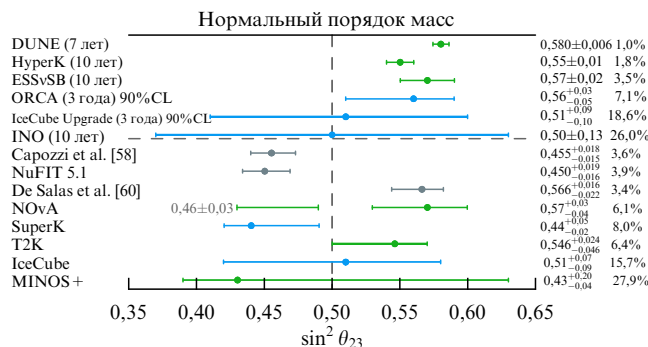


Рис. 4. Результаты измерения $\sin^2 \theta_{23}$ для случая нормального порядка масс нейтрино. Разными цветами представлены типы экспериментов (красный — реакторные, зелёный — ускорительные, синий — атмосферные). Тёмно-серым цветом обозначены результаты глобальных подгонок. Над штриховой прямой для сравнения приведены чувствительности будущих экспериментов, в скобках указано количество лет, необходимое для достижения представленной точности. Различные центральные значения будущих оценок обусловлены изначально разными предположениями о значениях параметров при расчётах чувствительностей [58–60, 65, 78, 79, 85–93]. (Адаптированный рисунок из [64].)

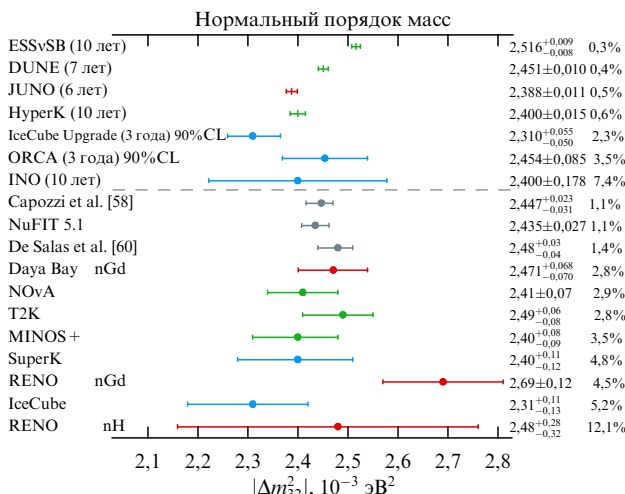


Рис. 3. Результаты измерения $|\Delta m^2_{32}|$ для случая нормального порядка масс нейтрино. Разными цветами представлены типы экспериментов (красный — реакторные, зелёный — ускорительные, синий — атмосферные). Тёмно-серым цветом обозначены результаты глобальных подгонок. Над штриховой прямой для сравнения приведены чувствительности будущих экспериментов, в скобках указано количество лет, необходимое для достижения представленной точности. Различные центральные значения будущих оценок обусловлены изначально разными предположениями о значениях параметров при расчётах чувствительностей [58–60, 65, 78, 79, 82, 85–93]. (Адаптированный рисунок из [64].)

прецизионным на данный момент. Ускорительные эксперименты (NOvA (NuMI (Neutrinos at the Main Injector) Off-axis ν_e Appearance) [84], T2K) в последние годы достигли чувствительности реакторных в определении $|\Delta m^2_{32}|$ и в связи с прекращением работы Daya Bay и RENO будут обладать наилучшей точностью в ближайшие годы, вплоть до начала запуска экспериментов следующего поколения. Текущие измерения представлены на рис. 3.

2.1.4. Угол смешивания θ_{23} . Другой "атмосферный" параметр — угол смешивания θ_{23} — измеряется в экспериментах с ускорительными (NOvA, T2K) и атмосферными (IceCube [94], Super-Kamiokande) нейтрино. Ввиду близости угла θ_{23} к $\pi/4$ остаётся открытым вопрос: в каком октанте лежит его точное значение? Этот угол смешивания ответствен за возможную симметрию ν_τ и ν_μ в ν_2 и ν_3 . Случай симметрии $\mu-\tau$ рассматривался, например, в [95, 96]. Значение θ_{23} и его возможное равенство $\pi/4$ обсуждались также в приложении к моделям кварк-лептонной комплементарности, например, [97] и флейворной симметрии A_4 [98].

Прецизионное измерение θ_{23} — актуальная и нетривиальная задача. На данный момент наиболее вероятное значение θ_{23} , определённое в разных экспериментах, находится в нижнем октанте ($< \pi/4$) θ_{23} (рис. 4).

2.2. Порядок масс нейтрино и фаза нарушения CP-чётности

До сих пор остаётся неизвестным порядок расположения нейтринных масс: $m_1 < m_2 < m_3$ (прямой порядок, или прямая иерархия) либо $m_3 < m_1 < m_2$ (обратный порядок, или обратная иерархия). Поэтому измерения Δm^2_{32} представляются экспериментами для каждой из этих гипотез.

Порядок масс, являясь фундаментальным параметром, требующим для понимания измерения осцилляций трёх типов нейтрино, играет в том числе важную роль в моделировании потоков нейтрино, возникших при гравитационном коллапсе ядер звёзд, приводящем к образованию сверхновых [99]. Флейворный состав нейтрино после прохождения высокоплотного вещества звезды зависит также и от порядка масс.

Порядок нейтринных масс играет важную роль для оценки перспектив экспериментов по поиску безнейтринного двойного бета-распада [30]. При поиске этого процесса уровень чувствительности экспериментов ближайшего будущего позволит зарегистрировать безнейтринный двойной бета-распад в случае, если иерархия масс нейтрино является обратной и данный распад имеет

место. Однако если в природе существует нормальная иерархия, то потребуются развитие методики экспериментов для повышения чувствительности на несколько порядков.

Аналогичная ситуация имеет место и в экспериментах по прямому измерению масс нейтрино и оценке $\sum m_{\nu_i}$ из космологических наблюдений, а именно с точки зрения чувствительности этих экспериментов предпочтительным является обратный порядок масс нейтрино [100]. Иерархия масс влияет также на ожидаемую форму спектра в экспериментах по поиску реликтовых нейтрино [101].

Ввиду перечисленных причин измерение порядка масс нейтрино является одной из флагманских задач нынешних и будущих нейтринных экспериментов.

Определение последнего неизвестного параметра — фазы δ_{CP} — стало принципиально возможным после измерения угла θ_{13} , оказавшегося ненулевым (и не очень малым). Сама возможность измерить параметр δ_{CP} появилась только в последние годы с началом работы ускорительных нейтринных экспериментов нового поколения. Принципиальная особенность экспериментов с ускорительными нейтрино — создание относительно чистых пучков частиц и античастиц. Для измерения фазы δ_{CP} с помощью таких пучков необходимо статистически значимо измерить канал появления электронных нейтрино ν_e (антинейтрино $\bar{\nu}_e$).

Наряду с определением иерархии масс нейтрино одной из центральных задач современных и будущих нейтринных экспериментов является получение ограничений на параметр δ_{CP} . Фаза нарушения CP -инвариантности δ_{CP} — потенциальный новый источник CP -нарушения, по сравнению с кварковым сектором. Ряд моделей [102, 103] напрямую связывает CP -нарушение, обусловленное $PMNS$ -матрицей, и барионную асимметрию, другим теориям [104, 105] значение этой фазы неважно.

Как отмечалось, неизмеренными параметрами лептонного сектора SM остаются иерархия масс нейтрино, фаза δ_{CP} и неопределённость значения угла смешивания θ_{23} . К последним двум параметрам, в частности, чувствителен канал осцилляций $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_e$), который и используется ныне работающими экспериментами для измерений. При прохождении нейтринного пучка сквозь вещество добавляется чувствительность к порядку масс нейтрино, поскольку эффект взаимодействия нейтрино с веществом различен для двух иерархий (см. формулу (3)).

Ввиду сложной зависимости вероятностей осцилляций $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_e$) от указанных трёх параметров обсуждение актуального статуса измерения нарушения CP -чётности и иерархии масс почти невозможно отделить друг от друга. В настоящее время измерение этих параметров проводится экспериментами NOvA, T2K и Super-Kamiokande. В последнем чувствительность к иерархии масс появляется благодаря регистрации атмосферных нейтрино и эффекту взаимодействия нейтрино с веществом Земли. Чувствительность к δ_{CP} у Super-Kamiokande в случае атмосферных нейтрино низка из-за невысокой эффективности разделения электронных нейтрино и антинейтрино [106]. После добавления [107] в воду детектора Super-Kamiokande 14 т гидратированного сульфата гадолиния $Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$ эффективность регистрации антинейтрино возрастёт благодаря дополни-

тельному сигналу от захвата нейтрона на гадолинии [108], что положительно скажется и на осцилляционной программе Super-Kamiokande. На данный момент результат Super-Kamiokande обладает наибольшей статистической значимостью среди результатов всех экспериментов. В предыдущие годы уровень значимости, на котором отвергалась обратная иерархия, при глобальной подгонке к данным достигал $> 3\sigma$.

В последние годы предпочтительность нормальной иерархии понемногу уменьшается, достигнув в 2020 г. уровня значимости $2,7\sigma$ согласно результатам глобального анализа NuFIT 5.0 [109]. Не последнюю роль в ослаблении предпочтения нормальной иерархии играет расхождение результатов NOvA и T2K, существующее несколько последних лет. Поскольку оба этих проекта на данный момент являются лидерами по чувствительности к иерархии масс нейтрино и δ_{CP} , далее более подробно представлены статус NOvA и T2K и методика их измерений.

Ускорительные эксперименты для исследования нейтринных осцилляций имеют схожую постановку. Эксперимент T2K начал набор данных на четыре года раньше, чем NOvA, что позволило ему принять участие в гонке получения указаний на ненулевое значение угла смешивания θ_{13} [110, 111]. Для формирования пучка нейтрино/антинейтрино в T2K используется протонный синхротрон комплекса J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex), совместного проекта KEK (Japan's High Energy Accelerator Research Organization) и JAEA (Japanese Atomic Energy Agency) [112]. Ускорительный комплекс, состоящий из линейного ускорителя (при прохождении которого энергия увеличивается от нескольких кэВ до 400 МэВ), быстроциклирующего синхротрона (до 3 ГэВ) и главного синхротрона, позволяет ускорять протоны до энергии 30 ГэВ и выводить их на неподвижную графитовую мишень каждые 2,5 с. В 2020 г. достигнута рекордно высокая мощность пучка — 515 кВт [113] (эксперимент стабильно работает при этом значении), интенсивность $2,5 \times 10^{14}$ протонов в импульсе, длительность импульса 5 мкс.

Эксперимент NOvA базируется в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (Fermi National Accelerator Laboratory, FNAL) (Иллинойс, США), проект финансируется Департаментом энергетики США. Как и в случае проекта T2K, протоны последовательно проходят цепочку ускорителей. На финальной стадии, в синхротроне Main Injector, они разгоняются до энергии 120 ГэВ и также сталкиваются с углеродной мишенью. Рекордно высокая мощность пучка на данный момент составляет 843 кВт (средняя — 750 кВт), интенсивность $5,2 \times 10^{13}$ протонов в импульсе, сброс на мишень происходит каждые 1,3 с.

Важной характеристикой набора статистики в ускорительных нейтринных экспериментах является мощность пучка, пропорциональная энергии пучка протонов, числу протонов в импульсе и обратно пропорциональная времени цикла ускорения. Работа ускорительных комплексов, производящих нейтринные пучки, их сравнение и перспективы развития детально рассмотрены в обзоре [114]. За счёт сокращения цикла до 1,16 с и увеличения числа протонов в импульсе до $4,3 \times 10^{14}$ в J-PARC к 2028 г. предполагается достичь мощности пучка 1,3 МВт. В ускорительном комплексе FNAL время цикла планируется уменьшить до 1,2 с, а число протонов

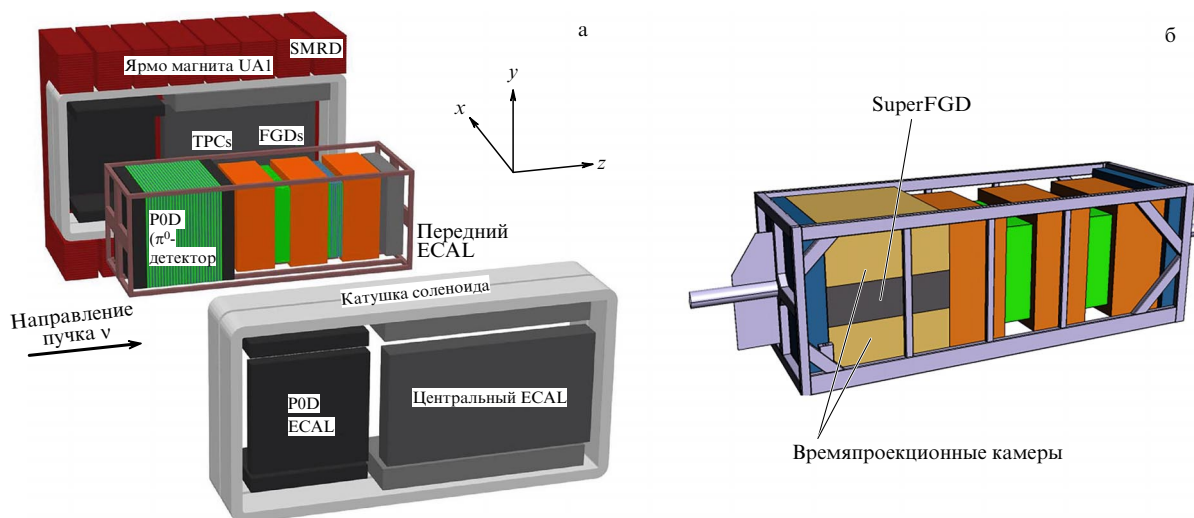


Рис. 5. Схематическое изображение детекторного комплекса ND280 эксперимента T2K: (а) в нынешней конфигурации и (б) планируемая модернизация для экспериментов T2K-II и Hyper-Kamiokande.

в импульсе увеличить до $7,6 \times 10^{13}$ (в дальнейшем до 15×10^{13}). Как следствие, мощность пучка во FNAL достигнет 1,2 МВт (2,4 МВт) к 2026 (> 2030) г.

В обоих экспериментах используется ставшая уже классической схема из двух детекторов: ближнего и дальнего. Ближний детектор измеряет спектр нейтрино, когда осцилляции нейтрино вносят пренебрежимо малый вклад. Дальний детектор измеряет эффект осцилляций. В NOvA и T2K детекторы расположены вне оси пучка для получения квазимонохроматического спектра и подавления высокоэнергичных событий из хвоста спектра, представляющих собой фон. Пиковая энергия нейтринного пучка T2K составляет 0,6 ГэВ, у NOvA ввиду более длинной базы осцилляций для энергии нейтринного пучка было выбрано значение 1,8 ГэВ.

2.2.1. Детекторы эксперимента T2K. Ближний детекторный комплекс T2K, расположенный на расстоянии 280 м от мишени, состоит из детектора на оси пучка INGRID (Interactive Neutrino GRID) и комплекса ND280 [20], расположенного под углом $2,5^\circ$ вне оси. INGRID [115] представляет собой сэндвич-структуру, собранную из модулей в форме креста. Модули состоят из плоскостей железа и сегментированного сцинтиллятора. Нейтринные события идентифицируются по трекам мюона, по которым определяется направление пучка и его профиль. Называемый протонным дополнительный модуль на оси пучка, состоящий только из сцинтиллятора, используется для регистрации квазиупругого канала взаимодействий нейтрино и сравнения этих данных с результатами моделирования.

Основной для осцилляционной физики детекторный комплекс, ND280, располагающийся в том же экспериментальном зале, но уже под углом к пучку, состоит из нескольких частей (рис. 5а):

- детектора POB [116] для измерения сечения взаимодействия нейтрино с водной мишенью в канале нейтрального тока с рождением π^0 ;
- трекового детектора на основе времяпроекционных камер TPC (Time-Projection Chamber) [117];
- двух высокосегментированных сцинтилляционных детекторов FGD (Fine Grained Detector) [118];

- электромагнитного калориметра ECAL [119], дополняющего внутренние детекторы для полного восстановления всех событий;

- детектора SMRD (Side Muon Range Detector) [120] для регистрации мюонов, имеющих большие углы вылета по отношению к направлению пучка, служащего также в качестве вето-системы для космических мюонов.

Перечисленные устройства находятся внутри магнита бывшего эксперимента UA1 [121], создающего равномерное магнитное поле 0,2 Тл.

С 2018 г. в экспериментальном зале ближнего детектора T2K проводится дополнительный эксперимент WAGASCI/Baby-MIND (Water Grid And SCIntillator detector)/Baby Magnetized Iron Neutrino Detector) [122], имеющий помимо выполнения собственной физической программы важную задачу измерения отношения $H_2O:CH$ -сечений взаимодействий нейтрино с водной и углеводородной мишенями. Это поможет уменьшить систематическую ошибку при экстраполяции результатов, полученных на углеводороде, на водную мишень, поскольку дальний детектор в качестве активного материала использует воду.

Основная задача ближних детекторов ускорительных экспериментов с длинной базой — измерение потоков ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) и ν_e ($\bar{\nu}_e$), которые будут использоваться для предсказания сигнальных событий исчезновения $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$) и появления $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$), а также фона $\nu_e \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$) в дальнем детекторе эксперимента. Ближний детектор T2K позволяет надёжно измерять и другие фоны, например взаимодействие нейтрино через нейтральные токи с рождением π^0 .

