

РЕЗУЛЬТАТЫ НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ T2K И NOvA: УПОРЯДОЧИВАНИЕ МАСС НЕЙТРИНО И CP-СИММЕТРИЯ

А. В. Буткевич*

Институт ядерных исследований Российской академии наук
117312, Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 декабря 2021 г.,
после переработки 21 декабря 2021 г.
Принята к публикации 22 декабря 2021 г.

Рассматриваются новые данные об осцилляциях нейтрино, полученные в ускорительных нейтринных экспериментах T2K и NOvA. Каждая коллаборация сообщает об умеренном предпочтении нормального упорядочивания масс нейтрино, однако измеренные значения фазы нарушения CP-инвариантности δ_{CP} различаются на два стандартных отклонения (2σ), и при этом результат эксперимента T2K исключает сохранение CP-инвариантности с достоверностью порядка 2σ . Совместный анализ данных этих экспериментов может привести к обратной иерархии масс нейтрино и значению $\delta_{CP} \approx 3\pi/2$. Дополнительно обсуждается важность полученных результатов для неосцилляционных нейтринных экспериментов.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию А. Е. Чудакова

DOI: 10.31857/S0044451022040058
EDN: DPSQWI

1. ВВЕДЕНИЕ

В нейтринных экспериментах [1–3] было установлено, что нейтрино, рожденное в определенном слабом состоянии ν_α (нейтрино с определенным ароматом ν_e, ν_μ, ν_τ), после прохождения макроскопического расстояния может быть зарегистрировано в другом слабом состоянии, т. е. нейтрино осциллирует. Таким образом, были установлены две близко связанные особенности нейтрино: нейтрино имеет массу и аналогично кваркам является суперпозицией собственных массивных состояний ν_i , ($i = 1, 2, 3$) с массами m_i , причем $m_1 \neq m_2 \neq m_3$. Наличие у нейтрино массы — единственное доказательство того, что физика элементарных частиц выходит за рамки Стандартной Модели.

Слабые состояния могут быть представлены в виде суперпозиции массовых состояний

$$\nu_\alpha = \sum U_{\alpha i} \nu_i,$$

где $U_{\alpha i}$ — элементы матрицы смешивания Понтекорво–Маки–Накагава–Саката [4–6]. В настоящее время трехфлейворная (ароматная) парадигма

успешно описывает большинство результатов нейтринных осцилляционных экспериментов. В рамках этой парадигмы элементы матрицы смешивания могут быть представлены как функции трех углов смешивания, $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$, и дираковской фазы нарушения CP-инвариантности в лептонном секторе δ_{CP} . Эффекты осцилляций зависят от параметров смешивания нейтрино и разностей квадратов масс нейтрино $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$.

Сейчас параметры осцилляций θ_i и Δm_{ij}^2 наиболее точно определены в следующих экспериментах. Значение угла смешивания θ_{13} было измерено в реакторных нейтринных экспериментах [7–9], а параметры θ_{12} и Δm_{21}^2 были установлены в экспериментах с солнечными и реакторными нейтрино [10, 11]. При рассмотрении состояния ν_1 как состояния, которое дает наибольший вклад в ν_e , было установлено, что $\Delta m_{21}^2 > 0$. В экспериментах с атмосферными и ускорительными нейтрино [12, 13] было измерено значение $|\Delta m_{31}^2| \gg \Delta m_{21}^2$, но эти эксперименты не чувствительны к знаку Δm_{31}^2 . В этом и заключается проблема упорядочивания (иерархии) масс нейтрино, а именно, предпочитает ли природа $m_1 < m_2 < m_3$ нормальную иерархию (normal mass ordering, NO), или $m_3 < m_1 < m_2$ — обратную иерархию (inverted mass ordering, IO) масс нейтрино. Знание иерархии масс ограничит набор моде-

* E-mail: butkevic@inr.ru

лей, претендующих на описание механизма генерации масс [14–17] и поможет определить природу нейтрино, т. е. является ли нейтрино дираковским, или майорановским фермионом [18, 19].

