Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 4, с. 211 – 225 © 2020 г. 25 августа

Анализ результатов эксперимента Нейтрино-4 по поиску стерильного нейтрино и сравнение с результатами других экспериментов

А. П. Серебров[1]*, Р. М. Самойлов*

Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт" Петербургский институт ядерной физики, 188300 Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 23 марта 2020 г.
После переработки 6 июля 2020 г.
Принята к публикации 7 июля 2020 г.

Представлены новые результаты измерений зависимостей потока реакторных антинейтрино и их спектра от расстояния до центра активной зоны реактора СМ-3 (Димитровград, Россия) в диапазоне 6–12 м. Проведены дополнительные измерения. Статистика экспериментальных данных была увеличена практически в два раза. Используя все данные, мы провели модельно независимый анализ, чтобы определить параметры осцилляций Δm_{14}^2 и $\sin^2 2\theta_{14}$. Метод когерентного сложения результатов измерений позволяет напрямую продемонстрировать эффект осцилляций. Мы наблюдаем эффект осцилляций в окрестности значений $\Delta m_{14}^2 = 7.25 \pm 0.13_{\rm st} \pm 1.08_{\rm sys}$ и $\sin^2 2\theta = 0.26 \pm 0.08_{\rm stat} \pm 0.05_{\rm syst}$. В работе представлено сравнение этого результата с результатами других экспериментов по поиску стерильного нейтрино. Объединяя результаты эксперимента Нейтрино-4 с результатами галлиевой и реакторной аномалий, мы получили значение $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.19 \pm 0.04$ (4.6σ). Проведено сравнение результатов эксперимента Нейтрино-4 с результатами других реакторных экспериментов: NEOS, DANSS, STEREO, PROSPECT, с результатами ускорительных экспериментов MiniBooNE, LSND и с результатами эксперимента IceCube. Масса стерильного нейтрино из эксперимента Нейтрино-4 (полагая, что $m_4^2 \approx \Delta m_{14}^2$) равна $m_4 = 2.68 \pm 0.13$ эВ. Используя оценки углов смешивания из других экспериментов, можно вычислить следующие массы для электронного нейтрино, мюонного нейтрино и тау-нейтрино: $m_{\nu_e}^{\rm eff} = (0.58 \pm 0.09)$ эВ, $m_{\nu_\mu}^{\rm eff} = (0.42 \pm 0.24)$ эВ, $m_{\nu_\tau}^{\rm eff} \leq 0.65$ эВ. Приведена расширенная матрица PMNS для модели (3+1) с одним стерильным нейтрино.

DOI: 10.31857/S1234567820160016

1. Введение. Экспериментальный поиск возможных осцилляций нейтрино в стерильное состояние проводится уже на протяжении многих лет. Этому посвящены эксперименты на ускорителях, реакторах, на искусственных нейтринных источниках [1–24]. Стерильное нейтрино является кандидатом в частицы темной материи. Гипотеза осцилляций в стерильное состояние может быть проверена прямым измерением зависимости нейтринного потока и нейтринного энергетического спектра на различных расстояниях в диапазоне 6–12 м. Это метод относительных измерений, который может быть более точным. Для этого детектор должен быть передвижным и спектрально чувствительным. Для наблюдения осцилляций в стерильное состояние необходимо зарегистрировать отклонение зависимости нейтринного потока от расстояния от закона $1/L^2$ и изменение формы спектра с расстоянием. Если процесс осцилляций в стерильное состояние действительно имеет место, он может быть описан на коротких расстояниях следующей формулой:

$$P(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{14}^2[\text{эВ}^2] L[\text{м}]}{E_{\bar{\nu}}[\text{МэВ}]}\right), \tag{1}$$

где $E_{\bar{\nu}}$ – энергия антинейтрино в мегаэлектронвольтах, L – расстояние в метрах, Δm_{14}^2 – разность квадратов масс электронного нейтрино и стерильного нейтрино, θ_{14} – угол смешивания электронного нейтрино и стерильного нейтрино. В ходе эксперимента необходимо проводить измерения потока и спектра антинейтрино как можно ближе к практически точечному источнику антинейтрино.