Дальний детектор T2K — установка Super-Kamiokande, расположенная на расстоянии 295 км от J-PARC. Примерно 20 лет назад в эксперименте Super-Kamiokande совместно с экспериментом SNO были открыты осцилляции нейтрино. Черенковский детектор Super-Kamiokande цилиндрической формы диаметром 39 м и высотой 42 м, заполненный 50 кт чистой воды, состоит из двух частей — внутренней и внешней. События из внутреннего детектора (с геометрическим покрытием фотомножителями 40 % поверхности) используются для физической программы. Внешний детектор — защита от

фонов и вето-система для атмосферных мюонов. Super-Kamiokande способен детектировать атмосферные, ускорительные и солнечные нейтрино, что делает научную программу очень насыщенной.

2.2.2. Детекторы эксперимента NOvA. Ближний детектор эксперимента NOvA, расположенный под углом $0,8^\circ$ к оси пучка нейтрино, представляет собой трековый калориметр, собранный из плоскостей поливинилхлоридных ячеек, заполненных жидким сцинтиллятором. Ближний детектор находится на расстоянии 1 км после графитовой мишени на глубине 105 м, что защищает его от фона космических мюонов. Размер ближнего детектора — $3,9 \times 3,9 \times 15,9$ м. В дальней (по пучку) части детектора располагается мюонный фильтр, состоящий из листов стали, чередующихся с плоскостями сцинтиллятора.

Дальний детектор NOvA представляет собой жидкосцинтилляционный калориметр той же конструкции, что и ближний детектор, но с большими размерами, $15,5 \times 15,5 \times 59,6$ м. Плоскости с x - и y -направлением, чередуясь, располагаются перпендикулярно пучку. Сечение индивидуальных ячеек, из которых собраны плоскости, в ближнем и дальнем детекторах, одинаково — 6×4 см, а длина ячеек равна поперечному размеру детекторов.

База осцилляций в NOvA составляет 810 км. Энергетическое разрешение для пиковых энергий — 10 % для ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) и 11 % для ν_e ($\bar{\nu}_e$). Особенностью эксперимента NOvA является практически полная идентичность (за исключением размеров) ближнего и дальнего детекторов, что при экстраполяции позволяет сократить часть систематических неопределённостей.

2.2.3. Текущие результаты NOvA и T2K. Актуальные на момент написания настоящего обзора результаты по измерению параметров осцилляций нейтрино были представлены в 2020 г. на конференции NEUTRINO 2020 [123]. Ожидаемой новостью явились обновления результатов измерений иерархии масс и δ_{CP} . Любопытным фактом стало ослабление статистической значимости предыдущего результата эксперимента T2K, опубликованного в *Nature* несколькими месяцами ранее [124]. Причины заключались в изменениях калибровок Super-Kamiokande и моделей потоков и сечений. Но самое большое влияние на δ_{CP} оказали новые данные, набранные в 2019–2020 гг., что в очередной раз подтверждает огромное влияние на результат статистических флуктуаций и нестабильность извлечённых параметров модели в экспериментах с низкой статистикой.

Актуальные результаты на данный момент следующие. T2K предпочитает нормальный порядок нейтринных масс на уровне значимости $> 1\sigma$ и $\delta_{CP} = 1,37^{+0,32}_{-0,22}\pi$ [78]. Super-Kamiokande отдаёт предпочтение нормальной иерархии на уровне $71,4$ – $90,3$ %, полученной методом CLs [125], $\delta_{CP} = 1,39^{+0,28}_{-0,44}\pi$ [65]. В случае NOvA предпочтение нормальной иерархии имеет уровень значимости 1σ , $\delta_{CP} = 0,82^{+0,24}_{-1,0}\pi$ [93]. Несмотря на, казалось бы, большую разницу полученных результатов, разница в терминах найденного δ_{CP} не так велика — не более 2σ . Подробнее этот вопрос обсуждается ниже.

Сложившаяся на данный момент ситуация, когда T2K и NOvA предпочитают разные значения δ_{CP} , из-за вырождения приводит к тому, что совместная подгонка к данным обоих экспериментов отдаёт предпочтение об-

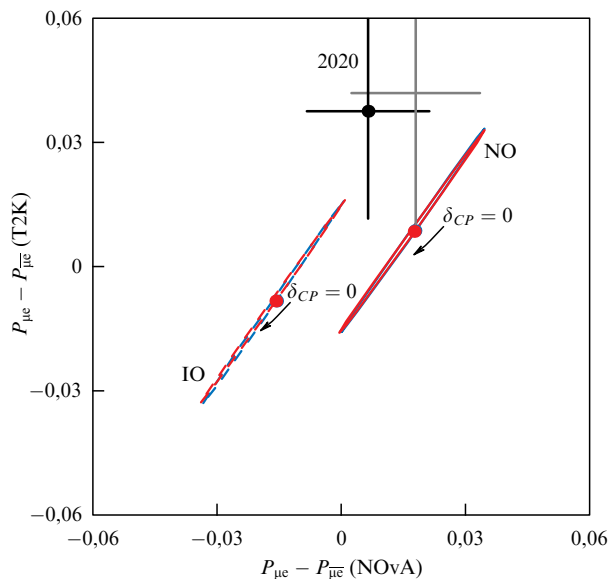


Рис. 6. Разности вероятностей осцилляций $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ и $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ для NOvA (ось абсцисс) и T2K (ось ординат) [126]. Сплошные линии соответствуют нормальной иерархии масс, штриховые — обратной. Кривые красного цвета относятся к T2K, синего — к NOvA. При комбинировании результатов этих двух экспериментов предпочтительной оказывается обратная иерархия нейтринных масс, $\delta_{CP} = 3\pi/2$. Результат наилучшей подгонки показан чёрным кружком. Красные кружки обозначают $\delta_{CP} = 0$. Предыдущий результат показан серым цветом.

ратной иерархии масс нейтрино [109, 126] (рис. 6). Чем это обусловлено на самом деле: статистической флуктуацией, неизвестной систематической ошибкой или экзотической возможностью — проявлением новой физики, — на данный момент неизвестно. Оба эксперимента из-за описанных выше особенностей постановок имеют существенно различающиеся подходы к учёту систематических неопределённостей и к осцилляционному анализу в целом.

Для удобства сравнения разных компонентов анализов экспериментов NOvA и T2K далее они приводятся в виде поочерёдного сопоставления.

В NOvA из-за одинаковых детекторов используется процедура экстраполяции в дальний детектор настроенных в ближнем детекторе предсказаний, разыгранных по методу Монте-Карло. Перевзвешиваются именно компоненты предсказаний в спектре по восстановленной энергии. Влияние каждой систематической неопределённости оценивается тем же способом: сдвинутые на величину неопределённости предсказания настраиваются в ближнем детекторе, а затем экстраполируются в дальний. В случае NOvA при такой экстраполяции не возникает вклада в ошибку, обусловленного разными материалами детекторов. Последнее позволяет существенно уменьшить влияние систематических неопределённостей, связанных с пучком и сечениями взаимодействия нейтрино, — полная систематическая неопределённость измерения при использовании экстраполяции сокращается примерно в два раза. Хуже контролируются в ходе экстраполяции систематические неопределённости, связанные с детектором. В подгонке к данным дальнего детектора учитываются только поправленные предсказания. События-кандидаты разбиваются на несколько спектров по восстановленной энергии: ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$), разделён-

ные на четыре спектра по доле энергии адронного ливня в полной энергии; ν_e ($\bar{\nu}_e$), разделённые на два спектра в зависимости от значения классификатора нейтринных событий. Сам анализ данных можно охарактеризовать как частотный с профилированными систематическими неопределённостями и штрафными членами.

В отличие от NOvA, T2K не располагает одинаковыми детекторами, но имеет для корректного проведения измерений на воде несколько детекторных подсистем со слоями воды, описанных выше. На данный момент [127] используется 18 групп событий, разбитых по категориям в зависимости от зарегистрированных топологий в FGD. Аппроксимация данных в ближнем детекторе проводится в пространстве параметров (ρ_μ , $\cos\theta_\mu$), которые хорошо восстанавливаются в этом детекторе. Варьируется ≈ 600 параметров, связанных с детектором ND280, ≈ 50 параметров, связанных с сечениями взаимодействия, и ≈ 100 параметров, связанных с потоками нейтрино. В ближнем детекторе T2K подгоняются именно параметры используемых моделей и их неопределённости, благодаря чему полная неопределённость сокращается более чем в два раза по сравнению с теоретической ошибкой.

Обновлённые параметры для моделей потоков и сечений используются при подгонке к данным в дальнем детекторе. Для учёта неосновных (nuisance) параметров в подгонке используются маргинализация и интегрирование с помощью методов Монте-Карло с марковскими цепями [128]. В дальнем детекторе осуществляется подгонка осцилляционных параметров и около 50 неосновных параметров, связанных с систематическими неопределённостями детектора Super-Kamiokande. Используются пять групп событий: спектры событий-кандидатов ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$), ν_e ($\bar{\nu}_e$) и один новый класс событий, введённый в анализ [129] в 2017 г., — ν_e -взаимодействие через заряженные токи с рождением одного пиона. Последний класс обеспечивает весомый вклад в уровень значимости предпочтения максимального CP -нарушения. Однако следует отметить расхождение результатов моделирования и данных T2K для этого класса событий. Дополнительное искусственное увеличение уровня значимости [130] появляется потому, что модель не согласуется с данными даже в точке наилучшей подгонки.

Методы анализа данных в T2K более развиты, чем в NOvA. Не последнюю роль здесь сыграло более раннее начало физического пуска эксперимента по сравнению с таковым у NOvA. В данный момент в T2K есть три варианта аппроксимации данных: частотный с помощью метода Фельдмана–Казинса [131], как и в NOvA, чисто байесовский и гибридный. Только байесовский подход использует одновременную подгонку к данным и ближнего, и дальнего детекторов.

Важную роль в осцилляционном анализе играет моделирование событий. В случае T2K из-за меньшей энергии пучка основной класс нейтринных взаимодействий — квазиупругое взаимодействие, меньший вклад — за счёт резонансного канала с рождением одного пиона и взаимодействий МЕС (Meson Exchange Current) [132] ($2p2h$), наименьшая часть событий — глубоконеупругое взаимодействие. Основное программное обеспечение для моделирования нейтринных взаимодействий — NEUT [133].

В NOvA в качестве генератора нейтринных взаимодействий используется GENIE (Generates Events for Neu-

trino Interaction Experiments) [134], кроме того, веса для сечений в нём дополнительно настраиваются на основе данных ближнего детектора [135]. В итоге из-за разных генераторов взаимодействий и разного подхода к их настройке оба эксперимента имеют схожее моделирование квазиупругих и резонансных взаимодействий, но разный подход к МЕС и глубоконеупругим взаимодействиям. Но, даже несмотря на некоторую схожесть, эксперименты имеют разные энергии пучков, разный отбор событий, разные способы восстановления энергии. Поэтому и влияние на анализ данных систематических неопределённостей в экспериментах различно.

В T2K в качестве ограничений для моделирования потока с помощью программного пакета FLUKA используются внешние ограничения из эксперимента NA61/SHINE (SPS (Super Proton Synchrotron) Heavy Ion and Neutrino Experiment) [136] в ЦЕРНе для измерения выхода адронов в результате столкновения пучка протонов с тонкой мишенью и с репликой мишени эксперимента T2K. Помимо того, поток регистрируется в INGRID и мюонных мониторах на пути пучка. В NOvA поток нейтрино моделируется с помощью программного пакета GEANT4 и корректируется с помощью разработанного в MINERvA (Main Injector Neutrino Experiment to study ν -A interactions) пакета PPFX [137], использующего внешние данные о рождении адронов в мишени из экспериментов Бартона и др. [138] NA61, NA49, MIPP (Main Injector Particle Production). Важным потенциальным источником систематической неопределённости здесь является корреляция систематических ошибок NA61 и NA49, используемых T2K и NOvA соответственно.

Что касается самих детекторов экспериментов NOvA и T2K, то они разные, поэтому систематические неопределённости, связанные с ними, являются различными и предполагаются некоррелированными.

Несмотря на то что разница в результатах NOvA и T2K составляет всего $\sim 2\sigma$, для объяснения этого расхождения (рис. 7а) в последнее время в литературе предлагается и экзотическая возможность — нестандартные взаимодействия (NSI) [139].

Нестандартные взаимодействия были введены для реализации осцилляций безмассовых нейтрино в веществе в оригинальной работе Л. Вольфенштейна [45]. Добавочный член в гамильтониан выглядит следующим образом:

$$H = \frac{1}{2E} \left[U^\dagger M^2 U + a \begin{pmatrix} 1 + \epsilon_{ee} & \epsilon_{e\mu} & \epsilon_{e\tau} \\ \epsilon_{e\mu}^* & \epsilon_{\mu\mu} & \epsilon_{\mu\tau} \\ \epsilon_{e\tau}^* & \epsilon_{\mu\tau}^* & \epsilon_{\tau\tau} \end{pmatrix} \right], \quad (5)$$

где E — энергия нейтрино, U — матрица смешивания, M — диагональная матрица разностей квадратов масс, $a = 2\sqrt{2}G_F N_e E$ — член, отвечающий за взаимодействие нейтрино с веществом, N_e — плотность электронов. Члены $\epsilon_{\alpha\beta}$ — параметры, характеризующие величину нового взаимодействия относительно слабого взаимодействия, возникают из эффективного лагранжиана и для нейтрального тока определяются как

$$\mathcal{L}_{\text{NSI}} = -2\sqrt{2}G_F \sum_{\alpha,\beta,f} \epsilon_{\alpha\beta}^f (\bar{\nu}_\alpha \gamma^\mu \nu_\beta) (\bar{f} \gamma_\mu f). \quad (6)$$

Параметры NSI в гамильтониане и лагранжиане связаны следующим образом: $\epsilon_{\alpha\beta} = \sum_f (N_f/N_e) \epsilon_{\alpha\beta}^f$, где N_f — кон-

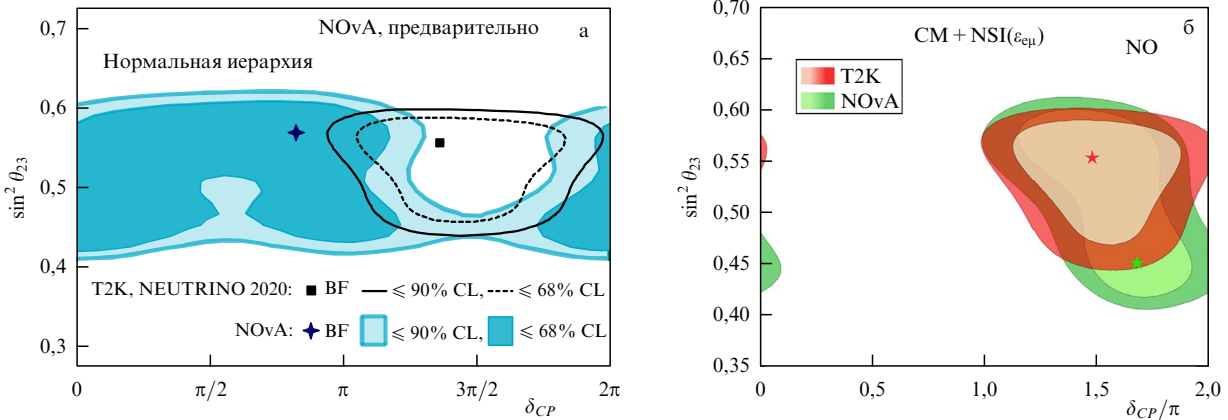


Рис. 7. Сравнение доверительных контуров, полученных экспериментами NOvA [93] и T2K [78]: (а) при отдельных анализах без NSI и (б) с параметрами NSI, полученными при совместной подгонке к данным этих экспериментов при наличии NSI [141]. Различными символами показаны соответствующие результаты наилучшей подгонки (best fit — BF). Для результатов каждого эксперимента разными цветами выделены контуры с уровнями достоверности 68 % и 90 %.

центрация фермионов. Для вещества Земли можно полагать $N_n \simeq N_p = N_e$, в таком случае $N_u \simeq N_d \simeq 3N_e$: $\varepsilon_{\alpha\beta} \simeq \varepsilon_{\alpha\beta}^e + 3\varepsilon_{\alpha\beta}^u + 3\varepsilon_{\alpha\beta}^d$.

В работах [140, 141] рассматривается гипотеза комплексных NSI $\varepsilon_{\alpha\beta} = |\varepsilon_{\alpha\beta}| \exp(i\phi_{\alpha\beta})$ через нейтральные токи. NSI могут быть низкоэнергетичным проявлением физики высоких энергий новых тяжёлых состояний или могут быть связаны с лёгкими медиаторами.