Вероятности осцилляций $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)$ при прохождении нейтрино через Землю зависят от упорядочивания масс нейтрино. Когерентное рассеяние вперед на электронах в земной коре увеличивает вероятность $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ и уменьшает вероятность $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ при нормальной иерархии масс. Эффекты усиления и подавления вероятностей осцилляций становятся обратными при обратном упорядочивании масс нейтрино [20, 21]. Комбинация измерений вероятности исчезновения ν_μ из пучка мюонных нейтрино $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ и появления в этом пучке электронных нейтрино $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$, а также соответствующих антинейтрино позволяет определить иерархию масс нейтрино в ускорительных экспериментах с большими расстояниями между источником и детектором нейтрино (в экспериментах с длинной базой). Тем не менее существует серьезная проблема, связанная с вырождением между определением иерархии масс, значением угла θ_{23} и степенью нарушения CP-инвариантности в нейтринных осцилляциях параметризованной фазой δ_{CP} . Угол θ_{23} во многом определяет примесь ν_μ и ν_τ в массовом состоянии ν_3 . В случае максимального смешивания $\theta_{23} = \pi/4$ состояния ν_μ и ν_τ дают одинаковые вклады в ν_3 , что предполагает существование дополнительной $\mu - \tau$ -симметрии [22]. Если смешивание не является максимальным, то θ_{23} может находиться в верхнем октанте (upper octant, UO, $\theta_{23} > \pi/4$), или в нижнем октанте (lower octant, LO, $\theta_{23} < \pi/4$) с большей примесью соответственно ν_μ или ν_τ в ν_3 . Текущие измеренные значения θ_{23} близки к максимальному смешиванию, однако остаются значительные неопределенности, что делает θ_{23} наименее точно измеренным углом смешивания.

Ускорительные нейтринные эксперименты с большими расстояниями между источником и детектором нейтрино чувствительны и к значению δ_{CP} . Если CP-инвариантность нарушается ($\delta_{CP} \neq 0, \pi$) и $\sin \delta_{CP} < 0$, то вероятность $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций увеличивается, а в противном случае ($\sin \delta_{CP} > 0$) она уменьшается. Эффект обратный для $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -переходов. Наблюдение нарушения CP-инвариантности в нейтринных осцилляциях предоставит экспериментальное подтверждение моделям, объясняющим наблюдаемый дисбаланс между веществом и антивеществом во Вселенной за счет нарушения CP-инвариантности в лептонном секторе [23–27]. Следует отметить, что

существуют теоретические модели, где лептогенезис может иметь место даже без нарушения CP-инвариантности при низких энергиях [28].

Вероятности выживания мюонных (анти)нейтрино и появления электронных (анти)нейтрино в пучках мюонных нейтрино измеряются коллаборациями T2K (Япония) [29, 30] и NOvA (США) [31–33] в экспериментах с мощными пучками нейтрино. В эксперименте T2K максимум в спектре нейтрино приходится на энергию $E_\nu \approx 0.75$ ГэВ, а дальний детектор нейтрино расположен на расстоянии 250 км от ускорителя. В эксперименте NOvA дальний детектор находится на расстоянии 810 км, а энергия нейтрино в максимуме спектра равна $E_\nu \approx 1.9$ ГэВ. В 2021 году обе коллаборации опубликовали новые данные. Коллаборация T2K представила результаты измерений вероятностей осцилляций нейтрино и антинейтрино $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ и $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)$ [34]. Анализ отдает слабое предпочтение нормальной иерархии масс и верхнему октанту $\sin \theta_{23}$. Кроме того, данные T2K исключают сохранение CP-инвариантности в нейтринных осцилляциях на уровне 2σ . Данные эксперимента NOvA [35] также указывают на нормальное упорядочивание масс нейтрино и верхний октант угла $\sin \theta_{23}$ на уровне 1σ . При нормальной иерархии масс наблюдается различие между измеренными наиболее вероятными значениями δ_{CP} . Коллаборация NOvA получила значение $\delta_{CP} = 0.86$ (слабое CP-нарушение), а коллаборация T2K — значение $\delta_{CP} = -1.6\pi$ (максимальное CP-нарушение) и оба эксперимента взаимоисключают эти значения на доверительном 2σ -уровне.

Статья организована следующим образом. В первых, мы объясняем, как эксперименты на больших расстояниях между источником и детектором нейтрино чувствительны к упорядочиванию масс, а также к вырождениям с θ_{23} и δ_{CP} . Затем приводится краткое описание экспериментов T2K и NOvA, сравнение и анализ их данных, а также рассматривается компромиссный вариант согласования результатов по измерению фазы нарушения CP-инвариантности и определению упорядоченности масс нейтрино. Обсуждается важность полученных результатов для неускорительных нейтринных экспериментов. В заключении отмечается необходимость проведения осцилляционных исследований с детекторами следующего поколения, которые позволят определить иерархию масс нейтрино и получить ответ на вопрос о нарушении CP-симметрии в лептонном секторе.