Данная статья является продолжением статьи "Первое наблюдение эффекта осцилляций в эксперименте Нейтрино-4 по поиску стерильного нейтрино", которая была опубликована в "Письмах в ЖЭТФ" ранее [24]. Здесь мы ставим задачу показать, что дало удвоение статистики в подтверждение старого результата и провести сравнение с другими экс-

[1]e-mail: serebrov_ap@pnpi.nrcki.ru

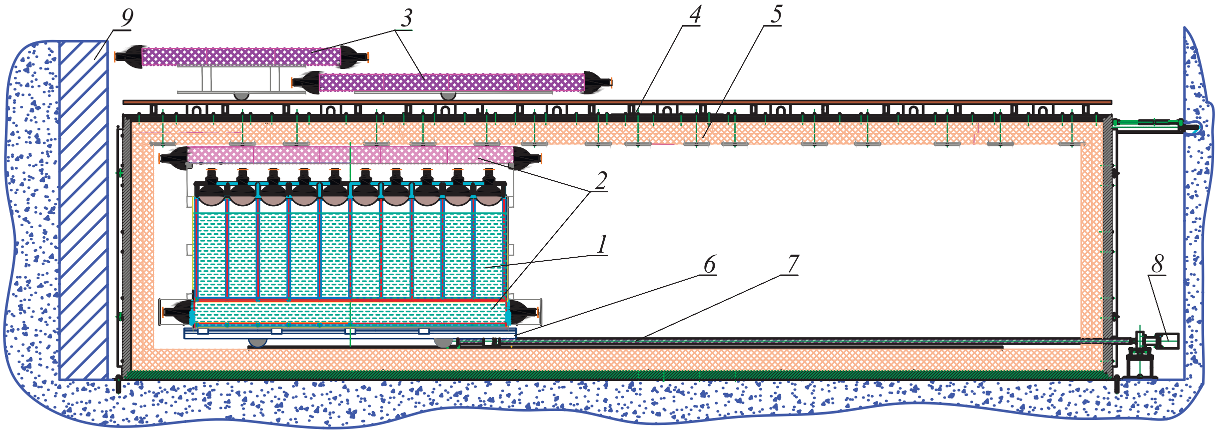


Рис. 1. (Цветной онлайн) Общая схема экспериментальной установки: *1* – детектор реакторных антинейтрино; *2* – внутренняя активная защита; *3* – внешняя активная защита (зонтик); *4* – стальная и свинцовая пассивная защита; *5* – борированный полиэтилен пассивной защиты; *6* – передвижная платформа; *7* – винт подачи; *8* – шаговый двигатель; *9* – защита от быстрых нейтронов из железной дроби

периментами, чтобы показать общее состояние дел в плане гипотезы о существовании стерильного нейтрино.

2. Схема детектора. Схема детектора с пассивной и активной защитой показана на рис. 1. Подробное описание детектора, используемого в эксперименте Нейтрино-4, описание подготовки нейтринной лаборатории, результаты измерения фона и схему проведения измерений с полномасштабным детектором можно найти в [25].

3. Матрица измерений зависимости потока антинейтрино от расстояния и энергии. Ниже представлен анализ всех данных, накопленных с июня 2016 по июнь 2019 г., когда реактор был остановлен для реконструкции. С июня 2019 по январь 2020 г. измерялся фон. Всего измерения с реактором на мощности (ON) длились 720 дней, а с остановленным реактором (OFF) – 417 дней. Реактор включался и выключался 87 раз. Разность ON – OFF составляет 223 событий в сутки по диапазону от 6.5 до 9.0 м. Соотношение сигнал/фон равно 0.54. При получении антинейтринного разностного ON – OFF спектра процессы, связанные с космическим фоном вычитаются. Напомним, что до постановки детектора в пассивную защиту были выполнены измерения фона быстрых нейтронов и гамма-квантов в зависимости от расстояния и мощности реактора [25, 26]. Они показали отсутствие значимой зависимости фона, как от мощности реактора, так и от расстояния. Это позволяет рассчитывать на то, что разностный сигнал (реактор включен – реактор выключен) определяется потоком антинейтрино при включении реактора. Таким образом, здесь и в дальнейшем ON – OFF счет означает счет антинейтрино.