Поскольку эффект NSI непосредственно связан с эффектами взаимодействия нейтрино с веществом, интерес представляет сравнение результатов экспериментов с разными базами или разными типами вещества, и различие их результатов может быть косвенным указанием на наличие NSI. Рассматриваются константы связи $\varepsilon_{e\mu}$ и $\varepsilon_{e\tau}$, потенциально имеющие отношение к вероятностям осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Для μ - τ -сектора, соответствующего $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, существуют сильные ограничения, накладываемые атмосферными экспериментами [142, 143]. В присутствии NSI совместная подгонка к данным T2K и NOvA приводит к значению лептонной $\delta_{CP} \sim 3\pi/2$ и предпочтению нормальной иерархии (рис. 7б). Для фаз $\phi_{e\mu}$ и $\phi_{e\tau}$ новых взаимодействий предпочтение также отдаётся максимальному нарушению CP -чётности. В случае обратной иерархии, где NOvA и T2K согласуются, никаких признаков NSI не найдено. Лучшее значение подгонки для NOvA + T2K в присутствии NSI $|\varepsilon_{e\mu}| = 0,19$ [140], что не сильно отвергается анализом IceCube $|\varepsilon_{e\mu}| = 0,07$ (рис. 8) с учётом точности проведённого анализа. Результат второй группы [141] для этого параметра: $|\varepsilon_{e\mu}| = 0,15$ — лежит в пределах 90 % CL IceCube [144, 145].

Также одним из возможных объяснений расхождения результатов NOvA и T2K является нарушение лоренц-инвариантности. В работе [146] показано, что в случае справедливости этой гипотезы расхождение между результатами NOvA и T2K немного сокращается. В работе [147] рассматривается вариант неунитарности матрицы смешивания Понтекорво – Маки – Накагавы – Сакаты. В работе [148] выдвигается идея бегущих нейтринных масс и параметров смешивания, что также подразумевает новую физику, которая проявляется в квантовых поправках. При наличии этих эффектов и учёта ограничений из экспериментов с короткой базой расхождение между NOvA и T2K немного сглаживается. Показано также, что

стерильные нейтрино не могут являться объяснением данного расхождения [149].

Несмотря на интересные возможные интерпретации полученных результатов, статистическая значимость расхождения мала. В ближайшие годы в NOvA и T2K ожидается ряд улучшений. Модернизация ускорительных комплексов J-PARC и FNAL для Hyper-Kamiokande и DUNE предполагает поэтапные улучшения, затрагивающие и действующие сейчас эксперименты, благодаря чему T2K к ~ 2026 г. наберёт 200×10^{20} POT (Protons On Target), что позволит повысить чувствительность к максимальному CP -нарушению до 3σ . Будет модернизирован ближний детектор, который станет играть важную роль в будущем эксперименте Hyper-Kamiokande. Речь об указанных изменениях пойдёт в разделе 3.

Ожидаемые улучшения в NOvA коснутся в основном ускорительного комплекса FNAL и анализа данных. К окончанию набора данных в ~ 2025 г. мощность пучка от ускорителя составит 900 кВт (проектная мощность 700 кВт). В данный момент набирает ста-

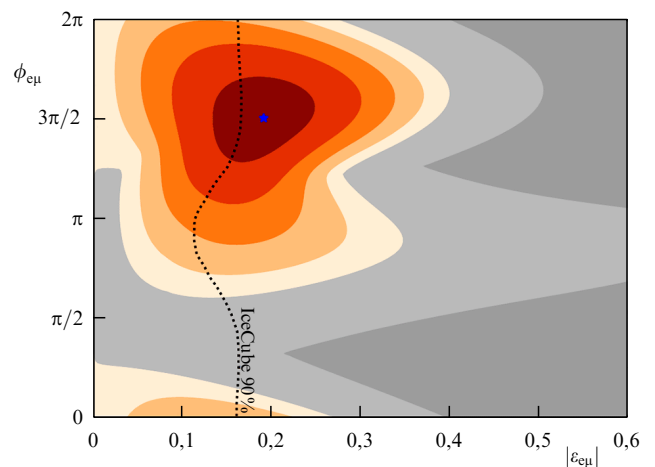


Рис. 8. Доверительные контуры на плоскости параметров NSI $\varepsilon_{e\mu} - \phi_{e\mu}$ при совместной подгонке к данным экспериментов NOvA и T2K [140]. Оранжевые контуры соответствуют шагу в $\Delta\chi^2 = 1$. Серые области исключаются результатами NOvA и T2K. Пунктирная кривая показывает ограничение на эти параметры, полученное экспериментом IceCube.

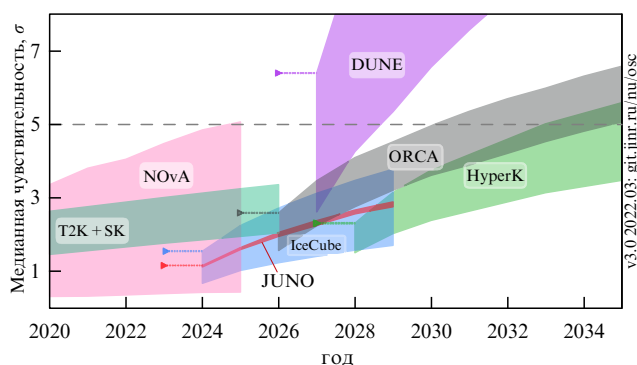


Рис. 9. Ожидаемая чувствительность действующих и будущих экспериментов к иерархии масс нейтрино по годам. Фигурами разного цвета представлены области возможного измерения, ограниченные сочетаниями осцилляционных параметров, приводящими к крайним значениям чувствительности для каждого эксперимента. Треугольные маркеры отмечают начало набора данных.

тистику прототип детектора на пучке тестовых частиц в Фермилаб [150], что улучшит понимание детекторов и их отклика. Как следствие, соответствующие систематические неопределённости уменьшатся.

На рисунке 9 представлены ожидаемые чувствительности NOvA и T2K по измерению иерархии масс нейтрино по годам. К запуску Hyper-Kamiokande и DUNE иерархия масс, вероятнее всего, будет измерена на уровне значимости $3\text{--}4\sigma$. В случае максимальной фазы CP -нарушения чувствительность к отклонению $\delta_{CP} = 0, \pi$ составляет 3σ в лучшем случае для эксперимента T2K и $\sim 2\sigma$ для NOvA.

Интерес также представляет будущий первый полноценный совместный анализ данных T2K и Super-Kamiokande, подобный анализу данных с ускорительными и атмосферными нейтрино по примеру MINOS [151]. В работе [152] показано небольшое улучшение чувствительности Super-Kamiokande при использовании опубликованных результатов T2K. Также предстоит полноценный совместный анализ экспериментов NOvA и T2K [153], планируемый на 2022 г.

3. Дальнейшие перспективы

3.1. Будущие ускорительные эксперименты

Эксперименты NOvA и T2K продолжают набор данных до 2025–2026 гг., пока ускорительные комплексы не будут остановлены для финальных подготовительных работ для Hyper-Kamiokande и DUNE.

3.1.1. Hyper-Kamiokande. К 2022 г. в эксперименте T2K в рамках программы T2K-II [154] предполагается завершить обновление ближнего детектора, который будет эксплуатироваться и в проекте Hyper-Kamiokande. Действующая конструкция ND280, как описано в разделе 2, оптимальна для регистрации частиц, движущихся в направлении пучка нейтрино, в основном заряженных лептонов и нейтральных пионов. Дальний черенковский детектор имеет хорошую эффективность регистрации частиц по всем углам вылета лептонов. Таким образом, акцептанс ближнего детектора существенно меньше акцептанса дальнего. Кроме этого, в ближнем детекторе имеется высокий порог регистрации пионов и протонов,

а нейтроны по большей части не регистрируются. Конструкция также имеет ряд ограничений на эффективность восстановления, энергетическое и временное разрешение, идентификацию вторичных частиц, движущихся в перпендикулярной плоскости к направлению первичного нейтрино или рассеянных в обратном направлении.

Обновлением фазы II являются замена P0D прецизионным высокосегментированным сцинтилляционным детектором SuperFGD [155], установка двух горизонтальных времяпроекционных камер [156] и времяпролётного детектора [157] вокруг этого нового трекера (рис. 5б). Полная масса активной части детектора возрастёт почти в два раза, до 4 т, что приведёт к существенному увеличению числа зарегистрированных событий.

Детектор SuperFGD размером $2 \times 2 \times 0,6$ м включает в себя примерно 2 млн кубиков из полистирола размером 1 см^3 , изолированных друг от друга светоотражающими стенками. Световой сигнал передаётся фотодетектору по оптоволокну, проходящему в трёх перпендикулярных проекциях и пронизывающему все кубики до боковых стенок детектора. Трёхстороннее считывание сигнала в сочетании с окружением двух времяпроекционных камер сверху и снизу позволяет осуществить трёхмерное восстановление треков и ливней с высоким разрешением, а детальная сегментация позволяет также восстанавливать треки быстрых нейтронов для лучшего восстановления энергии антинейтрино. Эффективность регистрации мюонов достигнет $\sim 70\%$ при углах вылета $\sim 90^\circ$, в предыдущей версии детектора эта величина практически равнялась нулю. Эффективность регистрации протонов предполагается на уровне $\sim 90\%$ для импульсов $> 400 \text{ МэВ/с}$. Ожидаемая эффективность регистрации нейтронов 60% , энергетическое разрешение $15\text{--}30\%$. Временное разрешение SuperFGD 950 пс, времяпролётного детектора — 150 пс. Минимальное требование к новым ТРС детектора ND280 — предоставление тех же физических возможностей, что и нынешний P0D, но при меньшем занимаемом объёме. В новых камерах будет использоваться газ на основе аргона и резистивные Micromegas-детекторы.

Предварительные тесты показали улучшение основных характеристик, особенно пространственного разрешения: в три раза лучше ($< 200 \text{ мкм}$ при дрейфе на расстояние 10 см), чем в нынешнем P0D-детекторе. Ожидается, что благодаря описанной выше модификации P0D полная систематическая ошибка уменьшится от $5\text{--}6\%$ до $3\text{--}4\%$. Для эксперимента T2K-II уменьшение систематической неопределённости не играет существенной роли, поскольку эксперименты нынешнего поколения ограничены статистической ошибкой. Напротив, для эксперимента Hyper-Kamiokande модернизация ND280 и уменьшение систематической неопределённости играют наиважнейшую роль для успешного решения основных физических задач.

Дальний детектор Hyper-Kamiokande [158] — водный черенковский детектор с массой мишени 258 кт — является цилиндрическим резервуаром диаметром 68 м и высотой 71 м, его полезный объём составляет 188 кт, в восемь раз превосходя полезный объём Super-Kamiokande. Hyper-Kamiokande, как и Super-Kamiokande, в качестве фотодетекторов будет использовать 20-дюймовые фотоэлектронные умножители (ФЭУ) с геометрическим покрытием 40% . Детектор планируется располо-

жить внутри горы Ниджуго-яма в шахте Точибора в Камииоке на расстоянии 295 км от ускорительного комплекса J-PARC (и примерно в 8 км к югу от Super-Kamiokande), нейтринный поток будет направлен под углом $2,5^\circ$ от оси пучка, как и в эксперименте T2K. Научная программа Hyper-Kamiokande ещё более обширна, чем у Super-Kamiokande: детектирование ускорительных, атмосферных, солнечных и геонейтрино, распада протона и исследование других редких процессов, регистрация нейтринного сигнала от сверхновых и др.

В дополнение к ближнему и дальнему детекторам планируется установить промежуточный водный черенковский детектор (Intermediate Water Cherenkov Detector, IWCD) [159] с массой мишени около 1 кт, расположенный на расстоянии примерно 1 км от мишени в J-PARC. Резервуар с водой сможет перемещаться вертикально и сканировать энергетический спектр нейтринного пучка с различными значениями внеосевого угла. Мишень IWCD полностью идентична мишени Hyper-Kamiokande, что в свою очередь в значительной степени позволит учесть и сократить систематические неопределённости осцилляционного анализа, связанные с сечением взаимодействия нейтрино.

3.1.2. DUNE. Ещё один проект класса Меганаука (MegaScience) — международный эксперимент DUNE [160], схожий по концептуальному подходу к измерению осцилляций нейтрино с экспериментом NOvA: поток мюонных нейтрино формируется с помощью ускорительного комплекса в Фермилаб. Этот полномасштабный проект подразумевает ряд улучшений существующей инфраструктуры, реализуемых в Фермилаб. Проект LBNF (Long Baseline Neutrino Facility) [161] включает в себя создание отдельного вывода протонного пучка из синхротрона Main Injector в направлении штата Южная Дакота, всю инфраструктуру для получения пучка нейтрино, а также экспериментальные залы для детекторов в Фермилаб и Сэнфордском подземном исследовательском центре (Sanford Underground Research Facility, SURF) в Лиде (Южная Дакота, США).

Проект PIP-II [162] является продолжением проекта PIP (Proton Improvement Plan) [163] по наращиванию интенсивности протонного пучка ускорительного комплекса в Фермилаб, начатого в 2012 г. PIP и PIP-I+ в основном уже реализованы [164] для NOvA, MINERvA и ранее для MINOS/MINOS+. Эта стадия улучшения предполагала только оптимизацию существующих ускорителей без какой-либо их серьёзной модернизации. Благодаря реализации PIP и PIP-I+ мощность пучка NOvA в ближайшие годы может достигнуть около 1 МВт. Основное улучшение, согласно плану PIP-II для DUNE, — замена линейного ускорителя на энергию 400 МэВ с обычной проводимостью сверхпроводящим на энергию 800 МэВ, что позволит достигнуть мощности 1,2 МВт при энергии пучка 120 ГэВ. PIP-II должен быть завершён в 2025–2026 гг., дальнейшее увеличение мощности протонного пучка для DUNE до 2,4 МВт (интенсивность $(1,1–1,9) \times 10^{21}$ POT год⁻¹), согласно плану PIP-III [165], может быть достигнуто посредством замены бустера и модернизацией нового линейного ускорителя и синхротрона Main Injector. Поскольку DUNE, в отличие от Hyper-Kamiokande, планирует существенное изменение постановки эксперимента, его оптимизация для достижения основной цели продолжается и ряд характеристик и

параметров всё ещё обсуждается. Например, энергия протонного пучка пока не выбрана, поэтому во всех реферируемых источниках приводится возможный диапазон 60–120 ГэВ. Окончательный выбор будет основываться на увеличении чувствительности эксперимента к измерению осцилляционных параметров. Основные характеристики пучковой линии также оптимизируются для достижения главной физической задачи эксперимента. Часть разрабатываемой инфраструктуры, кроме мишени и магнитных горнов, невозможно будет изменить в дальнейшем. Например, длина распадного канала для мезонов влияет на получаемый спектр нейтрино: с увеличением длины возрастает количество нейтрино с высокой энергией, увеличение диаметра, наоборот, приводит к большему количеству нейтрино с меньшей энергией. Излишне длинный канал повысит фон нейтрино с неправильным знаком лептонного числа³ и количество изначально присутствующих в пучке электронных нейтрино/антинейтрино.

Согласно проекту LBNF система ближних детекторов DUNE-ND (рис. 10) [166] будет располагаться в Фермилаб в экспериментальном зале размерами 30×17 м на глубине ≈ 60 м, на расстоянии 574 м от мишени. Многокомпонентная система ближних детекторов включает в себя модульную жидкоаргоновую времяпроекционную камеру (LArTPC) под названием ND-LAr, комплекс ND-GAr, состоящий из газовой времяпроекционной камеры высокого давления (GArTPC) и электромагнитного калориметра, детектор-монитор нейтринного пучка (System for on-Axis Neutrino Detection, SAND), а также механизированную подвижную платформу, позволяющую устанавливать перечисленные детекторы под различными углами относительно пучка, так называемая система DUNE-PRISM (Precision Reaction-Independent Spectrum Measurement).

Основной ближний детектор для осцилляционной физики — жидкоаргоновая времяпроекционная камера — идентична по рабочему веществу модулям дальнего детектора эксперимента, что позволит сократить часть систематических неопределённостей. Основная задача этого детектора — измерение спектров от взаимодействия ней-

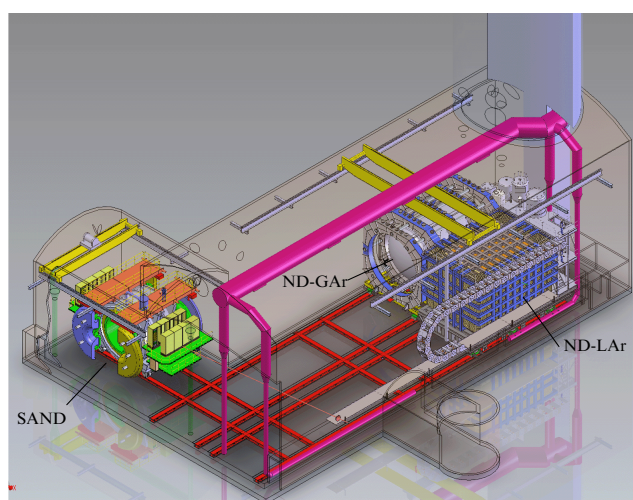


Рис. 10. Комплекс ближних детекторов DUNE в Фермилаб.

³ Примесь нейтрино в пучке антинейтрино и наоборот.

трино на аргоне до осцилляций и предсказание спектров ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) и ν_e ($\bar{\nu}_e$) в дальнем детекторе. В общем криостате расположены модульная структура из 35 времяпроекционных камер, имеющих систему детектирования заряда и сцинтилляционного света, возникающего в аргоне [167]. Сигнал от последней будет использоваться в качестве временной отметки для восстановления событий в нескольких модулях и устранения наложений (так называемых нагромождений — pile-up) событий, произошедших в течение сброса пучка, а также для улучшения энергетического разрешения за счёт регистрации части энергии, преобразованной в свет.