2. ВЕРОЯТНОСТЬ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В УСКОРИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

В экспериментах T2K и NOvA нейтрино проходит большие расстояния (сотни километров) в веществе. Среда, вследствие взаимодействия с ее компонентами, изменяет картину осцилляций [20]. Влияние среды обусловлено различием в амплитудах упругого рассеяния вперед смешанных нейтрино, например ν_e и ν_μ . В сочетании с вакуумным смешиванием состояния ν_{im} , отличные от ν_i , теперь имеют определенные энергии, фазовые и групповые скорости, следовательно, смешивание в веществе изменяется, а ν_e и ν_μ осциллируют относительно состояния ν_{im} . Среда может приводить как к подавлению осцилляций, так и к усилению их глубины. Детальное обсуждение влияния вещества на процессы осцилляций в случае трех поколений нейтрино дано в работах [36, 37].

Для ускорительных экспериментов можно полагать, что плотность вещества вдоль траектории нейтрино постоянная и отношение заряда к атомному номеру $Z/A \simeq 0.5$ является хорошим приближением при вычислении вероятностей осцилляций в земной коре [38]. Кроме того, поскольку расчеты вероятности осцилляций с использованием точных формул [36] довольно трудоемки, обычно для этих целей применяются приближенные выражения для вероятностей. Как правило, используются аппроксимации [39–42], которые получены в результате разложения в ряд точных формул по малому параметру

$$\alpha = \Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2 \approx 0.034.$$

В случае осцилляций $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ эффекты вещества сильно подавлены и вероятность выживания мюонных (анти)нейтрино хорошо аппроксимируется выражением

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \approx 1 - (\cos^2 \theta_{31} \sin^2 2\theta_{23} + \sin^2 2\theta_{13} \sin^4 \theta_{23}) \sin^2 \Delta, \quad (1)$$

где $\Delta = \Delta m_{31}^2 L/E$, L — расстояние между источником и детектором нейтрино (база эксперимента) и E — энергия нейтрино. Вероятность появления $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ в пучках $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ в экспериментах T2K и NOvA можно представить с точностью $O(\alpha^2)$ в виде

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \times \sin^2[(A-1)\Delta]/(A-1)^2 + \alpha^2 \sin^2 2\theta_{12} \cos^2 \theta_{23} \times \sin^2(A\Delta)/A^2 + \alpha \sin 2\theta_{13} \cos(\Delta + \delta_{CP}) \times \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin(A\Delta) \times \sin[(A-1)\Delta]/[A(A-1)], \quad (2)$$

где

$$A = 2EV/\Delta \quad (3)$$

зависит от упорядочивания масс нейтрино, т. е. $A > 0$ при $\Delta > 0$ (NO) и $A < 0$ при $\Delta < 0$ (IO). Потенциал V обусловлен рассеянием ν_e на электронах среды вследствие заряженных токов. Ни ν_μ , ни ν_τ таких взаимодействий не имеют [37] и

$$V = \sqrt{2}G_F \rho m_N^{-1} Y_e \simeq 7.56^{-14} \rho Y_e, \quad (4)$$

где G_F — константа Ферми, m_N — масса нуклона, $Y_e \simeq 0.5$ — число электронов, приходящихся на один нуклон среды, ρ (г/см³) — плотность вещества вдоль траектории нейтрино и размерность потенциала V — электронвольты. Для вычисления вероятностей осцилляций $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ в формуле (2) необходимо сделать замену $\delta_{CP} \rightarrow -\delta_{CP}$ и $A \rightarrow -A$ ($V \rightarrow -V$). Таким образом, вероятности осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ зависят от знака Δ — иерархии масс нейтрино, угла θ_{23} ($\theta_{23} < \pi/4$ или $\theta_{23} > \pi/4$) и фазы CP-нарушения. При этом амплитуда $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) осцилляций будет максимальной (минимальной) при NO и $\delta_{CP} \simeq -\pi/2$ и минимальной (максимальной) при IO и $\delta_{CP} \simeq \pi/2$.