Результаты измерений зависимости потока антинейтрино от расстояния и энергии могут быть представлены в виде матрицы, содержащей 216 элементов N_{ik}, обозначающих разностный сигнал в i-том интервале энергий и k-том интервале расстояний от центра реактора. Энергетический спектр разбивается на 9 интервалов по 500 кэВ, что соответствует энергетическому разрешению детектора ±250 кэВ. Пространственный интервал соответствует размерам ячейки детектора и составляет 23 см. В сумме мы получаем 24 положения, в которых измеряется поток антинейтрино в диапазоне от 6.4 м до 11.9 м. Также рассматрвалось более детальное представление данных с подробным разбиением энергетического спектра на интервалы по 125 и по 250 кэВ.

4. Схема анализа экспериментальных данных. Существует общеизвестная проблема расхождения экспериментально измеренного и рассчитанного спектров антинейтрино, проявляющаяся и в нашем эксперименте [24]. Следовательно, метод анализа экспериментальных данных не должен полагаться на точное определение энергетического спектра. Поэтому мы предлагаем модельно независимый анализ данных, использующий уравнения (2), где числитель – это счет антинейтринных событий за 10^5 с с поправкой на геометрический множитель L^2, а знаменатель – счет антинейтринных событий усредненный по всем расстояниям:

$$(N_{ik} \pm \Delta N_{ik})L_k^2 \Big/ K^{-1}\sum_k^K (N_{ik} \pm \Delta N_{ik})L_k^2 =$$

$$= \frac{\left(1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m_{14}^2 L_k}{E_i}\right)\right)}{K^{-1}\sum_k^K \left(1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m_{14}^2 L_k}{E_i}\right)\right)}. \quad (2)$$

Уравнение (2) позволяет провести модельно независимый анализ данных, так как левая часть включает только экспериментальные данные $k = 1, 2, \ldots, K$ для всех расстояний в диапазоне 6.4–11.9 м, $K = 24$; $i = 1, 2, \ldots, 9$, что соответствует интервалу энергии 500 кэВ в диапазоне 1.5–6.0 МэВ. В правой части стоит такое же отношение, ожидаемое при наличии осцилляций. В левой части уравнения произведена нормировка на спектр, усредненный по всем расстояниям, поэтому в знаменателе эффект осцилляций усредняется в значительной степени, если осцилляции достаточно частые для данного интервала расстояний.

5. Анализ экспериментальных результатов поиска осцилляций. Матрица измерений включает в себя данные потока антинейтрино от расстояния и энергии. Она представлена элементами N_{ik}, обозначающими разностный сигнал в i-том интервале энергий и k-том интервале расстояний от центра реактора. Эта матрица должна сравниваться с расчетной матрицей.

$$R_{ik}^{\text{exp}} = N(E_i, L_k)L_k^2 \Big/ K^{-1} \sum_k^K (E_i, L_k)L_k^2 =$$

$$= \frac{1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2(1.27\Delta m_{14}^2 L_k/E_i)}{K^{-1}\sum_k^K (1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2(1.27\Delta m_{14}^2 L_k/E_i))} = R_{ik}^{\text{th}}.$$

При диапазоне расстояний измерений, существенно большем, чем характерный период осцилляций, знаменатель для R_{ik}^{th} значительно упрощается:

$$R_{ik}^{\text{th}} \approx \frac{1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2(1.27\Delta m_{14}^2 L_k/E_i)}{1 - 1/2\sin^2 2\theta_{14}} \xrightarrow[\theta_{14}=0]{} 1.$$

Сравнение экспериментальных результатов с матрицей, полученной из расчетов по методу Монте-Карло, может быть проведено с использованием метода $\Delta\chi^2$.

$$\sum_{i,k} (R_{ik}^{\text{exp}} - R_{ik}^{\text{th}})^2/(\Delta R_{ik}^{\text{exp}})^2 = \chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2).$$

Результаты анализа экспериментальных данных с использованием метода $\Delta\chi^2$ показаны на рис. 2, 3.

Однако, в области $\Delta m_{14}^2 = (7.26 \pm 0.07)$ эВ^2 и $\sin^2 2\theta_{14} = 0.38 \pm 0.11$ наблюдается эффект осцилляций со статистической достоверностью (3.5σ) для случая обработки данных с разбиением энергетического спектра на интервалы по 500 кэВ. Для случая обработки данных с разбиением энергетического спектра на интервалы по 125, 250 и 500 кэВ с усреднением трех выборок данных наблюдается эффект осцилляций в области $\Delta m_{14}^2 = (7.25 \pm 0.13)$ эВ^2 и $\sin^2 2\theta_{14} = 0.26 \pm 0.08$ со статистической достоверностью (3.2σ).