Для эффективного использования системы DUNE — PRISM необходимо одинаковое энергетическое разрешение ближнего и дальнего детекторов, на данный момент ожидаемое на уровне 15–20 % для полной энергии нейтрино в зависимости от его аромата. Основной вклад в указанное значение даёт энергетическое разрешение адронного ливня (> 30 %). Ожидаемое число ν_μ -событий заряженного тока в детекторе в год достигает 10^8 на оси пучка.

Полные размеры детектора ND-LAr: 7×3 м поперёк пучка и 5 м вдоль — позволяют регистрировать мюоны с импульсом до 0,7 ГэВ/с. Для увеличения данного диапазона предполагается следом по пучку за ND-LAr расположить комплекс ND-GAr, состоящий из находящихся в магнитном поле 0,5 Тл камеры GArTPC с рабочим газом Ar:CH₄ (9:1) под давлением 10 бар и электромагнитного калориметра из чередующихся слоёв сцинтиллятора и меди. Это позволит регистрировать импульс мюонов, вылетевших из LArTPC, и различать заряд лептонов, благодаря чему можно будет обеспечить хороший контроль за фоном нейтрино с неправильным знаком лептонного числа. Конструкция GArTPC во многом вдохновлена времяпроекционной камерой эксперимента ALICE (A Large Ion Collider Experiment), а магнитная система повторяет систему эксперимента NICA/MPD (Nuclotron-based Ion Collider fAcility/Multi-Purpose Detector) [168] в Объединённом институте ядерных исследований (Дубна).

В связи со сложностью конструкции ND-GAr рассматривается вариант размещения вместо него временного мюонного спектрометра (Temporary Muon Spectrometer, TMS), который в дальнейшем будет заменён детектором GArTPC.

Оба детектора, с жидким и газообразным аргонном, будут располагаться на подвижной платформе, что позволит проводить измерения как на оси нейтринного пучка, так и вне его (концепция DUNE — PRISM). Платформа может сдвигаться на расстояние до 33 м. Широкий энергетический спектр на оси пучка от 0,5 до 8 ГэВ с максимумом в области 2,5 ГэВ захватывает два осцилляционных максимума. При смещении на максимальное расстояние вне оси (угол $\approx 2,5^\circ$) пик приходится на значение 0,5 ГэВ. Такое сканирование пучка позволяет существенно уменьшить систематические неопределённости, связанные с нейтринным пучком и сечениями нейтринных взаимодействий.

Ещё один детектор из состава DUNE-ND в Фермилаб, SAND, будет установлен неподвижно на оси пучка для мониторинга нейтринного потока, в особенности в то время, когда ND-LAr и ND-GAr будут смещены от оси (до 50 % от полной экспозиции). Проект детектора включает в себя соленоидальный сверхпроводящий маг-

нит с полем 0,6 Тл и электромагнитный калориметр из эксперимента KLOE (K LOnge Experiment) (Фраскати, Италия), а также новый внутренний трековый детектор на основе строу-трубок (straw tubes) (опция STT (Straw Tube Tracker)) и тонкую мишень из жидкого аргона. Рассматривается возможность размещения между модулями системы STT слоёв из полипропилена и углерода, что позволит выделить взаимодействия нейтрино на водородом методом CH₂ — С-вычитания [169].

В течение длительного времени единственные доступные измерения сечений взаимодействия нейтрино на водородом ограничивались результатами с низкой статистикой экспериментов с пузырьковыми камерами. Посредством сравнения сечений на водородом и аргоне предполагается уменьшить неопределённости расчётов взаимодействий нейтрино, связанные с ядерными эффектами. SAND с трекером STT, помимо важных для осцилляционной физики задач, позволит провести и другие измерения.

Дальний детектор DUNE разместится в подземном центре SURF на глубине $\approx 1,5$ км и на расстоянии 1300 км от мишени в Фермилаб. Детектор будет состоять из четырёх жидкоаргоновых времяпроекционных камер (LArTPC) массой 10 кт. На данный момент принято решение по первым двум модулям, которые будут однофазными с вертикальным и горизонтальным дрейфом. В опубликованных оценках чувствительности эксперимента предполагается однофазная технология для всех четырёх модулей, что не в полной мере использует преимущество модулей с разными детекторными технологиями и, как следствие, разными систематическими неопределённостями. Каждый модуль представляет собой структуру размерами $13,3 \times 12 \times 58$ м, разделённую в продольном направлении на четыре дрейфовых объёма. Масса активной части детектора составляет 13 кт, на данный момент критериями отбора вырезается доверительный объём 10 кт. Дальний детектор, в отличие от NOvA, T2K и Hyper-Kamiokande, будет проводить исследования на оси пучка нейтрино и, таким образом, увеличит статистику событий, измерит широкий спектр энергий нейтрино и сможет захватить два осцилляционных максимума. DUNE благодаря его конструкции может хорошо отделять сигнал от фонов, особенно от событий со взаимодействиями через нейтральные токи.

Интересной идеей является проект Theia [170], который рассматривается в качестве одного из модулей дальнего детектора DUNE. Theia — сцинтилляционный детектор массой 25 кт на основе воды [171] — позволяет регистрировать как черенковский, так и сцинтилляционный свет. Компоненты могут различаться по длине волны [172], времени и угловому распределению. Наличие сцинтиллятора понизит порог регистрации частиц до ~ 1 МэВ, что принципиально важно для регистрации солнечных нейтрино и диффузного фона нейтрино от сверхновых.

Потенциал ускорительного эксперимента с длинной базой хорошо ясен уже из постановки эксперимента (рис. 11). В измерениях с ускорительным пучком DUNE обладает большей базой осцилляций, чем Hyper-Kamiokande. Как следствие, благодаря большему эффекту взаимодействия нейтрино с веществом появляется более высокая чувствительность к иерархии масс нейтрино. Потенциально интересной возможностью является боль-

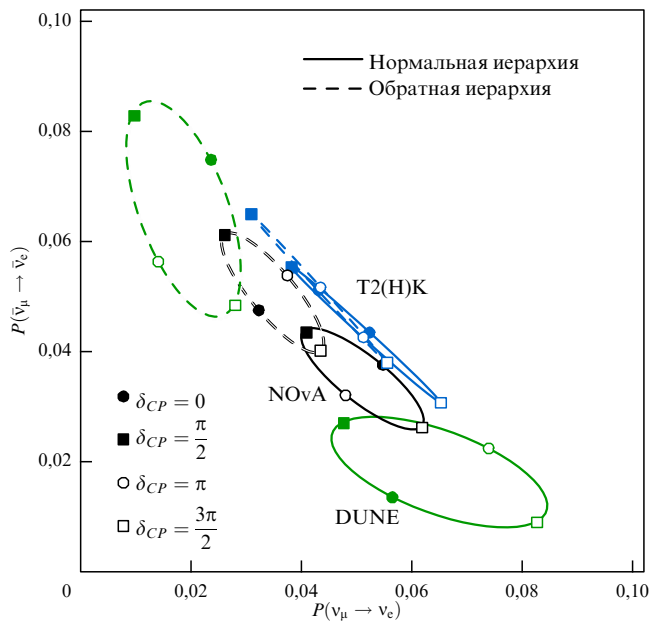


Рис. 11. Вероятности осцилляций $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ и $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ в веществе в ускорительных экспериментах NOvA, T2K (Hyper-Kamiokande) и DUNE для разных значений δ_{CP} и обоих типов иерархии масс нейтрино. Перекрытие областей для одного эксперимента означает вырождение параметров.

шая чувствительность к NSI ввиду большей пролётной базы [173, 174]. Из-за вырождения δ_{CP} с иерархией масс большая база осцилляций может запутать оба измерения. Однако в работе [175] показано, что два этих параметра различимы при базе осцилляций начиная с 1200 км.

В последние годы сложилась традиция представлять чувствительность эксперимента к измерению δ_{CP} через его способность отвергать значения $0, \pi$ с сохранением CP -чётности для случая максимального значения фазы ($3\pi/2$) (рис. 12а, б). Эта чувствительность фокусируется на единственном значении δ_{CP} , которое, вполне возможно, и не реализуется в природе. Более информативным, на наш взгляд, является точность измерения δ_{CP} , а не исключение отдельных точек. Ожидаемые разрешения DUNE и Hyper-Kamiokande представлены на рис. 12в, г. На рисунке 9 показаны ожидаемые чувствительности к измерению иерархии масс нейтрино Hyper-Kamiokande, DUNE и другими экспериментами, о которых пойдёт речь далее.

Детектор Hyper-Kamiokande, как и DUNE, позволяет регистрировать и атмосферные, и ускорительные, и солнечные нейтрино. Для измерения иерархии масс и фазы δ_{CP} в Hyper-Kamiokande будет проводиться совместный анализ данных по атмосферным и ускорительным нейтрино. Поскольку атмосферные нейтрино более чувствительны к иерархии масс, а ускорительные — к δ_{CP} , совместная подгонка обоих типов улучшает итоговую чувствительность. Основные опубликованные оценки чувствительности DUNE выполнены исключительно с ускорительным нейтринным пучком. Чувствительность к иерархии масс только с данными по регистрации атмосферных нейтрино в DUNE достигает 3σ за семь лет набора данных. На основе примера Hyper-Kamiokande можно ожидать, что использование атмосферных нейтрино улучшит чувствительность эксперимента при совместном анализе данных от разных источников.

Ускорительный пучок Hyper-Kamiokande обеспечивает высокую чувствительность к фазе δ_{CP} , но только при известной иерархии масс. Вполне возможно, что ко времени начала работы DUNE и Hyper-Kamiokande глобальный анализ данных достигнет значения 5σ в предпочтении какого-то порядка масс. Но, согласно ожиданиям на данный момент (см. рис. 9), измерение иерархии масс нейтрино станет именно задачей экспериментов следующего поколения. Поэтому, возможно, DUNE и Hyper-Kamiokande выпадет задача одновременного измерения обоих параметров: и иерархии масс, и δ_{CP} .

Интересным расширением эксперимента Hyper-Kamiokande было предложение о размещении дополнительного детектора в Корее [176], что увеличило бы базу осцилляций до 1000–1200 км в зависимости от места. В качестве детектора предлагался также Theia. Однако статус этого предложения на данный момент неясен.

Подходы экспериментов DUNE и Hyper-Kamiokande комплементарны [177] за счёт разных постановок и методик. Наиважнейшей их задачей будет перепроверка полученных результатов.

И DUNE, и Hyper-Kamiokande за счёт регистрации нейтрино от разных источников смогут уточнить, помимо выполнения основных задач — измерения δ_{CP} и иерархии масс нейтрино, — "солнечные" и "атмосферные" параметры осцилляций. В измерении последних благодаря новым интенсивным пучкам в последующие годы ускорительные эксперименты станут лидирующими. Например, DUNE за семь лет будет способен измерить $\sin^2 \theta_{23}$ с точностью 1%, Δm_{32}^2 — 0,4%. Более наглядно и подробно чувствительности будущих экспериментов представлены на рис. 1, 3, 4. Об измерении $\sin^2(2\theta_{13})$ в ускорительных экспериментах на данный момент известна ожидаемая чувствительность только для DUNE (см. рис. 2), который за 15 лет набора данных достигнет точности измерения Daya Bay.

3.1.3. ESSvSB. Будущая ускорительная нейтринная программа экспериментов с длинной базой в основном сосредоточена в центрах Фермилаб (США) и J-PARC (Япония). Предыдущий европейский эксперимент с длинной базой с пучком нейтрино из ЦЕРНа в лабораторию Гран-Сассо — OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus) [178] — завершил работу в 2012 г., впервые экспериментально зарегистрировав осцилляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ на уровне $> 5\sigma$ [179]. На карте осцилляционной ускорительной нейтринной программы может появиться новый европейский ускорительный эксперимент — ESSvSB (European Spallation Source Neutrino Super Beam) [180], однако окончательно планы в отношении него пока не определены.

По постановке ESSvSB схож с Hyper-Kamiokande и имеет те же физические задачи. Основным преимуществом этого эксперимента является очень интенсивный поток нейтрино за счёт протонного пучка с мощностью 5 МВт и энергией 2 ГэВ от линейного ускорителя [181] импульсного источника нейтронов ESS (European Spallation Source) (Швеция), что соответствует $2,4 \times 10^{23}$ POT год⁻¹.

Ближний детектор [182], подобно Hyper-Kamiokande, будет состоять из нескольких частей: водно-черенковского детектора массой 1,7 кт как основной части; трекового детектора (Super Fine-Grained Tracker) с магнитным полем для изучения сечений взаимодействий нейт-

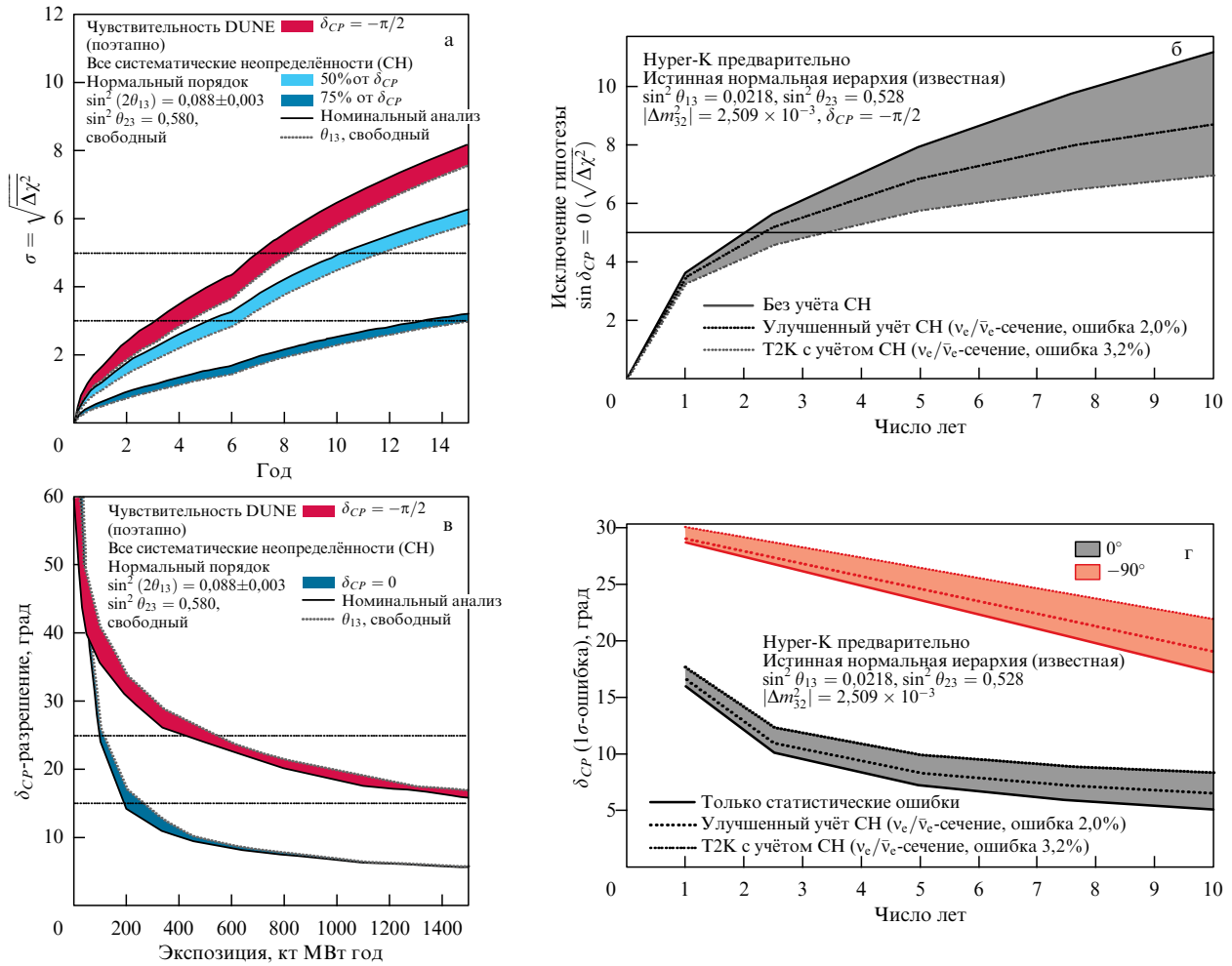


Рис. 12. Ожидаемые чувствительности DUNE и Нурег-Камиоканде (Нурег-К) по измерению δ_{CP} для разных лет работы экспериментов. Уровни значимости, с которыми DUNE (красная кривая) (а) и Нурег-К (б) отклоняют гипотезу $\delta_{CP} = 0, \pi$ при реализованном в природе значении $\delta_{CP} = 3\pi/2$. Разрешения на измерение δ_{CP} для случаев $\delta_{CP} = 0$ и $\delta_{CP} = 3\pi/2$ для экспериментов DUNE (в) и Нурег-К (г). Набор статистики $2,7 \times 10^{21}$ POT в Нурег-К (рис. б, г) рассчитан с пучком нейтрино и антинейтрино в пропорции 1:3.

рино; эмульсионного детектора со слоями воды и железа, наподобие NINJA (Neutrino Interaction research with Nuclear emulsion and J-PARC Accelerator) [183], для изучения топологии событий.

Дальний детектор, основанный на идее MEMPHYS (MEgaton Mass PHYSics) [184], будет иметь два модуля массой по 373 кт каждый, а его разрешение по энергии нейтрино и антинейтрино составит 10–20 %.