Влияние вещества проявляется лишь на больших его толщинах. Характеристикой среды является собственная длина l_0 в веществе, которая определяется как [37]

$$l_0 = \sqrt{2\pi} m_N / (G_F \rho Y_e). \quad (5)$$

На пути l_0 в результате рассеяния приобретает дополнительную разность фаз у ν_e и ν_μ : $\Delta\phi = 2\pi$. Отсюда следует, что эффект вещества заметен на толщине

$$d_0 = \rho l_0 \approx 2\pi m_N / (\sqrt{2} G_F)^{-1}. \quad (6)$$

и $d_0 \approx 3.5 \cdot 10^9$ (г/см³). Он зависит от соотношения собственной длины в веществе и длины осцилляций в вакууме:

$$l_\nu = 4\pi E / \Delta m_{31}^2. \quad (7)$$

Если $l_\nu \ll l_0$, то изменение свойств осцилляций незначительно. Эффекты велики при $l_\nu \gg l_0$.

Для оценки влияния вещества на вероятности осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ при энергиях $E \approx 2\Delta m_{31}^2 L/\pi$, где $\sin^2 \Delta \approx 1$ можно использовать выражение [42]

$$P_{\mu e}^m = P_{\mu e}^v (1 \pm 2E/E_r), \quad (8)$$

где $P_{\mu e}^m$ ($P_{\mu e}^v$) — вероятность осцилляций в веществе (вакууме), знак «+» («-») соответствует осцилляциям нейтрино (антинейтрино). Резонансная энергия E_r определяется как

$$E_r = \Delta m_{31}^2 / 2V \quad (9)$$

и $E_r \simeq 10$ ГэВ при $\Delta m_{31}^2 \simeq 2.5 \cdot 10^{-3}$ эВ² и $\rho = 3$ г/см³. Из уравнения (8) следует, что разность $P_{\mu e}^m - P_{\mu e}^v$ линейно уменьшается с энергией нейтрино и для $E \ll E_r$, т. е. в экспериментах на короткой базе, амплитуда и фаза осцилляций в веществе всегда близки к вакуумным значениям.

Анализ суммы

$$P_+ = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$$

и разности

$$P_- = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$$

вероятностей осцилляций нейтрино и антинейтрино вблизи первого осцилляционного максимума, где $\Delta \sim \pi/2$, можно использовать для определения параметров осцилляций. Из (2) следует, что сумма вероятностей чувствительна, главным образом, к $\sin^2 \theta_{23}$, поскольку эффекты CP-нарушения и иерархии масс дают малый вклад в P_+ . С другой стороны, измерение разности P_- можно использовать для определения упорядочивания масс нейтрино, значения угла θ_{23} и фазы δ_{CP} , хотя все это обусловлено сравнимыми и конкурирующими эффектами.

Асимметрия нейтрино–антинейтрино, определенная как

$$A_{CP} = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}, \quad (10)$$

используется как мера нарушения CP-инвариантности. Для оценки A_{CP} при $\Delta \sim \pi/2$ можно использовать выражение [43]

$$A_{CP} = A_{CP}^\delta + A_{CP}^{mat}, \quad (11)$$

где

$$A_{CP}^\delta \simeq \frac{\cos \theta_{23} \sin \theta_{21}}{\sin \theta_{23} \sin \theta_{31}} \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \sin \delta_{CP}, \quad (12)$$

и $A_{CP}^{mat} \propto L \times E$. Таким образом, измеряемая в веществе асимметрия обусловлена асимметрией A_{CP}^δ , вызванной нарушением CP-инвариантности и асимметрией A_{CP}^{mat} , возникающей из-за эффекта вещества. Знак A_{CP}^{mat} определяется иерархией масс, т. е. $A_{CP}^{mat} > 0$ ($A_{CP}^{mat} < 0$) при $\Delta > 0$ ($\Delta < 0$). Поскольку A_{CP}^{mat} убывает с энергией и расстоянием, в экспериментах с небольшой базой измеряемая асимметрия $A_{CP} \approx A_{CP}^\delta \sim \sin \delta_{CP}$ обусловлена, главным образом, нарушением CP-инвариантности.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ T2K И NOvA