6. Расчеты методом Монте-Карло. В этом параграфе мы представляем вычисления по методу

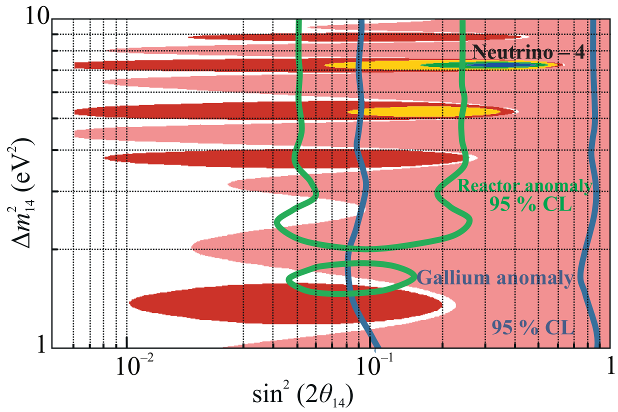


Рис. 2. (Цветной онлайн) Ограничения на параметры осцилляций в стерильное состояние с уровнем достоверности 99.95 % CL (розовая область), область допустимых параметров с достоверностью 99.73 % (желтая), область допустимых параметров с достоверностью 95.45 % (зеленая), область допустимых параметров с достоверностью 68.30 % (синяя). Представлены результаты для случая обработки данных с разбиением энергетического спектра на интервалы по 500 кэВ

Монте-Карло, в которых использованы геометрические параметры источника и детектора с учетом разбиения на отдельные секции.

Разыгрывался источник антинейтрино с геометрическими размерами активной зоны реактора $42 \times 42 \times 35$ см^3, а также детектор антинейтрино с учетом его геометрических размеров (50 секций по $22.5 \times 22.5 \times 85$ см^3). Использовался антинейтринный спектр U^{235} (хотя это не имело значения, так как энергетический спектр антинейтрино в уравнении (2) сокращается), умноженный на функцию эффекта осцилляций $(1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2(1.27\Delta m_{14}^2 L_k/E_i))$. Важнейшим параметром в этом моделирования было энергетическое разрешение детектора, которое составляло ± 250 кэВ. На рисунке 4 справа показана зависимость картины осцилляций от энергетического разрешения детектора. Осцилляционная кривая с измеренным энергетическим разрешением детектора ± 250 кэВ должна наилучшим образом подходить для описания экспериментальных данных.

На рисунке 4 слева представлена модельная матрица $(N_{ik} \pm \Delta N_{ik})L_k^2/K^{-1}\sum(N_{ik} \pm \Delta N)L_k^2$ для расчетов, где $\Delta N_{ik}/N_{ik}$ составляет 1 %, что значительно лучше, чем в эксперименте. Можно видеть картину процесса осцилляций на плоскости (E, L), а на рис. 4 справа по зависимости L/E.

Из проведенного моделирования методом Монте-Карло ясно, что энергетическое разрешение детектора очень важно для детектирования эффекта осцил-