В настоящий момент рассматриваются два местоположения дальнего детектора: на расстояниях 360 или 540 км [185], энергия пучка будет выбрана в диапазоне 200–600 МэВ, в зависимости от базы, для попадания на второй осцилляционный максимум, где величина $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ в три раза больше, чем на первом. При этом для второго осцилляционного максимума ослабевают влияние систематических ошибок [186], однако из-за большей базы и меньшего сечения уменьшается и число сигнальных событий. Вероятности осцилляций нейтрино и антинейтрино для ESSvSB с базой 360 км, на которой частично покрываются и первый, и второй осцилляционный максимумы⁴, приведены на рис. 13.

⁴ DUNE благодаря широкому спектру способен надёжно регистрировать как второй, так и первый осцилляционные максимумы.

Кроме того, постановка эксперимента ESSvSB позволит измерить "атмосферные" параметры осцилляций нейтрино с высокой точностью (см. рис. 3, 4). Данных относительно определения "солнечных" параметров пока нет. Чувствительность эксперимента ESSvSB представлена только с ускорительным пучком нейтрино, но, по аналогии с Нурег-Камиоканде, можно ожидать физических результатов и с солнечным, и с атмосферным потоками нейтрино.

Все представленные выше ускорительные эксперименты основываются на получении пучка нейтрино из распада мезонов в результате столкновения пучка протонов с неподвижной мишенью. Особенности данного метода: загрязнение пучка другими нейтринными ароматами и широкий спектр энергий. Интересными альтернативными методиками являются нейтринные фабрики [187], бета-пучки [188] и эксперименты DAR (Decay At Rest). В настоящее время работают эксперименты на основе первой и последней методики. Нейтринные фабрики основаны на идее накопления мюонов и их использования для получения пучка нейтрино. Такой пучок будет состоять из мюонных и электронных нейтрино в равных долях и с разным знаком лептонного числа. Основной проблемой данного подхода является сама

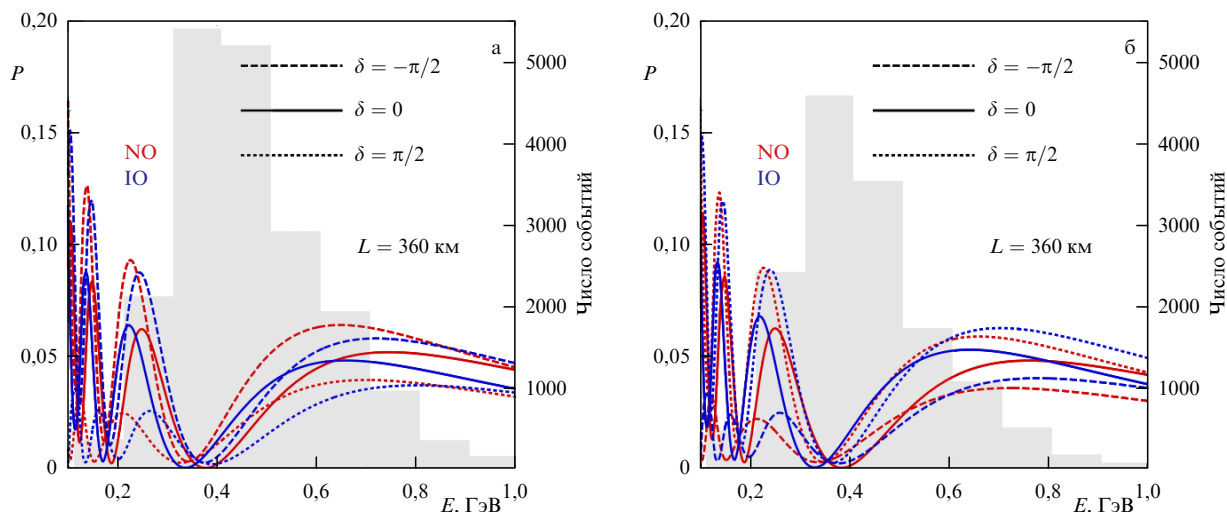


Рис. 13. Иллюстрация идеи второго осцилляционного максимума на примере эксперимента ESSvSB для пролётной базы 360 км: пучок нейтрино (а) и антинейтрино (б). P — вероятность осцилляций. Серым цветом представлена гистограмма предсказываемых событий в произвольных единицах. Осцилляционные максимумы считаются справа налево.

необходимость накопления большого числа мюонов. Эксперимент ν STORM (Neutrinos from STORed Muons) [189] в ЦЕРНе является прототипом реализации этой идеи. Методика DAR использовалась в экспериментах LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) [190] и KAR-MEN (KARlsruhe Rutherford Medium Energy Neutrino experiment) [191] и недавно была апробирована в эксперименте MiniBooNE (Mini Booster Neutrino Experiment) [192] с распадом каонов в покое. Также планируются эксперименты JSNS² (J-PARC Sterile Neutrino Search at J-PARC Spallation Neutron Source) [193, 194] и IsoDAR (Isotope Decay-At-Rest experiment) [195] с распадами покоящихся мюонов и ионов соответственно.

Ещё одним проектом в ЦЕРНе, направленным на исследование альтернативных методов получения нейтринных пучков, является ENUBET (Enhanced Neutrino BEams from kaon Tagging) [196]. Идея заключается в мечении электрона или позитрона, рождённых в распаде каона по каналу K_{e3} , представляющему собой практически единственный источник электронных нейтрино в пучке ($\sim 97\%$). Таким образом, энергия нейтрино может быть восстановлена из кинематики. Благодаря детектированию лептонов после прохождения распадного канала пучок мюонных нейтрино от распадов пионов также может быть прецизионно восстановлен. Эта возможность сейчас находится на стадии рассмотрения в коллаборации ENUBET. Методика мечения нейтрино ранее апробировалась в эксперименте КМН (Комплекс меченых нейтрино) [197] в Протвино (Россия) в 1980–2000-х годах и недавно была предложена для проекта P2O (Протвино–ORCA) [198].

3.2. Будущие реакторные эксперименты

Регистрация реакторных электронных антинейтрино в экспериментах с длинной базой представляет собой полностью независимый способ определения иерархии масс нейтрино со своими достоинствами и недостатками. В настоящий момент данный класс экспериментов представлен единственным проектом JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory) с базой 53 км, который находится на стадии сборки детектора, планируемой к завершению в 2023 г.

Реакторные электронные антинейтрино рождаются в процессе бета-распадов продуктов деления ядер, преимущественно ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu [199], а детектируются в процессе обратного бета-распада $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ с энергетическим порогом около 1,8 МэВ. Характерные энергии наблюдаемых электронных антинейтрино, не превышающие 10 МэВ, недостаточны для рождения более тяжёлых лептонов и соответственно для наблюдения других флейворных состояний. Таким образом, реакторные эксперименты наблюдают только вероятность выживания электронных антинейтрино, приведённую в формуле (4).

Измеряемые величины проявляются в наблюдаемом спектре невырожденным образом, и они могут быть извлечены из данных с малой корреляцией с другими осцилляционными параметрами. Иерархия масс нейтрино проявляется в интерференции членов выражения (4), пропорциональных $\sin^2(2\theta_{13})$. Наибольшая чувствительность к иерархии масс нейтрино для реакторных антинейтрино возникает на расстоянии около 53 км. Соответствующий спектр детектируемых частиц представлен на рис. 14.

Главный детектор эксперимента JUNO представляет собой акриловую сферу диаметром 35 м [201], заполненную 20 кт жидкого сцинтиллятора (рис. 15). На стальной структуре вокруг акриловой сферы будут установлены примерно 17500 20-дюймовых ФЭУ [202], а также 25600 3-дюймовых ФЭУ. Эксперимент будет наблюдать поток антинейтрино от шести ядерных реакторов атомной электростанции (АЭС) Янцзян (Yangjiang), тепловой мощностью 2,9 ГВт каждый, и двух реакторов АЭС Тайшань (Taishan) по 4,6 ГВт тепловой мощности [203]. Все перечисленные реакторы находятся на расстоянии около 53 км от детектора, а суммарная тепловая мощность составляет 26,6 ГВт. Эксперимент будет наблюдать около 45 взаимодействий⁵ антинейтрино в сутки при уровне фона 8,6 % [204, 205]. При набранной за шесть лет статистике около 100000 событий JUNO окажется

⁵ Здесь учтено, что в эксплуатацию будут введены только два реактора Тайшаньской АЭС из изначально запланированных четырёх [204].

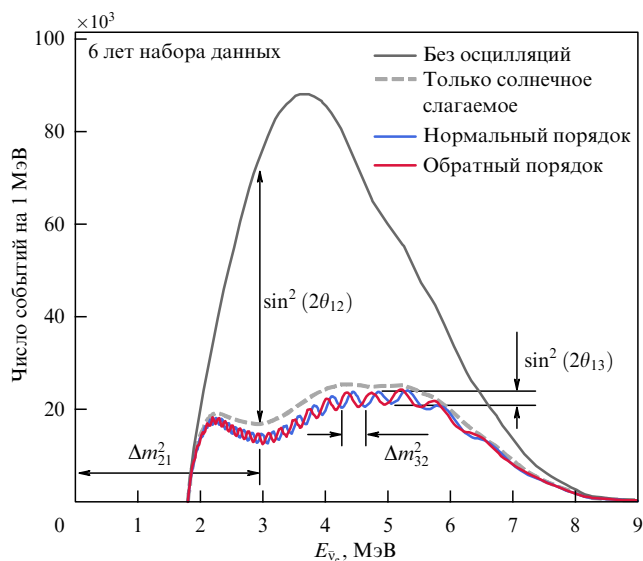


Рис. 14. Ожидаемый в JUNO спектр реакторных электронных антинейтрино [200], соответствующий шести годам набора данных при предположении прямой (синяя кривая) и обратной (красная кривая) иерархии. Отмечен спектр антинейтрино без учёта осцилляций (тёмно-серая кривая) и показано влияние каждого из осцилляционных параметров.

способным определить иерархию на уровне значимости 3σ [205].

В JUNO будут измерены параметры осцилляций нейтрино Δm_{21}^2 , $\sin^2(2\theta_{12})$ и Δm_{32}^2 с точностью на уровне 0,6% (см. рис. 16, 1а и 3 соответственно). Точность измерения угла смешивания $\sin^2(2\theta_{13})$ не достигнет уровня точности современных реакторных экспериментов со средней базой. Отметим, что точность измерения солнечных параметров Δm_{21}^2 и $\sin^2(2\theta_{12})$ в JUNO будет доминирующим измерением. Точность измерения Δm_{32}^2 достигнет точности лучших экспериментов.

Поскольку определение иерархии масс нейтрино в JUNO связано с разрешением малых осцилляций в спектре антинейтрино, критически важной является способность детектора восстанавливать энергию позитрона, по которой в нулевом порядке определяется энергия нейтрино. Для выполнения этой задачи необходимо, чтобы разрешение по энергии σ_E/E было не хуже 3% при выделенной энергии 1 МэВ [202], а нелинейность энергетической шкалы — не хуже 1%. Подобные рекордные характеристики достигаются за счёт увеличения светосбора: геометрическое покрытие детектора ФЭУ $\sim 75,2\%$ [205], высокая квантовая эффективность ФЭУ $\sim 30\%$ [202], оптимизация световых выходов жидкого сцинтиллятора [206].

Другой сложностью эксперимента JUNO является предсказание спектра реакторных антинейтрино. Известно, что существующие на текущий момент модели спектра антинейтрино [207–209] имеют значительную систематическую погрешность, консервативно оцениваемую в 5% для конверсионных спектров и 20% для спектров, найденных методом суммирования [210]. В связи с большой неопределённостью спектров, полученных методом суммирования, сегодня в качестве эталонного используется спектр антинейтрино [207] от делений ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , вносящих основной вклад в поток антинейтрино от реактора. Спектр реакторных антинейтрино [207] был получен на основе конверсии бета-спектров, измеренных в ILL (Institut Laue–Langevin) в 1980-х годах [211, 212].

Для антинейтрино от делений ^{238}U используется, за неимением лучшего, спектр [208], определённый методом суммирования. Оценённый таким образом спектр имеет отклонения от экспериментального, которые традиционно делятся на два, вероятно, не связанных между собой класса. Во-первых, поток антинейтрино от реактора имеет общий статистически значимый дефицит около 5% [213], называемый в литературе "реакторной антинейтринной аномалией". В 2021 году при измерении отноше-

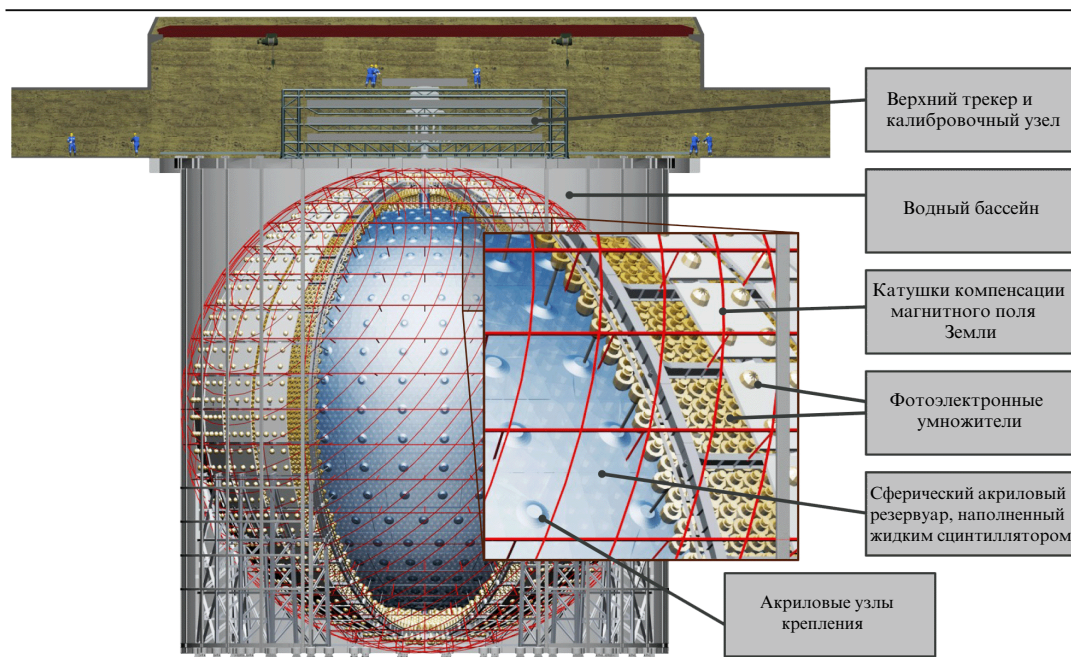


Рис. 15. Схематическое изображение детектора JUNO [200].

ния бета-спектров $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ [215] показано, что бета-спектр от ^{235}U , измеренный в ILL, переоценён на 5%. Учёт полученной поправки снижает значимость реакторной аномалии с двух стандартных отклонений до одного [216]. Оставшееся расхождение может быть также объяснено переходом нейтрино вследствие осцилляций в стерильное состояние с массой порядка 1 эВ [217].

Во-вторых, существует локальное превышение потока реакторных антинейтрино в диапазоне энергий от 4,8 до 6,8 МэВ, наблюдаемое во всех экспериментах со средней базой [218–220]. Данное отклонение, получившее название "bump" (выпуклость) на 5 МэВ, иногда называется также пяти-МэВ-ным плечом (shoulder) или избытком (excess). К причинам появления плеча относят неверное предсказание спектра ^{241}Pu (метод суммирования) [210], различия в энергетических спектрах тепловых нейтронов в ILL (конверсия) и реакторах [210], отсутствие учёта формы спектра запрещённых распадов в процессе конверсии [214, 221].

Некоторые работы [222, 223] предсказывают наличие тонкой структуры (fine structure) в спектре реакторных антинейтрино. Тонкая структура связана с поправкой Ферми к спектрам отдельных электронов и антинейтрино, рождающихся при бета-распаде, которая приводит к резкому обрезанию спектра антинейтрино. При сложении спектров большого количества цепочек бета-распадов возникает пилообразная структура с амплитудой порядка нескольких процентов и характерным масштабом порядка нескольких десятков кэВ. Подобная структура будет не видна в измерениях современных реакторных экспериментов, но может повлиять на чувствительность JUNO, так как будет интерферировать с наблюдаемыми осцилляциями в спектре.

На сегодня спектр реакторных антинейтрино измерен с наилучшей точностью в экспериментах Daya Bay и RENO [219, 224], однако их измерения ограничены энергетическим разрешением детекторов σ_E/E , составляющим около 7–8% при энергии 1 МэВ. Поэтому для прецизионного измерения спектра антинейтрино у JUNO будет построен детектор-сателлит TAO (Taishan Antineutrino Observatory) [203]. Детектор TAO предполагается установить на расстоянии 30 м от одного из реакторов Тайшаньской АЭС. Цель TAO — измерение спектра антинейтрино с энергетическим разрешением σ_E/E на уровне 2% на 1 МэВ. Сферический детектор диаметром 1,7 м будет заполнен 2,6 т жидкого сцинтиллятора, легированного гадолинием. Свет будет собираться кремниевыми ФЭУ, покрывающими около 94% поверхности детектора. Для снижения темнового шума от Si-ФЭУ детектор будет находиться в криостате при рабочей температуре -50°C . TAO сможет наблюдать около 2000 взаимодействий антинейтрино в сутки. При наборе данных по крайней мере в течение трёх лет детектор наберёт статистику около 2 млн событий и измерит спектр реакторных антинейтрино со статистической неопределённостью на уровне 1%.