В последних своих публикациях коллаборации T2K [34] и NOvA [35] представили обновленные данные экспериментов об осцилляциях мюонных (анти)нейтрино на больших расстояния между источником и детектором нейтрино. В эксперименте T2K используется интенсивный пучок мюонных (анти)нейтрино, полученный на ускорителе J-PARC (Токай, Япония). Эти пучки направлены на дальний черенковский детектор Супер-Камиоканде, который находится на расстоянии $L = 250$ км от ускорителя под углом 2.5° к оси пучка. Таким образом, на пути к детектору нейтрино проходит расстояние существенно меньшее, чем собственная длина вещества $l_0 \sim 10^9$ см. Спектр нейтрино имеет максимум при энергии $E \approx 0.6$ ГэВ, что соответствует примерно первому осцилляционному максимуму. Согласно (8) эффект вещества для (анти)нейтрино можно оценить как

$$(P_{\mu e}^m - P_{\mu e}^v)/P_{\mu e}^v = \pm 2E/E_r \approx \pm 0.12,$$

т. е. порядка 10 %. Поскольку этот эффект мал, эксперимент T2K имеет слабую чувствительность к упорядочиванию масс нейтрино. Другими словами, параметры осцилляций, определенные для NO и Ю, будут иметь близкие значения.

Коллаборация T2K проанализировала и опубликовала [34] данные, которые соответствуют статистике упавших на мишень протонов $19.4 \cdot 10^{20}$ и $16.4 \cdot 10^{20}$ для пучка соответственно нейтрино и антинейтрино. При этом мощность протонного пучка не превышала 500 кВт. На дальнем детекторе было зарегистрировано 243 (140) $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ мюонных событий и 75 (15) $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)$ электронных событий без учета вклада $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ событий с пионом в конечном состоянии, который составляет 15 событий. В безпионных электронных событиях ожидаемый фон равен 13.6 (8.9) событий.

В эксперименте NOvA (анти)нейтрино создаются на ускорителе в Фермилабе (Батавия, США) с энергиями нейтрино в диапазоне 1–5 ГэВ. Пучок нейтрино направлен на дальний сцинтилляционный детектор с массой 14 кТ, который находится на расстоянии 810 км в районе Аш-Ривер (штат Миннесота) на глубине 4 м под землей. Этот детектор расположен под углом 14.6 мрад к оси пучка, а максимум в спектре нейтрино приходится на энергию $E \simeq 1.6$ ГэВ. Таким образом, ожидаемый эффект вещества $\pm 2E/E_r$ составляет примерно 30 %, и этот

эксперимент более чувствителен к иерархии масс нейтрино, чем Т2К.

Коллаборация NOvA опубликовала результаты [35], которые соответствуют статистике $13.6(12.5) \cdot 10^{20}$ протонов, брошенных на мишень для нейтринной (антинейтринной) моды пучка. При этом средняя мощность пучка составила 650 кВт, и пиковая мощность достигала 750 кВт. В эксперименте NOvA используется самый мощный в мире пучок нейтрино (антинейтрино). В этом эксперименте было зарегистрировано 211 (105) $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ мюонных событий и 82 (33) $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)$ электронных событий. Ожидаемый фон для электронного канала осцилляций составляет 26.8 (14.0) событий.