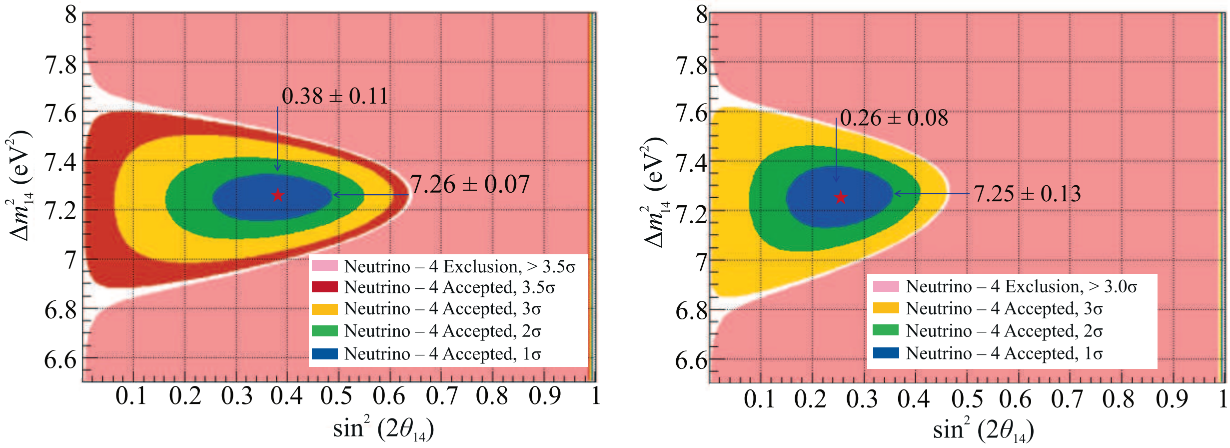


Рис. 3. (Цветной онлайн) Слева – центральная область с еще большим увеличением для случая обработки данных с разбиением энергетического спектра на интервалы по 500 кэВ. Справа – та же область для случая обработки данных с разбиением энергетического спектра на интервалы по 125 кэВ, 250 кэВ и 500 кэВ с усреднением трех выборок данных

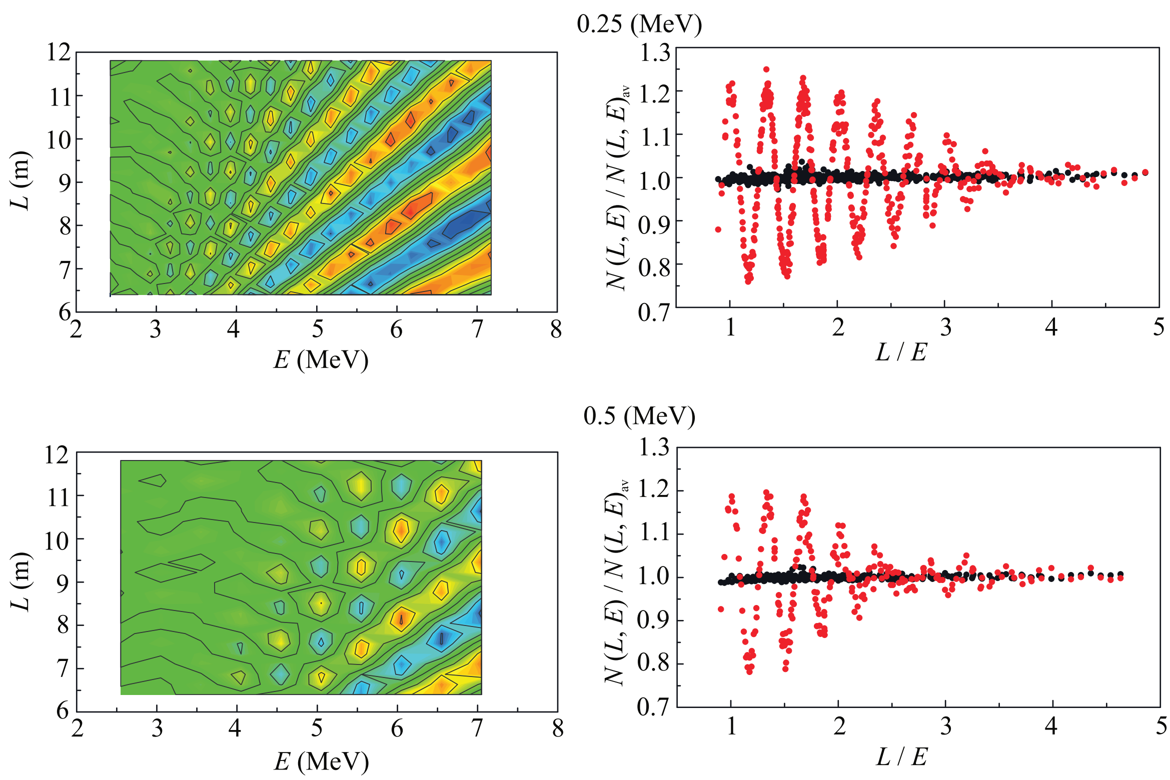


Рис. 4. (Цветной онлайн) Моделирование отношения $N_{ik}L_k^2/K^{-1}\sum N_{ik}L_k^2$ на плоскости E, L при разных энергетических разрешениях детектора $2\sigma = 250$ кэВ и $2\sigma = 500$ кэВ (слева), отношения $N_{ik}L_k^2/K^{-1}\sum N_{ik}L_k^2$ как зависимость от E/L (справа). Красные точки – наличие осцилляций, черные точки отсутствие осцилляций