Таким образом, если в ускорительных экспериментах определение иерархии осложняется зависимостью от δ_{CP} и $\sin^2 \theta_{23}$, то основная сложность JUNO имеет инструментальный характер и связана с необходимостью обеспечить достаточно высокое энергетическое разрешение. Как и другие проекты, использующие крупные детекторы, JUNO — многоцелевой эксперимент, физическая программа которого включает в себя также реги-

страцию солнечных нейтрино низких [225] и высоких [226] энергий, регистрацию геонейтрино [205] и атмосферных нейтрино [225], возможную регистрацию нейтрино от всплеск сверхновых и диффузного потока нейтрино от сверхновых, поиск распада протона.

Измерения осцилляционных параметров в JUNO связаны и с возможностью регистрации солнечных и атмосферных нейтрино. Детектор JUNO будет наблюдать в сутки около 17 рождающихся при распаде ^8B в Солнце электронных нейтрино [226] с энергиями от нуля до ~ 14 МэВ, регистрируемых по каналу упругого рассеяния на электронах. Солнечные нейтрино с подобными энергиями испытывают эффект МСВ при прохождении как вещества Солнца, так и сквозь Землю при детектировании в ночное время. Взаимодействие с веществом Солнца искажает наблюдаемый нейтринный спектр. Влияние земной среды проявляется преимущественно как изменение потока в пределах 2% в зависимости от зенитного угла.

В течение 10 лет JUNO будет способен обнаружить асимметрию день/ночь на уровне трёх стандартных отклонений, а также измерить солнечную разность квадратов масс Δm_{21}^2 с неопределённостью 20% (рис. 16). Измерение в JUNO Δm_{21}^2 с помощью нейтрино от двух разных источников позволит пролить свет на расхождение измерений разности квадратов масс в экспериментах KamLAND и Super-Kamiokande + SNO, упомянутое выше. Измерение $\sin^2 \theta_{12}$ в JUNO будет проведено с внешним ограничением на поток из данных SNO по каналу нейтрального тока и достигнет точности 8% (рис. 1а). Ключевым фактором в данном измерении является достижение отношения сигнал–фон ~ 2 . С этой целью планируются, во-первых, разработка эффективных алгоритмов подавления космогенного фона, а во-вторых, достижение высокой радиационной чистоты сцинтиллятора: содержание ^{238}U и ^{232}Th не должно превышать 10^{-17} г г $^{-1}$ для каждого. Для мониторинга радиационной чистоты на стадии заполнения JUNO планируется использовать дополнительный жидкосцинтилляционный детектор OSIRIS (Online Scintillator Internal Radioactivity Investigation System) массой 17 т. После ряда модификаций для улучшения энергетического разрешения, уменьшения уровня радиационного фона и повышения точности восстановления местоположения сигнала калибровочный детектор OSIRIS может функционировать в качестве отдельного эксперимента под предложенным названием SERAPPIS (SEArch for RAre PP-neutrinos In Scintillator) [227] для регистрации солнечных нейтрино от pp-реакции.

Эксперимент JUNO будет регистрировать осцилляции атмосферных нейтрино ν_μ/ν_e ($\bar{\nu}_\mu/\bar{\nu}_e$) в интервале энергий от 0,1 до 10 ГэВ. Нейтрино испытывают эффект взаимодействия с веществом, зависящий от пути, проходящего в толще Земли, т.е. от зенитного угла. В настоящее время отклик детектора на атмосферные нейтрино изучен мало, поэтому оценка чувствительности к иерархии масс зависит от предположений о способности JUNO различать ароматы нейтрино, отличать частицу от античастицы и восстанавливать направление нейтрино. В пессимистичном случае при энергетическом разрешении $5\%/\sqrt{E_{\text{vis}}}$, угловом разрешении $37,2^\circ/\sqrt{E_{\text{vis}}}$ и способности отличать только события с мюонными треками от событий с электромагнитными и адронными ливнями JUNO сможет достичь чувствительности к

иерархии масс нейтрино на уровне одного стандартного отклонения (1σ) за 10 лет [204]. В случае, когда события ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) можно отличать от ν_e ($\bar{\nu}_e$) по детектированию мюшелевского электрона, чувствительность к иерархии может достичь уровня $1,8\sigma$. Данные оценки получены при предположении $\sin^2 \theta_{23} = 0,5$. Чувствительность JUNO к октанту θ_{23} не превышает 1σ ($0,5\sigma$) для прямой (обратной) иерархии для интервала значений θ_{23} от 40° до 50° . Чувствительность к нарушению δ_{CP} не превышает $0,15\sigma$ при известной иерархии масс нейтрино.

Стоит отметить, что комбинированный анализ иерархии масс нейтрино, реакторных, ускорительных и атмосферных, на основе данных из разных источников приводит к чувствительности, большей, чем следующая из наивного статистического сложения, не учитывающего корреляцию параметров [228]. Оценка комбинированной чувствительности JUNO с учётом результатов, полученных из анализа реакторных и атмосферных нейтрино, пока не проводилась, однако можно ожидать, что комбинированная чувствительность к иерархии масс окажется не хуже ($4-4,5\sigma$).

При объединённом анализе данных JUNO и IceCube Upgrade можно определить иерархию масс нейтрино на уровне не хуже 5σ за период 3–7 лет [229], а при комбинации JUNO и PINGU (Precision IceCube Next Generation Upgrade) той же чувствительности можно достичь за полтора (три) года в случае прямой (обратной) иерархии. При комбинации JUNO и ORCA данная точность может быть достигнута в течение двух (шести) лет для прямой (обратной) иерархии [92].

Подобного повышения чувствительности можно ожидать и при объединённом анализе данных JUNO и ускорительных экспериментов. Упрощённая модель [228], в которой данные ускорительных экспериментов добавляются в статистику посредством штрафного члена для величины $|\Delta m_{32}^2|$, указывает, что объединение JUNO, T2K и NOvA может достичь чувствительности на уровне 5σ в течение шести лет набора данных.

3.3. Будущие атмосферные эксперименты

3.3.1. IceCube. Нейтринная обсерватория на Южном полюсе IceCube имеет возможность заниматься помимо реализации невероятно успешной астрофизической программы [34, 35, 230, 231] и осцилляционной физикой. Внутренняя часть этого кубокилометрового черенковского детектора — DeepCore — создана для регистрации событий с более низкой энергией, чем остальная часть установки [94]. Основной детектор IceCube, расположенный во льду на глубине 1450–2450 м, состоит из 78 гирлянд с нанизанными на них с шагом 17 м цифровыми оптическими модулями. Расстояние между гирляндами 125 м. Благодаря такому расположению регистрирующих модулей порог регистрации у IceCube 50–100 ГэВ, а оптимально регистрируются частицы с энергией примерно 1 ТэВ. Для регистрации атмосферных нейтрино во внутренней части детектора на глубине ниже 2100 м находится объём радиусом 250 м и длиной 350 м с более плотно расставленными гирляндами, который и называется DeepCore. Между обычными гирляндами IceCube находятся восемь гирлянд с большей плотностью оптических модулей (7 м), расстояние между гирляндами в этой области примерно 75 м. Шесть гирлянд из восьми имеют новые оптические модули с квантовой эффективностью фотоумножителей 35 %.

Расстояние между гирляндами в данной части детектора 42 м. Порог регистрации атмосферных нейтрино в DeepCore ~ 5 ГэВ. Остальная часть детектора выступает как вето-система для осцилляционной физики в DeepCore.

Любопытно, что, несмотря на инструментальный объём детектора IceCube в 1 км^3 , доверительный объём с учётом вето и эффективности отбора событий составляет 400 Мт [230], а с учётом плотности льда эффективный объём — $0,44 \text{ км}^3$. Астрофизический эксперимент Baikal-GVD (Baikal Gigaton Volume Detector) [232, 233], расположенный в России, со сходными задачами и постановкой благодаря свойствам воды как среды для прохождения частиц может достигнуть большего эффективного объёма, чем IceCube. Если в эксперименте не будет использоваться вето-система, как это планируется сейчас, то эффективный объём детектора может практически совпасть с инструментальным объёмом (последнее будет также зависеть от эффективности отбора частиц для анализа). На 2021 год инструментальный объём Baikal-GVD, состоящего из восьми кластеров, $0,45 \text{ км}^3$. До 2025 года планируется установить 15 кластеров, что приведёт к итоговому объёму $\sim 0,8 \text{ км}^3$. Аналогичный нейтринный телескоп объёмом в несколько кубометров, P-ONE (Pacific Ocean Neutrino Experiment) [234], готовится в Канаде на базе океанографической обсерватории ONC (Ocean Networks Canada). Baikal-GVD и P-ONE не обнародовали на данный момент свои планы по исследованию осцилляций нейтрино, поэтому мы не будем здесь рассматривать их более детально.

IceCube как осцилляционный эксперимент из-за нынешней постановки достаточно ограничен в исследованиях. Ввиду высокого порога регистрируется только часть спектра атмосферных нейтрино, чувствительного к осцилляциям. Чувствительный к порядку нейтринных масс эффект взаимодействия с веществом для атмосферных экспериментов проявляется в диапазоне энергий 2–10 ГэВ, существенная часть которого вырезается высоким порогом детектора. Осцилляционный анализ данных IceCube проводится для двух типов событий — трековых и каскадных. Спектр первых в основном состоит из ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$)-событий в детекторе, а вторых — из смеси всех ароматов и видов взаимодействий. Детектор не может надёжно идентифицировать лептон в конечном состоянии. Подгонка к данным осуществляется для обоих спектров в виде двумерных гистограмм $(E_\nu, \cos \theta)$. Ввиду такой постановки задачи основные результаты IceCube по осцилляционным параметрам — это измерение θ_{23} и $|\Delta m_{32}^2|$. Чувствительность IceCube к измерению иерархии масс нейтрино невелика. Тем не менее работы в данном направлении ведутся [235] с целью получить важное доказательство возможности такого измерения на последующих стадиях работы эксперимента.

Интересным результатом IceCube является измерение потока атмосферных ν_τ с поиском его возможного превышения над ожидаемым [236] в рамках трёхароматовой парадигмы. Предыдущие измерения этой величины в экспериментах Super-Kamiokande и OPERA (на уровне $1,47\sigma$ [237] и $0,25\sigma$ [179] соответственно) обсуждались в связи с возможной неопределённостью в сечении взаимодействий ν_τ . Однако предлагались и экзотические причины, в том числе неунитарность матрицы смешивания нейтрино за счёт нестандартных взаимо-

действий и существование стерильных нейтрино. Следует отметить, что IceCube, наоборот, увидел недостаток ν_τ .

В данный момент активно ведётся подготовка к новой фазе эксперимента — IceCube-Gen2 [238, 239]. Установка новых частей детектора начнётся с 2024 г., в течение всей модернизации эксперимент будет набирать данные с введёнными в эксплуатацию элементами. В основном изменения касаются астрофизической программы эксперимента. В дополнение к 78 гирляндам с расстоянием между каждой парой 125 м будет добавлено 120 новых гирлянд с расстоянием между ними 240 м и новыми оптическими модулями через каждые 16 м. Как следствие, инструментальный объём увеличится до 7,9 км³. На поверхности над каждой гирляндой расположится станция [240] с антенной, черенковским и сцинтилляционным детекторами, формируя наземный массив, подобный таковому в IceTop, для регистрации космических лучей. Черенковский детектор будет дополнен соседствующим радиотелескопом, охватывающим площадь 500 км². Радиоизлучение возникает в среде при прохождении частиц с околосветовыми скоростями (эффект Аскарьяна [241]). Каждая из 200 отдельных станций, составляющих детектор, будет представлена наземной частью и подземными антеннами на глубине 100 м. Благодаря описанной модификации планируется достигнуть увеличения статистики событий на порядок и повысить в три раза разрешение по углу. Как результат, чувствительность к источнику астрофизических нейтрино возрастёт в пять раз по сравнению с нынешней. Дополнительный радиотелескоп позволит увеличить доступный диапазон по энергиям от нескольких ГэВ до порядка 1 ЭэВ.

Промежуточной фазой между IceCube и IceCube-Gen2 будет IceCube Upgrade [242], гирлянды которого одновременно явятся прототипом для стадии Gen2. Добавятся семь новых гирлянд в область DeepCore с расстоянием между модулями на гирлянде 3 м, итоговый горизонтальный промежуток составит 20 м. Ориентировочно запуск произойдёт в 2022–2023 гг. Главное улучшение заключается в повышении статистики нейтринных событий в чувствительном для осцилляций диапазоне энергий до 10 ГэВ и понижении порога регистрации событий до ~ 1 ГэВ. Как предполагается, станет возможным восстановление событий ν_e с электромагнитным каскадом, что даст дополнительную чувствительность к иерархии масс нейтрино. Все каналы осцилляций на диаграмме $(E_\nu, \cos \theta)$ имеют различия для двух типов иерархии масс, эффект которых появляется в подавлении или увеличении переходов для разных энергий и углов. Однако часть этих различий достаточно тонкая для того, чтобы детектор с реалистичным энергетическим разрешением их увидел. Улучшение в восстановлении событий в IceCube Upgrade — важная часть решения данной проблемы.

Существенным для осцилляционной физики улучшением IceCube-Gen2 должен был стать PINGU [243] — ещё более плотно оснащённая часть DeepCore из 26 гирлянд в общей сумме. Как известно на данный момент, по всей видимости, PINGU не состоится [244], поэтому здесь мы не будем детально его обсуждать.

3.3.2. ORCA. Осцилляционная программа — интересное дополнение и расширение астрофизической программы

другого эксперимента, KM3NeT (Km³ Neutrino Telescope) [245]. Проект KM3NeT является идейным продолжателем эксперимента ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch) [246], который тоже располагается в Средиземном море и проводит измерения с атмосферными и астрофизическими нейтрино. KM3NeT будет состоять из двух кластеров с разными задачами: ARCA (Astroparticle Research with Cosmics in the Abyss) [247] и ORCA (Oscillation Research with Cosmics in the Abyss) [245]. Детектор ARCA предназначается для исследования нейтринной астрофизики высоких энергий, масштабов ТэВ–ПэВ, в море рядом с Капо-Пассеро (Италия). Часть KM3NeT под названием ORCA, расположенная в Средиземном море, рядом с Тулоном (Франция), будет нацелена на измерение осцилляционных параметров с атмосферными нейтрино. Обе установки — водные черенковские детекторы, очень похожие на IceCube и Baikal-GVD.

ARCA будет состоять из двух кластеров по 115 гирлянд каждый с оптическими модулями, расположенными через каждые 36 м. Среднее расстояние между гирляндами ≈ 90 м. Оба блока в сумме дадут инструментальный объём 1 км³.

ORCA будет состоять из одного блока, содержащего 115 гирлянд с расстоянием 20 м между ними и расстоянием 9 м между ФЭУ. Эксперимент оптимизирован для измерения осцилляций атмосферных нейтрино в диапазоне энергий 3–30 ГэВ. Инструментальный объём детектора 7 Мт морской воды (цилиндр радиусом 106 м и высотой 200 м). Угловое разрешение ORCA $< 8^\circ$ для нейтрино с энергией больше 5 ГэВ. Энергетическое разрешение порядка 20 %.

Ещё одним интересным развитием программы ORCA может стать ускорительный нейтринный пучок из Протвино [248], полученный с помощью протонного синхротрона У-70. База осцилляций в этом случае составит 2595 км. Пучок предлагается с широким спектром средней энергией 5 ГэВ. В данном случае эксперимент будет работать на первом осцилляционном максимуме и обладать большей чувствительностью к иерархии масс нейтрино, чем к δ_{CP} . Интенсивность пучка может быть увеличена от 90 до 450 кВт, что непосредственно связано с плановой экспозицией. Благодаря большому объёму ORCA статистика может достигать 4000 событий в год с мощностью 450 кВт. Иерархия масс нейтрино может быть определена на уровне значимости $(4-8)\sigma$ после года работы с мощностью 450 кВт или пяти лет работы с мощностью 90 кВт. После трёх лет работы с мощностью пучка 450 кВт чувствительность к исключению отсутствия CP -нарушения может достигнуть 2σ . Вопрос вызывает невозможность надёжного определения ароматов нейтринных событий, кроме ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$), хорошо идентифицируемых благодаря длинному треку. Плана реализации проекта на данный момент не существует. Другим обсуждаемым улучшением детектора ORCA под названием Super-ORCA [249] является добавление гирлянд, что приведёт к более плотной (в 10 раз) их расстановке. Это улучшит возможности детектора в идентификации аромата нейтрино и понизит порог регистрации до значений < 1 ГэВ. С помощью ORCA и ускорительного пучка из Протвино мощностью 450 кВт разрешение для измерения δ_{CP} может составить 10° (16°) для $\delta_{CP} = 0$ ($\pi/2$) после 10 лет набора данных.

3.3.3. ICAL в INO. Ещё один эксперимент, планируемый для работы с атмосферными нейтрино, — ICAL (Iron CALorimeter) [250] — в подземной обсерватории INO (Indian Neutrino Observatory) (Индия) на глубине 1300 м, где уровень фона от атмосферных мюонов схож с таковым в подземной лаборатории Гран-Сассо (Италия). Статус возведения лаборатории INO, однако, неясен, поскольку после принятия в 2014 г. решения о её создании проект замедлился.