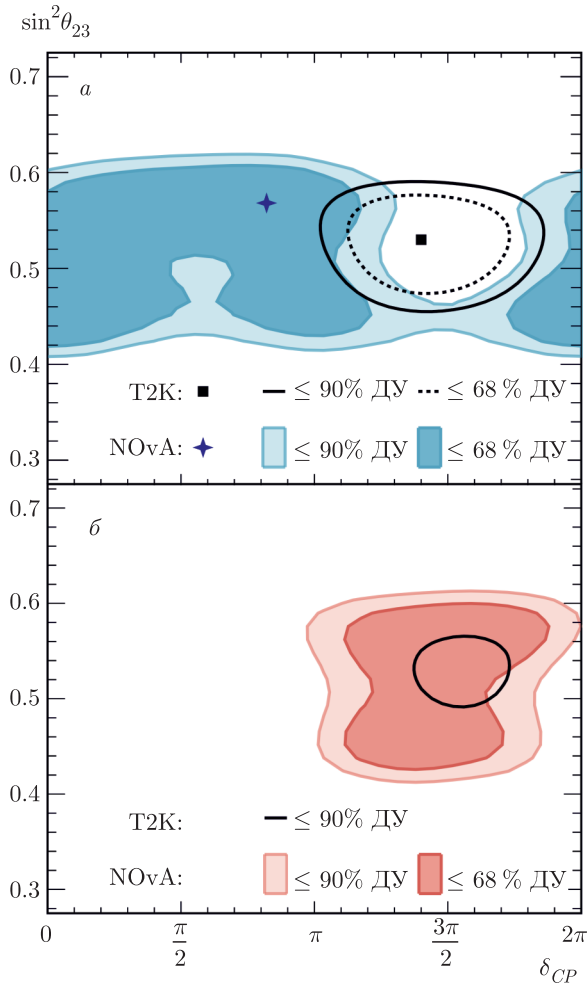
Ожидаемые на дальнем детекторе спектры мюонных и электронных событий, вычисленные с разными значениями параметров осцилляций, сравниваются с измеренными спектрами событий. В обоих экспериментах используются фиксированные значения параметров $\Delta m_{21}^2 = 7.53 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$, $\sin^2 \theta_{12} = 0.307$ и $\sin^2 \theta_{13} = 0.021 \pm 0.0011$ [44], полученные в экспериментах с солнечными и реакторными нейтрино. В эксперименте Т2К также был проведен анализ, когда угол θ_{13} варьировался, а в эксперименте NOvA он менялся в пределах ошибок. В результате подгонки ожидаемых спектров $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ и $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)$ событий к измеренным спектрам были получены наиболее вероятные значения параметров осцилляций. Для нормального упорядочивания масс и верхнего октанта угла θ_{23} ($\theta_{23} > \pi/4$) коллаборация Т2К (NOvA) получила следующие значения параметров: $\Delta m_{32}^2 = 2.45 \pm 0.07(2.41 \pm 0.07) \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$, $\sin^2 \theta_{23} = 0.532 \pm 0.03(0.57_{-0.04}^{+0.03})$ и $\delta_{CP}(\pi) = 1.398_{-0.185}^{+0.223}(0.82_{-0.87}^{+0.27})$ при реакторных значениях угла θ_{13} , где $\delta_{CP}(\pi) = \delta_{CP}/\pi$. Для обратной иерархии масс значения параметров, полученные в эксперименте Т2К (NOvA), равны: $m_{31}^2 = -2.43 \pm 0.07(-2.45) \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$, $\sin^2 \theta_{23} = 0.532_{-0.035}^{+0.029}(0.56)$ и $\delta_{CP}(\pi) = 1.56_{-0.179}^{+0.149}(1.52)$.

Таким образом, значения параметров осцилляций, определенные в эксперименте Т2К при разных иерархиях масс нейтрино, совпадают в пределах стандартной ошибки. Данные этого эксперимента исключают сохранения CP-инвариантности (значения $\delta_{CP} = 0, \pi$) на уровне 2σ вне зависимости от упорядочивания масс. Для обратной иерархии масс оба значения $\delta_{CP} = 0, \pi$ находятся за пределами доверительных интервалов 3σ . Для нормального упорядочивания масс значение $\delta_{CP} = 0$ находится за пределами доверительного интервала

3σ , в то время как значения $\delta_{CP} = \pm\pi$ находятся внутри этого интервала. Результаты эксперимента NOvA показывают предпочтение (на доверительном уровне 68 %) нормальной иерархии масс нейтрино, $\theta_{23} > \pi/4$, и слабому нарушению CP-инвариантности. В случае обратного упорядочивания масс данные NOvA, так же как и данные Т2К, предпочитают значение $\delta_{CP} = 3\pi/2$. Они исключают такие комбинации параметров осцилляций, которые приводят к большим значениям асимметрии A_{CP} . Обратное массовое упорядочивание с $\delta = \pi/2$ исключается на уровне 3σ , а нормальная иерархия масс с $\delta_{CP} = 3\pi/2$ исключается с достоверностью 2σ . Однако из-за вырождения разрешенные области с доверительным интервалом 90 % охватывают все значения δ_{CP} для обоих массовых упорядочиваний и октантов угла θ_{23} .

Как показано на рисунке, взятом из работы [35], наиболее вероятная точка Т2К в плоскости $(\delta_{CP}, \sin^2 \theta_{23})$ для нормальной иерархии масс (рис. а) лежит в области, которую результат NOvA не одобряет на уровне 2σ , так же как и наиболее вероятная точка NOvA отвергается результатами Т2К с достоверностью большей, чем 2σ . На рис. б показано, что для обратной иерархии масс разрешенная область Т2К с доверительным интервалом 90 % полностью содержится в соответствующей разрешенной области NOvA. Поскольку NOvA отдает предпочтение NH только на доверительном уровне 68 %, решения, которые находятся в пределах контуров на рис. б, могут быть приемлемыми для обоих экспериментов. Таким образом, предпочтение максимального нарушения CP-инвариантности от Т2К, которое не зависит от иерархии масс, и решение для NOvA с IH и $\delta_{CP} = 1.52\pi$ может являться общим решением для этих экспериментов. В работе [46] было показано, что совместный анализ данных экспериментов Т2К и NOvA может привести к компромиссному решению проблемы нарушения CP-симметрии, а именно, к обратной иерархии масс и $\delta_{CP} \approx 3\pi/2$. Возможность объяснения наблюдаемой в этих экспериментах асимметрии A_{CP} неучтенными в Стандартной Модели эффектами вещества исследовалась в работах [47, 48].