ляций. Заметим, что энергетическое разрешение детектора определяет число наблюдаемых осцилляций, но не амплитуду наблюдаемых осцилляций. Кроме того, эффект осцилляций может быть выявлен только из построения зависимости экспериментального отношения $N_{ik}L_k^2/K^{-1}\sum N_{ik}L_k^2$ как функции L/E. Следует отметить, что суммирование элементов матрицы по энергии или расстоянию существенно уменьшает возможность выявления эффекта осцилляций. Кроме того, измерения в диапазоне 6–9 м являются особенно важными, тогда как измерения в диапазоне 9–12 м не вносят существенный вклад в чувствительность эксперимента, но служат для правильной общей нормировки результатов.

7. Метод когерентного сложения результатов измерений. Как было отмечено ранее, эффект осцилляций может быть выявлен полноценно из построения зависимости экспериментального отношения $N_{ik}L_k^2/K^{-1}\sum N_{ik}L_k^2$ как функции L/E. Когерентное сложение данных с одинаковым отношением L/E позволяет напрямую продемонстрировать эффект осцилляций. Метод $\Delta\chi^2$, использованный ранее для сравнения экспериментальной E, L матрицы с расчетной матрицей, позволяет только обнаружить наличие осцилляций и выявить оптимальные параметры. Используя эти оптимальные параметры, мы строим экспериментальную зависимость отношения $N_{ik}L_k^2/K^{-1}\sum N_{ik}L_k^2$ от L/E и сравниваем ее с расчетной зависимостью. Снова используем метод $\Delta\chi^2$ и проверяем оптимальность параметров.

Детальный анализ экспериментальных данных был сделан, используя разбиения энергетического спектра на различные интервалы: по 125, 250 и 500 кэВ. Эта обработка данных имела целью избежать флуктуации окончательного результата при одной системе выборки данных. Для этой цели мы использовали 24 позиции по расстоянию (с интервалом 23 см) и различные варианты разбиения на энергетические интервалы: 9 энергетических интервалов (с шагом 0.5 МэВ), 18 энергетических интервалов (с шагом 0.25 МэВ) и 36 энергетических интервалов (с шагом 0.125 МэВ). Соответствующие матрицы содержали или 216, или 432, или 864 элемента. При построении зависимости $N_{ik}L_k^2/K^{-1}\sum N_{ik}L_k^2$ от отношения L/E производилось объединение соседних результатов по 8, 16 и 32 точки соответственно. Далее полученные L/E зависимости усреднялись и таким образом усреднялись флуктуации при различной выборке данных.

Для обработки данных с усреднением по интервалам: 125, 250 и 500 кэВ (черные квадраты) фитирование с приведенными параметрами дает критерий согласия 28 %, в то время как фитирование с константой дает критерий согласия только 3 %. Для гипотезы осцилляций мы получили значение $\chi^2/DOF = 20/17$, а для варианта без осцилляций – $\chi^2/DOF = 32/19$. Соответствующие уровни достоверности изображены на рис. 3 (справа).

На рисунке 5 показаны результаты обработки данных с усреднением (черные квадраты). Для сравнения представлены результаты обработки с интервалом 500 кэВ, соответствующим энергетическому разрешению детектора (синие треугольники). Можно видеть, что квадраты и треугольники статистически совместимы. И тот и другой набор точек может быть удовлетворительно описаны расчетной кривой с параметрами $\Delta m_{14}^2 \approx 7.25\,\text{эВ}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.26$. Для обработки данных с энергетическим интервалом 500 кэВ, соответствующим энергетическому разрешению детектора (синие треугольники) фитирование с этими параметрами дает критерий согласия 45 %, в то время как фитирование с константой (отсутствие осцилляций) дает критерий согласия всего 8 %. Для гипотезы осцилляций мы получили значение $\chi^2/\text{DoF} = 17.1/17$, а для варианта без осцилляций – $\chi^2/\text{DoF} = 30/19$.