Детектор ICAL имеет схожее строение с предложенным в начале 2000-х годов экспериментом MONOLITH (Massive Observatory for Neutrino Oscillation or Limits on Their existence) [251] в Гран-Сассо. Предлагается использовать детектор общей массой 50 кт, состоящий из слоёв намагниченного железа и резистивных плоских камер (Resistive Plate Camera, RPC), имеющих временное разрешение 1 нс, позволяющее различать направления частиц. Благодаря магнитному полю детектора в 1,5 Тл возможно разделение частиц и античастиц, что позволит измерить эффект взаимодействия с веществом для нейтрино и антинейтрино и проверить CPT -инвариантность. Рабочий диапазон энергий детектора 1–10 ГэВ, при этом разрешение по импульсу мюона 10–20 %, а точность определения зенитного угла порядка 1° . С такими параметрами эксперимент чувствителен к осцилляциям $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$, $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ и $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$, а основная задача эксперимента — измерение иерархии масс нейтрино, атмосферных осцилляционных параметров и изучение эффекта взаимодействия с веществом, в том числе проверка гипотезы NSI. Детектор является практически нечувствительным к δ_{CP} и тем самым поможет избежать вырождения при совместном анализе с экспериментами, чувствительными к этому параметру.

Сравнение чувствительности к измерению иерархии масс нейтрино в ускорительных, реакторных и атмосферных экспериментах проведено на рис. 9. Обилие проектов в атмосферной осцилляционной физике обусловлено широкими возможностями проведения измерений с интенсивными природными потоками атмосферных нейтрино разных ароматов, большими варьируемыми расстояниями и энергиями. Однако часть чисто атмосферных нейтринных экспериментов с точки зрения чувствительности и времени реализации уступает экспериментам с искусственными источниками.

4. Заключение

За последние 20 лет экспериментальных исследований физики нейтринных осцилляций благодаря ряду уникальных проектов понимание этого явления продвинулось достаточно далеко. Идея Б.М. Понтекорво, которой в 2022 г. исполнилось 65 лет, подарила прекрасный инструмент для изучения свойств нейтрино как элементарной частицы и исследования пределов применимости Стандартной модели.

Развитие детекторных технологий предоставляет возможность реализовывать ещё более амбициозные проекты, которые уже точно должны прояснить оставшиеся нерешёнными вопросы в измерении параметров осцилляций трёх типов нейтрино. Установки следующего поколения благодаря их грандиозному объёму, новаторским методикам, возможности работы с несколькими источниками нейтрино и использованию высокоинтенсивных искусственных пучков будут обладать феноменальной чувствительностью к измерению порядка ней-

ринных масс (см. рис. 9), фазы нарушения CP -чётности в лептонном секторе δ_{CP} (см. рис. 12) и уточнению остальных параметров. Одновременное измерение с несколькими источниками предоставит также возможность проверки унитарности матрицы смешивания.

В настоящем обзоре мы постарались представить актуальный статус измерения параметров осцилляций нейтрино и дальнейшие перспективы, связанные с будущими проектами с длинной базой осцилляций, чувствительными к последним неизмеренным параметрам — порядку нейтринных масс и фазе нарушения CP -инвариантности δ_{CP} . Благодаря совместным усилиям прошлых и действующих экспериментов точность измерения углов смешивания, θ_{12} , θ_{23} и θ_{13} , достигла 4 %, 3 % и 3 % соответственно, разностей квадратов масс, Δm_{21}^2 и Δm_{32}^2 , — 3 и 1 %. Ожидается, что будущие ускорительные эксперименты DUNE и Hyper-Kamiokande обеспечат измерение δ_{CP} на высоком уровне точности и вместе с реакторным экспериментом JUNO и атмосферными IceCube, KM3NeT поставят точку в измерении порядка нейтринных масс.

Более детально, к 2030–2035 гг. точность измерения "солнечных" и "атмосферных" параметров достигнет субпроцентного уровня. Благодаря JUNO, который будет обладать хорошей чувствительностью к θ_{12} и Δm_{21}^2 , в том числе должно быть разрешено расхождение измерений KamLAND и Super-Kamiokande + SNO. Наибольшей прогнозируемой чувствительностью к θ_{23} и Δm_{32}^2 обладают ускорительные эксперименты с длинной базой DUNE и Hyper-Kamiokande. Ожидается, что в ближайшие несколько лет разность квадратов масс Δm_{32}^2 будет также измерена в эксперименте JUNO с точностью, превосходящей точность ныне действующих экспериментов. После запуска ускорительного эксперимента DUNE иерархия масс нейтрино будет измерена в нём на уровне значимости $> 5\sigma$ в течение 2–3 лет. Высокой чувствительностью к иерархии масс нейтрино обладают также эксперименты JUNO, ORCA, IceCube-Upgrade и Hyper-Kamiokande. Самый сложный в измерении параметр — фаза нарушения CP -инвариантности в лептонном секторе — станет целью экспериментов DUNE и Hyper-Kamiokande. Ожидаемые чувствительности к этому параметру сильно зависят от значения δ_{CP} , реализованного в природе, и от точности измерения всех остальных параметров. Для отдельных точек ожидаемое разрешение экспериментов на измерение δ_{CP} составляет менее 10° .

Дополнение при корректуре

За время, прошедшее с момента написания и принятия обзора в печать, некоторые результаты были обновлены. Тем не менее стоит отметить, что выводы, сделанные в настоящем обзоре, сохраняются даже с учётом новых измерений. Коллаборация NOvA опубликовала статью [252], представив также результат повторного анализа тех же данных с использованием байесовского подхода [253]. Физические выводы, однако, не изменились. Эксперимент T2K опубликовал работу [254], результат которой согласуется с представленным в настоящем обзоре. Появилась публикация [255] с возможным объяснением расхождения результатов NOvA и T2K за счёт очень лёгких стерильных нейтрино. Опубликованы обновлённые чувствительности JUNO [256, 257] и ESSvSB [258]. На конференции Neutrino-2022 [259] был представлен ряд обновлений результатов экспериментов, в том числе IceCube [260], Super-Kamiokande [261], RENO [262]. Сравнение актуальных результатов и чувствительностей

экспериментов можно найти на сайте [64]. В докладе [263] представлен проект европейского реакторного эксперимента SuperChooz, нацеленного на изучение той же физики, что и Daya Bay. Из интересных работ, вышедших за 2022 г., хотелось бы отметить заключительный осцилляционный анализ Daya Bay с полной статистикой [264], первое измерение реакторных нейтрино с $E > 9$ МэВ [265], расчёт вероятностей осцилляций на квантовом компьютере [266]. Следует также отметить удачную подборку статей [31, 267, 268], в которых исследования нейтрино обсуждаются в контексте других физических явлений.

Благодарности. Работа над разделами 1, 2 поддержана Российским научным фондом (проект 18-12-00271-П). Работа над разделом 3 поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, контракт 075-15-2020-778 в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта "Наука". Авторы благодарны Н.В. Анфимову, Ю.М. Малышкину, А.В. Степановой, О.Ю. Смирнову, К.А. Трескову и А.В. Чуканову за обсуждение разных аспектов данной работы, а также очень признательны Д.В. Наумову за внимательное прочтение черновика обзора и плодотворное обсуждение всех деталей.

Список литературы

1. Понтекорво Б *ЖЭТФ* **33** 549 (1957); Pontecorvo B *Sov. Phys. JETP* **6** 429 (1958)
2. Понтекорво Б *ЖЭТФ* **34** 247 (1957); Pontecorvo B *Sov. Phys. JETP* **7** 172 (1958)
3. Биленький С М *УФН* **184** 531 (2014); Bilenyk S M *Phys. Usp.* **57** 489 (2014)
4. Понтекорво Б М *УФН* **120** 705 (1976); Pontecorvo B *Sov. Phys. Usp.* **19** 1031 (1976)
5. Gribov V N et al. *Phys. Lett. B* **28** 493 (1969)
6. Bilenyk S et al. *Phys. Rep.* **41** 225 (1978)
7. Биленький С М, Понтекорво Б М *УФН* **123** 181 (1977); Bilen'kii S M, Pontecorvo B *Sov. Phys. Usp.* **20** 776 (1977)
8. Maki Z, Nakagawa M, Sakata S *Prog. Theor. Phys.* **28** 870 (1962)
9. Davis R (Jr.), Harmer D S, Hoffman K C *Phys. Rev. Lett.* **20** 1205 (1968)
10. Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *Phys. Rev. C* **60** 055801 (1999)
11. Hampel W et al. (GALLEX Collab.) *Phys. Lett. B* **447** 127 (1999)
12. Haines T et al. (IMB Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **57** 1986 (1986)
13. Nakahata M et al. (Kamiokande Collab.) *J. Phys. Soc. Jpn.* **55** 3786 (1986)
14. Hirata K et al. (Kamiokande-II Collab.) *Phys. Lett. B* **205** 416 (1988)
15. Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 1562 (1998)
16. Smirnov A Yu, arXiv:1609.02386
17. Ahmad Q et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 011301 (2002)
18. The 2016 Breakthrough prize in fundamental physics, <https://breakthroughprize.org/Laureates/1/P1/Y2016>
19. Eguchi K et al. (KamLAND Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **90** 021802 (2003)
20. Abe K et al. (T2K Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **659** 106 (2011)
21. Ahn M et al. (K2K Collab.) *Phys. Rev. D* **74** 072003 (2006)
22. Guo X et al. (Daya Bay Collab.), hep-ex/0701029
23. Particle Data Group, Zyla P et al. *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2020** 083C01 (2020)
24. de Gouvêa A *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **66** 197 (2016)
25. Mohapatra R N et al. *Rep. Prog. Phys.* **70** 1757 (2007)
26. Akhmedov E Kh, in *ICTP Summer School in Particle Physics, 21 June–9 July 1999, Trieste, Italy*, pp. 103–164; hep-ph/0001264
27. Троицкий С В *УФН* **182** 77 (2012); Troitsky S V *Phys. Usp.* **55** 72 (2012)
28. Böser S et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **111** 103736 (2020)
29. Горбунов Д С *УФН* **184** 545 (2014); Gorbunov D S *Phys. Usp.* **57** 503 (2014)
30. Dolinski M J, Poon A W P, Rodejohann W *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **69** 219 (2019)
31. Шимкович Ф *УФН* **191** 1307 (2021); Šimković F *Phys. Usp.* **64** 1238 (2021)
32. Барабаш А С *УФН* **184** 524 (2014); Barabash A S *Phys. Usp.* **57** 482 (2014)
33. Aker M et al. (KATRIN Collab.), arXiv:2105.08533
34. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **113** 101101 (2014)
35. Aartsen M G et al. *Science* **361** eaat1378 (2018)
36. Plavin A V et al. *Astrophys. J.* **908** 157 (2021)
37. Agostini M et al. (BOREXINO Collab.) *Nature* **587** 577 (2020)
38. Дербин А В *УФН* **184** 555 (2014); Derbin A V *Phys. Usp.* **57** 512 (2014)
39. Герштейн С С, Кузнецов Е П, Рябов В А *УФН* **167** 811 (1997); Gershtein S S, Kuznetsov E P, Ryabov V A *Phys. Usp.* **40** 773 (1997)
40. Ахмедов Е Х *УФН* **174** 121 (2004); Akhmedov E Kh *Phys. Usp.* **47** 117 (2004)
41. Биленький С М *УФН* **173** 1171 (2003); Bilen'kii S M *Phys. Usp.* **46** 1137 (2003)
42. Giunti C, Kim C W *Phys. Rev. D* **58** 017301 (1998)
43. Naumov D V, Naumov V A *J. Phys. G* **37** 105014 (2010)
44. An F P et al. (Daya Bay Collab.) *Eur. Phys. J. C* **77** 606 (2017)
45. Wolfenstein L *Phys. Rev. D* **17** 2369 (1978)
46. Михеев С П *Ядерная физика* **42** 1441 (1985); Mikheyev S P et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **42** 913 (1985)
47. Михеев С П, Смирнов А Ю *УФН* **150** 632 (1986); Mikheev S P, Smirnov A Yu *Sov. Phys. Usp.* **29** 1155 (1986)
48. Михеев С П, Смирнов А Ю *УФН* **153** 3 (1987); Mikheev S P, Smirnov A Yu *Sov. Phys. Usp.* **30** 759 (1987)
49. Adamson P et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **112** 191801 (2014)
50. Akhmedov E K et al. *J. High Energy Phys.* **2004** (04) 078 (2004)
51. Li Y, Wang Y, Xing Z *Chinese Phys. C* **40** 091001 (2016)
52. Khan A N, Nunokawa H, Parke S J *Phys. Lett. B* **803** 135354 (2020)
53. Sajjad Athar M et al. (IUPAP Neutrino panel) *Prog. Part. Nucl. Phys.* **124** 103947 (2022); arXiv:2111.07586
54. Колупаева Л Д, Ольшевский А Г, Самойлов О Б *ЭЧАЯ* **52** 668 (2021); Kolupaeva L D, Olshevskiy A G, Samoylov O B *Phys. Part. Nuclei* **52** 357 (2021)
55. King S F, Luhn C *Rep. Prog. Phys.* **76** 056201 (2013)
56. King S F et al. *New J. Phys.* **16** 045018 (2014)
57. Smirnov A Yu, Xu X-J *Phys. Rev. D* **97** 095030 (2018)
58. Capozzi F et al. *Phys. Rev. D* **104** 083031 (2021)
59. NuFIT v5.1, <http://www.nu-fit.org>
60. De Salas P F et al. *J. High Energy Phys.* **2021** (02) 071 (2021)
61. Capozzi F et al. *Phys. Rev. Lett.* **123** 131803 (2019)
62. Abe K et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. D* **94** 052010 (2016)
63. Aharmim B et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. C* **88** 025501 (2013)
64. <https://git.jinr.ru/nu/osc>
65. Nakajima Y "Recent results and future prospects from Super-Kamiokande", in *The XXIX Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, NEUTRINO2020, June 30, 2020*
66. Esteban I et al. *J. High Energy Phys.* **2018** (08) 180 (2018)
67. Guo X et al. (Daya Bay Collab.), hep-ex/0701029
68. Ardellier F et al. (Double CHOOZ Collab.), hep-ex/0606025
69. Ahn J et al. (RENO Collab.), arXiv:1003.1391
70. Gando A et al. (KamLAND Collab.) *Phys. Rev. D* **83** 052002 (2011)
71. Ables E et al. (MINOS Collab.), FERMILAB-PROPOSAL-0875 (1995)
72. Abe K et al. (T2K Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **107** 041801 (2011)
73. Adamson P et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **107** 181802 (2011)
74. Abe Y et al. (Double CHOOZ Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 131801 (2012)
75. Fogli G L et al. *Phys. Rev. D* **84** 053007 (2011)
76. An F et al. (Daya Bay Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 171803 (2012)
77. Ahn J et al. (RENO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 191802 (2012)
78. Dunne P "Latest neutrino oscillation results from T2K", in *The XXIX Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, NEUTRINO2020, June 30, 2020*
79. Abi B et al. (DUNE Collab.) *Eur. Phys. J. C* **80** 978 (2020)
80. An F et al. (Daya Bay Collab.) *Phys. Rev. D* **93** 072011 (2016)
81. Bezerra T "New Results from the Double Chooz Experiment", in *The XXIX Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, NEUTRINO2020, June 30, 2020*