Упорядочивание масс нейтрино остается одной из самых больших загадок, и важность этой проблемы нельзя недооценивать. Если иерархия масс действительно является обратной, то это может иметь далеко идущие последствия. К тому же, если нейтрино является майорановским фермионом, то существует минимальная масса, соответствующая безнейтринному двойному бета-распаду. В случае, ко-



Контуры доверительных уровней (ДУ) 68 % и 90 % в плоскости $(\delta_{CP}, \sin^2 \theta_{23})$. Рисунок *a* для нормальной иерархии масс, а рис. *б* для обратного массового упорядочивания [35]. Крестом (квадратом) обозначена наиболее вероятная точка NOvA (T2K), а цветом отображены области допустимые на доверительных уровнях 68 % и 90 %. Черные сплошные и пунктирные контуры изображают области, разрешенные экспериментом T2K [45]

гда установлено, что упорядочивание масс обратное, а безнейтринный двойной бета-распад не наблюдается, то можно полагать, что нейтрино является дираковским фермионом. Более того, измерение космического микроволнового фона и спектра мощности материи позволяет сделать заключение о сумме масс нейтрино. Если массовое упорядочивание обратное, то сумма масс нейтрино составляет не менее примерно 100 мэВ, а если иерархия масс нормальная, то не менее 60 мэВ. Иерархия масс нейтрино важна и для экспериментов, таких как KATRIN [49], где масса нейтрино измеряется посредством кинематических эффектов. Действительно, для обрат-

ной иерархии масс минимальная эффективная масса нейтрино ожидается порядка 50 мэВ и порядка 9 мэВ для нормального массового упорядочивания.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Коллаборации T2K и NOvA представили уточненные измерения параметров осцилляций Δm_{32}^2 , $\sin^2 \theta_{23}$ и δ_{CP} , включающие расширенный набор данных и усовершенствованные методы их анализа, по сравнению с предыдущими публикациями.

Основным результатом эксперимента T2K является измерение фазы δ_{CP} , исключающее сохранение CP-инвариантности в осцилляциях нейтрино на уровне 2σ , а также тот факт, что некоторые из возможных значений δ_{CP} находятся за пределами доверительного интервала 3σ . Этот результат отражает то обстоятельство, что в этом эксперименте наблюдается выраженная асимметрия A_{CP} , которая в данном случае из-за слабого эффекта вещества определяется, главным образом, асимметрией A_{CP}^δ (12), связанной с возможным нарушением CP-инвариантности. Данные эксперимента NOvA продолжают предпочитать нормальное упорядочивания масс и $\theta_{23} > \pi/4$, а также значения параметров осцилляций, которые не приводят к большой асимметрии в осцилляциях $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)$. Полученные результаты показывают предпочтения в отношении сохранения CP-инвариантности по сравнению с ее нарушением.

Хотя каждый эксперимент сообщает об умеренном предпочтении нормальной иерархии масс, возможно, что совместный анализ данных экспериментов T2K и NOvA приведет к обратному упорядочиванию масс нейтрино, верхнему или нижнему октанту угла θ_{23} и к тому, что максимальное нарушение ($\delta_{CP} \approx 3\pi/2$) CP-симметрии будет являться общим предпочтительным решением.

Таким образом, из представленных коллаборациями данных следует, что несмотря на многолетние исследования, вопросы об иерархии масс нейтрино и о нарушении CP-инвариантности в нейтринных осцилляциях остаются открытыми из-за статистических и систематических ошибок экспериментов. Все это указывает на необходимость проведения экспериментов больших масштабов с реакторными ν_e с длинной базой (JUNO) [50], ускорительными ν_μ (DUNE и T2HK) [51, 52] на больших расстояниях между источником и детектором нейтрино и с атмосферными нейтрино. Результаты этих экс-