82. Abusleme A et al. (JUNO Collab.) *Chinese Phys. C* **46** 123001 (2022)
83. "Scientists say farewell to Daya Bay site, proceed with final data analysis", 11 December 2020, Lawrence Berkeley National Laboratory. Interactions.org, <https://www.interactions.org/press-release/scientists-say-farewell-daya-bay-site-proceed-final-data>
84. Ayres D et al. (NOvA Collab.), hep-ex/0503053
85. Alekou A et al. (ESSvSB Collab.) *Eur. Phys. J. C* **81** 1130 (2021)
86. Aartsen G et al. (IceCube Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **120** 071801 (2018)
87. Abe K et al. (Hyper-Kamiokande Proto-Collab.), arXiv:1805.04163
88. Aartsen M et al. (IceCube-Gen2 Collab.) *Phys. Rev. D* **101** 032006 (2020)
89. Ahmed S et al. (ICAL Collab.) *Pramana* **88** (5) 79 (2017)
90. Adamson P et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **125** 131802 (2020)
91. Aiello S et al. (KM3NeT Collab.) *Eur. Phys. J. C* **82** (1) 26 (2022)
92. Ahmad S et al. (KM3NeT and JUNO Collab.), arXiv:2108.06293
93. Acero M A et al. (NOvA Collab.) *Phys. Rev. D* **106** 032004 (2022); arXiv:2108.08219
94. Abbasi R et al. (IceCube Collab.) *Astropart. Phys.* **35** 615 (2012)
95. Mohapatra R N, Nasri S, Yu H-B *Phys. Lett. B* **636** 114 (2006)
96. Mohapatra R N, Nasri C C J. *High Energy Phys.* **2015** (08) 92 (2015)
97. Minakata H, Smirnov A Yu *Phys. Rev. D* **70** 073009 (2004)
98. Babu K S, Ma E, Valle J W F *Phys. Lett. B* **552** 207 (2003)
99. Scholberg K J. *Phys. G* **45** 014002 (2018)
100. Qian X, Vogel P *Prog. Part. Nucl. Phys.* **83** 1 (2015)
101. de Salas P F et al. *Front. Astron. Space Sci.* **5** 36 (2018)
102. Pascoli S, Petcov S T, Riotto A *Phys. Rev. D* **75** 083511 (2007)
103. Branco G C, González Felipe R, Joaquim F R *Phys. Lett. B* **645** 432 (2007)
104. Davidson S et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 161801 (2007)
105. Branco G C et al. *Nucl. Phys. B* **617** 475 (2001)
106. Jiang M et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2019** 053F01 (2019)
107. Marti Ll et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **959** 163549 (2020)
108. Beacom J F, Vagins M R *Phys. Rev. Lett.* **93** 171101 (2004)
109. Esteban I et al. *J. High Energy Phys.* **2020** (09) 178 (2020)
110. Куденко Ю Г *УФН* **181** 569 (2011); Куденко Yu G *Phys. Usp.* **54** 549 (2011)
111. Куденко Ю Г *УФН* **183** 1225 (2013); Куденко Yu G *Phys. Usp.* **56** 1120 (2013)
112. Friend M *Nat. Rev. Phys.* **2** 2 (2020)
113. "T2k run 10 ended with record beam power". February 20, 2020. The T2K Collab., <https://t2k-experiment.org/2020/02/t2k-run-10-ended-with-record-beam-power/>
114. Shiltsev V, in *17th Conf. on Flavor Physics and CP Violation, FPCP 2019, 6–10 May 2019, Victoria, BC, Canada*; arXiv:1906.07324
115. Abe K et al. (T2K Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **694** 211 (2012)
116. Assylbekov S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **686** 48 (2012)
117. Abgrall N et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **637** 25 (2011)
118. Amaudruz P-A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **696** 1 (2012)
119. Allan D et al. *JINST* **8** P10019 (2013)
120. Aoki S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **698** 135 (2013)
121. Barranco-Luque M et al. (UA1 Collab.) *Nucl. Instrum. Meth.* **176** 175 (1980)
122. Antonova M et al. (Baby MIND Collab.) *JINST* **12** C07028 (2017)
123. Neutrino 2020 website, <https://conferences.fnal.gov/nu2020/>
124. Abe K et al. (T2K Collab.) *Nature* **580** 339 (2020)
125. Read A J. *Phys. G* **28** 2693 (2002)
126. Kelly K J et al. *Phys. Rev. D* **103** 013004 (2021)
127. Dolan S "T2K status and plans", in *EPS-HEP Conf., European Physical Society Conf. on High Energy Physics 2021, Online Conf., July 26–30, 2021*
128. Speagle J S, arXiv:1909.12313
129. Abe K et al. (T2K Collab.) *Phys. Rev. D* **96** 092006 (2017)
130. Bronner C "Details of T2K oscillation analysis", in *21st Intern. Workshop on Neutrinos from Accelerators, 2021*
131. Feldman G J, Cousins R D *Phys. Rev. D* **57** 3873 (1998)
132. Katori T *AIP Conf. Proc.* **1663** 030001 (2015)
133. Hayato Y *Acta Phys. Polon. B* **40** 2477 (2009)
134. Andreopoulos C et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **614** 87 (2010)
135. Acero M A et al. (NOvA Collab.) *Eur. Phys. J. C* **80** 1119 (2020)
136. Abgrall N et al. (NA61/SHINE Collab.) *Eur. Phys. J. C* **79** 100 (2019)
137. Aliaga L et al. (MINERvA Collab.) *Phys. Rev. D* **94** 092005 (2016)
138. Barton D S et al. *Phys. Rev. D* **27** 2580 (1983)
139. Bhupal Dev P S et al. *SciPost Phys. Proc.* **2** 001 (2019)
140. Denton P B, Gehrlein J, Pestes R *Phys. Rev. Lett.* **126** 051801 (2021)
141. Chatterjee S S, Palazzo A *Phys. Rev. Lett.* **126** 051802 (2021)
142. Mitsuka G et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. D* **84** 113008 (2011)
143. Albert A et al. (ANTARES Collab.), arXiv:2112.14517
144. Ehrhardt T "Search for NSI in neutrino propagation with IceCube DeepCore", in *4th Uppsala Workshop on Particle Physics with Neutrino Telescopes, 2019*
145. Abbasi R et al. (IceCube Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **129** 011804 (2022); arXiv:2201.03566
146. Rahaman U *Eur. Phys. J. C* **81** 792 (2021)
147. Rahaman U, Razzaque S, arXiv:2108.11783
148. Babu K S et al. *Phys. Rev. D* **105** 115014 (2022); arXiv:2108.11961
149. Chatterjee S S, Palazzo A, arXiv:2005.10338
150. Sutton A *PoS NuFACT2018* 058 (2018)
151. Adamson P et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **110** 251801 (2013)
152. Abe K et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. D* **97** 072001 (2018)
153. "NOvA and T2K joint analysis announcement", <https://t2k-experiment.org/2018/01/t2k-nova-announce/>
154. Abe K et al. (T2K Collab.), arXiv:1901.03750
155. Blondel A et al. *JINST* **13** P02006 (2018)
156. Attié D et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **957** 163286 (2020)
157. Korzenev A et al. *JINST* **17** P01016 (2022)
158. Abe K et al. (Hyper-Kamiokande Proto-Collab.), arXiv:1805.04163
159. Bhadra S et al. (nuPRISM Collab.), arXiv:1412.3086
160. Abi B et al. (DUNE Collab.) *JINST* **15** T08008 (2020)
161. Acciarri R et al. (DUNE Collab.), arXiv:1601.05471
162. Lebedev V, FERMILAB-DESIGN-2015-01 (2015)
163. Pellico W et al., in *5th Intern. Particle Accelerator Conf., 2014, 15–20 Jun 2014, Dresden, Germany* (Eds C Petit-Jean-Genaz et al.) (Geneva: JACoW, 2014)
164. Shiltsev V *Mod. Phys. Lett. A* **32** 1730012 (2017)
165. Prebys E et al., in *7th Intern. Particle Accelerator Conf., IPAC2016, 8–13 May 2016, Busan, Korea* (Eds K S Kim et al.) (Geneva: JACoW, 2016)
166. Abed Abud A et al. (DUNE Collab.) *Instruments* **5** (4) 31 (2021)
167. Anfimov N et al. *JINST* **15** C07022 (2020)
168. Агапов Н Н и др. *УФН* **186** 405 (2016); Agapov N N et al. *Phys. Usp.* **59** 383 (2016)
169. Duyang H et al., arXiv:1809.08752
170. Askins M et al. (Theia Collab.) *Eur. Phys. J. C* **80** 416 (2020)
171. Yeh M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **660** 51 (2011)
172. Kaptanoglu T et al. *Phys. Rev. D* **101** 072002 (2020)
173. de Gouvêa A, Kelly K J *Nucl. Phys. B* **908** 318 (2016)
174. Coloma P J. *High Energy Phys.* **2016** (03) 016 (2016)
175. Bass M et al. *Phys. Rev. D* **91** 052015 (2015)
176. Abe K et al. (Hyper-Kamiokande Collab.) *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2018** 063C01 (2018)
177. Cao J et al. (ICFA Neutrino Panel), arXiv:1501.03918
178. Guler M et al. (OPERA Collab.), CERN-SPSC-2000-028 (2000)
179. Agafonova N et al. (OPERA Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **120** 211801 (2018)
180. Blennow M et al. *Eur. Phys. J. C* **80** 190 (2020)
181. Bausan E et al. (ESSvSB Collab.) *Nucl. Phys. B* **885** 127 (2014)
182. Bogomilov M "ESSvSB progress on the design of the near and far neutrino detectors and the simulation of the physics potential", in *XIX Intern. Workshop on Neutrino Telescopes, 2021*
183. Odagawa T (NINJA Collab.) *PoS NuFact2019* 144 (2020)
184. Patzak T (MEMPHYS Collab.) *J. Phys. Conf. Ser.* **375** 042055 (2012)
185. Alekou A et al. (ESSvSB Collab.) *Eur. Phys. J. C* **81** 1130 (2021)
186. Coloma P, Fernandez-Martinez E J. *High Energy Phys.* **2012** (04) 89 (2012)
187. Albright C et al., hep-ex/0008064
188. Benedikt M et al. *Eur. Phys. J. A* **47** 24 (2011)
189. Kyberd P et al. (nuStorm Collab.), arXiv:1206.0294
190. Aguilar-Arevalo A et al. (LSND Collab.) *Phys. Rev. D* **64** 112007 (2001)
191. Armbruster B et al. (KARMEN Collab.) *Phys. Rev. D* **65** 112001 (2002)
192. Aguilar-Arevalo A A et al. (MiniBooNE Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **120** 141802 (2018)
193. Ajimura S et al. (JSNS² Collab.), arXiv:1705.08629
194. Rott C *PoS ICHEP2018* 185 (2019)
195. Alonso J R, Nakamura K (IsoDAR Collab.), arXiv:1710.09325

196. Mereaglia A *JINST* **11** C12040 (2016)
197. Denisov S *Conf. Proc. C* **880914** 207 (1988)
198. Perrin-Terrin M *Eur. Phys. J. C* **82** 465 (2022); arXiv:2112.12848
199. Копейкин В И *Ядерная физика* **75** 165 (2012); Копейкин В И *Phys. Atom. Nucl.* **75** 143 (2012)
200. Abusleme A et al. (JUNO Collab.), to be published (2021)
201. Adam T et al., arXiv:1508.07166
202. Abusleme A et al. (JUNO Collab.) *J. High Energy Phys.* **2021** (03) 004 (2021)
203. Abusleme A et al. (JUNO Collab.), arXiv:2005.08745
204. An F et al. (JUNO Collab.) *J. Phys. G* **43** 030401 (2016)
205. Abusleme A et al. (JUNO Collab.), arXiv:2104.02565
206. Abusleme A et al. (JUNO and Daya Bay Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **988** 164823 (2021)
207. Huber P *Phys. Rev. C* **84** 024617 (2011)
208. Mueller T et al. *Phys. Rev. C* **83** 054615 (2011)
209. Fallot M et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 202504 (2012)
210. Hayes A C et al. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **66** 219 (2016)
211. Schreckenbach K et al. *Phys. Lett. B* **160** 325 (1985)
212. Hahn A et al. *Phys. Lett. B* **218** 365 (1989)
213. Mention G et al. *Phys. Rev. D* **83** 073006 (2011)
214. Hayen L et al. *Phys. Rev. C* **100** 054323 (2019)
215. Копейкин В И, Панин Ю Н, Сабельников А А *Ядерная физика* **84** 3 (2021); Копейкин В И, Панин Ю Н, Сабельников А А *Phys. Atom. Nucl.* **84** 1 (2021)
216. Giunti C et al., arXiv:2110.06820
217. Acero M A et al., arXiv:2203.07323
218. Adey D et al. (Daya Bay Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **123** 111801 (2019)
219. Atif Z et al. (RENO Collab.) *Phys. Rev. D* **104** 11 (2021)
220. de Kerret H et al. (Double CHOOZ Collab.) *Nat. Phys.* **16** 558 (2020)
221. Li Y F et al. *Phys. Rev. D* **100** 053005 (2019)
222. Dwyer D et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 012502 (2015)
223. Sonzogni A A et al. *Phys. Rev. C* **98** 014323 (2018)
224. An F P et al. (Daya Bay Collab.) *Chin. Phys. C* **41** 013002 (2017)
225. Abusleme A et al. (JUNO Collab.) *Eur. Phys. J. C* **81** 10 (2021)
226. Abusleme A et al. (JUNO Collab.) *Chin. Phys. C* **45** 023004 (2021)
227. Bieger L et al., arXiv:2109.10782
228. Cabrera A et al., arXiv:2008.11280
229. Aartsen M et al. (IceCube-Gen2 Collab.) *Phys. Rev. D* **101** 032006 (2020)
230. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.) *Science* **342** 1242856 (2013)
231. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **111** 021103 (2013)
232. Belolaptikov I et al., arXiv:2109.14344
233. Джилкибаев Ж-А М и др. *УФН* **185** 531 (2015); Dzhilki-baev Zh-A M et al. *Phys. Usp.* **58** 495 (2015)
234. Agostini M et al. (P-ONE Collab.) *Nat. Astron.* **4** 913 (2020)
235. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.) *Eur. Phys. J. C* **80** (1) 9 (2020)
236. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.) *Phys. Rev. D* **99** 032007 (2019)
237. Li Z et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. D* **98** 052006 (2018)
238. Aartsen M G et al. (IceCube-Gen2 Collab.) *J. Phys. G* **48** 060501 (2021)
239. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.), arXiv:1911.02561
240. Haungs A (IceCube Collab.) *EPJ Web Conf.* **210** 06009 (2019)
241. Аскар'ян Г А *ЖЭТФ ЖЭТФ* **41** (1961); Askar'yan G A *Sov. Phys. JETP* **14** (1961)
242. Ishihara A (IceCube Collab.) *PoS ICRC2019* 1031 (2020)
243. Aartsen M et al. (IceCube Collab.) *J. Phys. G* **44** 054006 (2017)
244. Blot S et al., Private communication (2020)
245. Adrian-Martinez S et al. (KM3Net Collab.) *J. Phys. G* **43** 084001 (2016)
246. Ageron M et al. (ANTARES Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **656** 11 (2011)
247. Aiello S et al. (KM3NeT Collab.) *Astropart. Phys.* **111** 100 (2019)
248. Akindinov A V et al. *Eur. Phys. J. C* **79** 758 (2019)
249. Hofestädt J et al. *PoS ICRC2019* 911 (2020)
250. Ahmed S et al. (ICAL Collab.) *Pramana* **88** (5) 79 (2017)
251. Agafonova N Y et al. (MONOLITH Collab.), LNGS-P26-2000 (2000)
252. Acero M A et al. (NOvA Collab.) *Phys. Rev. D* **106** 032004 (2022)
253. Sztuc A "A Bayesian Look at 3-flavor Oscillations in NOvA: Drilling Deeper into PMNS", Wine and Cheese seminar at FNAL (2020)
254. Abe K et al. (T2K Collab.), arXiv:2303.03222
255. de Gouvêa A et al. *Phys. Rev. D* **106** 055025 (2022)
256. Abusleme A et al. (JUNO Collab.) *Chinese Phys. C* **46** 123001 (2022)
257. Zhao J "JUNO Status and Prospects", in *NEUTRINO-2022 Conf., 2022*
258. Alekou A et al. (ESSvSB Collab.), arXiv:2303.17356
259. Neutrino 2022 website, <https://neutrino2022.org>
260. Stuttard T "Particle physics with atmospheric neutrinos at IceCube", in *NEUTRINO-2022 Conf., 2022*
261. Wan L "New Results with Atmospheric Neutrinos at Super-Kamiokande", in *NEUTRINO-2022 Conf., 2022*
262. Kwang K "Results of reactor antineutrinos at RENO", in *NEUTRINO-2022 Conf., 2022*
263. Cabrera A "The SuperChooz Experiment: Unveiling the Opportunity", Seminar at CERN (Geneva: CERN, 2022)
264. An F et al. (Daya Bay Collab.), arXiv:2211.14988
265. An F et al. (Daya Bay Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **129** 041801 (2022)
266. Nguyen H C et al. *Phys. Rev. D* **108** 023013 (2023); arXiv:2212.14170
267. Шпиринг К *УФН* **191** 1261 (2021); Spiering Ch *Phys. Usp.* **64** 1198 (2021)
268. Троицкий С В *УФН* **191** 1333 (2021); Troitsky S V *Phys. Usp.* **64** 1261 (2021)

Neutrino oscillations: status and prospects for the determination of neutrino mass ordering and the leptonic CP -violation phase

L.D. Kolupaeva^(a), M.O. Gonchar^(b), A.G. Olshevskiy^(c), O.B. Samoylov^(d)

Joint Institute for Nuclear Research, ul. Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation

E-mail: ^(a)ldkolupaeva@yandex.ru, ^(b)gonchar@jinr.ru, ^(c)olshevsk@jinr.ru, ^(d)samoylov@jinr.ru

This review is devoted to the 110th anniversary of the birth of Bruno Pontecorvo, an outstanding physicist who made an invaluable contribution to the development of modern neutrino physics, having predicted, inter alia, nonzero neutrino masses, mixing, and oscillations that were experimentally discovered in the early 2000s. Significant progress has been made over 20 years of experiments in determining the parameters of three-flavor neutrino oscillations. The status of and prospects for establishing neutrino mass ordering and the leptonic CP -violation phase (δ_{CP}), unknown parameters of this theory, are discussed. It is expected that they will be measured in long-baseline experiments in the next decade. The ongoing accelerator experiments NOvA and T2K, which are currently the most sensitive to neutrino mass ordering and δ_{CP} , are described in detail. For ease of comparison, NOvA and T2K techniques and results, including all aspects of data collection and analysis, are presented on a stage-by-stage basis. Possible reasons for the disagreement between the δ_{CP} values measured by NOvA and T2K are discussed. Future accelerator (DUNE and Hyper-Kamiokande) and reactor (JUNO) megaprojects are considered, along with experiments designed to use atmospheric neutrinos: IceCube Upgrade, KM3NeT (ORCA), and ICAL at INO, which can measure unknown oscillation parameters and refine the ones already determined.

Keywords: neutrinos, neutrino oscillations, mass hierarchy, leptonic CP violation, accelerator neutrinos, reactor neutrinos, atmospheric neutrinos, solar neutrinos

PACS numbers: 14.60.Lm, 14.60.Pq

Bibliography — 268 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **193** (8) 801–824 (2023)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2022.05.039191>

Received 17 January 2022, revised 5 May 2022

Physics–Uspekhi **66** (8) (2023)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2022.05.039191>