периментов позволят окончательно определить массовую упорядоченность нейтрино и однозначно ответить на вопрос о нарушении СР-инвариантности в нейтринных осцилляциях.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998); Erratum: Phys. Rev. Lett. **81**, 4279 (1998).
2. Q. R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 071301 (2001).
3. T. A. Araki et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 081801 (2005).
4. Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ **33**, 549 (1957).
5. Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ **34**, 217 (1958).
6. Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962).
7. F. An et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 171803 (2012).
8. J. Ahn et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 191802 (2012).
9. Y. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 131801 (2012).
10. B. Aharmim et al., Phys. Rev. C **88**, 025501 (2013).
11. A. Gando et al., Phys. Rev. D **88**, 033001 (2013).
12. Y. Abe et al., Phys. Rev. D **97**, 072001 (2018).
13. P. Adamson et al., Phys. Rev. Lett. **125**, 131802 (2020).
14. R. N. Mohapatra and A. Y. Smirnov, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **56**, 569 (2006).
15. G. Altarelli and F. Feruglio, Rev. Mod. Phys. **82**, 2701 (2010).
16. S. F. King, J. Phys. G **42**, 123001 (2015).
17. S. T. Petkov, Eur. Phys. J. C **78**, 709 (2018).
18. S. Pascoli and S. T. Petkov, Phys. Lett. B **544**, 239 (2002).
19. J. N. Bahcall, H. Murayama, and C. Pena-Garay, Phys. Rev. D **70**, 033012 (2004).
20. L. Wolfenstein, Phys. Rev. D **17**, 2369 (1978).
21. S. Mikheev and A. Smirnov, Il Nuovo Cimento C **9**, 17 (1986).
22. P. F. Harrison and W. G. Scott, Phys. Lett. B **547**, 219 (2002).
23. А. Д. Сахаров, Письма в ЖЭТФ **5**, 32 (1967).
24. V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov, and M. E. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **155**, 36 (1985).
25. W. Buchmuller, R. D. Peccei, and T. Yanagida, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **55**, 331 (2005).
26. S. Pascoli, S. T. Petkov, S. T. Riggio, Phys. Rev. D **75**, 083511 (2007).
27. C. Hagedorn, R. M. Mohapatra, C. C. Nishi, and S. T. Petkov, Int. J. Mod. Phys. A **33**, 1842006 (2018).
28. M. N. Rebelo, Phys. Rev. D **67**, 013008 (2003).
29. K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **121**, 171802 (2018).
30. K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **124**, 161802 (2020).
31. P. Adamson et al., Phys. Rev. Lett. **118**, 231801 (2017).
32. M. Acero et al., Phys. Rev. D **98**, 032012 (2018).
33. M. Acero et al., Phys. Rev. Lett. **123**, 151803 (2019).
34. K. Abe et al., Phys. Rev. D **103**, 112008 (2021).
35. M. Acero et al., arXiv:2108.08219 [hep-ph].
36. V. Barger, K. Whisnant, S. Pakvasa, and R. J. N. Phillips, Phys. Rev. D **22**, 2718 (1980).
37. С. П. Михеев, А. Ю. Смирнов, УФН **153**, 3 (1987).
38. R. Byron, arXiv:1707.02322 [hep-ex].
39. H. Nunokawa, S. Parke, and R. Zukanovich-Funchal, Phys. Rev. D **72**, 013009 (2005).
40. J. Arafune, M. Koike, and J. Sato, Phys. Rev. D **56**, 3093 (1997); Erratum: Phys. Rev. D **60**, 119905 (1999).
41. M. Freund, Phys. Rev. D **64**, 053003 (2001).
42. E. K. Akhmedov, R. Johansson, M. Linder, T. Ohlsson, and T. Schwetz, JHEP **04**, 078 (2004).
43. W. J. Marciano and Z. Parsa, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl) **221**, 166 (2011).
44. M. Tanabashi et al., Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018 and 2019 update)
45. K. Abe et al., Nature **580**, 339 (2020); Erratum: Nature **583**, E16 (2020).

46. K. J. Kelly, P. A. Machado, S. J. Parke, Y. F. Perez-Gonzalez, and R. Zukanovich-Funchal, *Phys. Rev. D* **103**, 013004 (2021).
47. P. B. Denton, J. Gehrlein, and R. Pestes, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 051801 (2021).
48. S. S. Chatterjee and A. Palazzo, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 051802 (2021).
49. M. Aker et al., *Phys. Rev. Lett.* **123**, 221802 (2019).
50. F. An et al., *J. Phys. G* **43**, 030401 (2016).
51. B. Abi et al., arXiv:2002.03005 [hep-ex].
52. K. Abe et al., arXiv:1805.04163 [physics.ins-det].