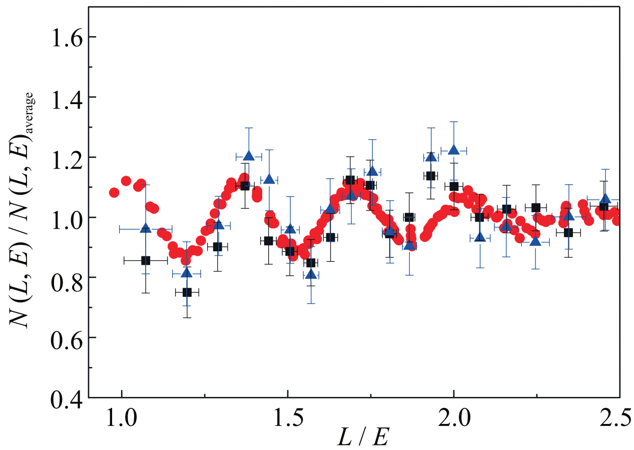


Рис. 5. (Цветной онлайн) Результаты обработки данных с энергетическим интервалом 500 кэВ (синие треугольники). Результаты обработки данных с усреднением результатов, полученных по интервалам: 125, 250 и 500 кэВ (черные квадраты). Ожидаемая зависимость при значениях параметров осцилляций $\Delta m_{14}^2 = 7.25\,\text{эВ}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0.26$ (красные точки). По вертикальной оси указаны статистические ошибки, по горизонтальной оси для синих треугольников указан разброс восьми значений L/E отношения. Для данных с усреднением по интервалам: 125, 250 и 500 кэВ (черные квадраты) указан усредненный разброс L/E отношения

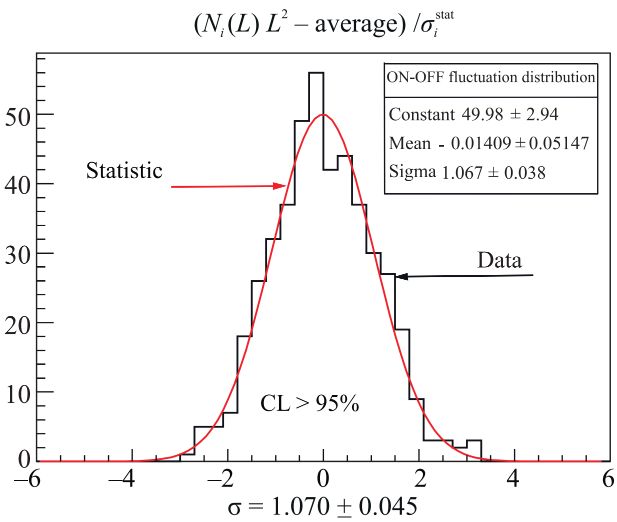
Из соображений надежности окончательного результата мы выбираем случай обработки данных с усреднением. В этом случае эффект осцилляций наблюдается в области $\Delta m_{14}^2 = (7.25 \pm 0.13)\,\text{эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta_{14} = 0.26 \pm 0.08$ со статистической достоверностью (3.2σ).

Проверка на возможные систематические эффекты была сделана, используя фон быстрых нейтронов от космического излучения. Дело в том, что быстрые нейтроны имитируют процесс регистрации антинейтрино, так как протоны отдачи от быстрых нейтронов подменяют сигнал от позитрона. Чтобы провести проверку на систематические эффекты, нужно выключить поток антинейтрино (реактор) и провести такой же анализ данных. Это было сделано, и осцилляционная кривая исчезла. Таким образом, было показано отсутствие аппаратурных систематических эффектов.

8. Дополнительный анализ достоверности результата. Довольно часто обсуждается, что более строгие ограничения на достоверность результата могут быть с применением метода Фельдмана–Казинаса. В соответствии теоремой Вилкса метод $\Delta\chi^2$ можно успешно применять при наличии эффекта на уровне достоверности 3σ и больше. Результат обработки без учета систематических ошибок при выборке только с интервалом 500 кэВ составляет $\sin^2 2\theta_{14} = 0.38\pm0.11(3.5\sigma)$, а при усреднении данных по трем выборкам $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.26 \pm 0.08(3.2\sigma)$. Поскольку достоверность наблюдаемого нами эффекта превышает 3σ, мы не считаем обязательным применение метода Фельдмана–Казинса и предлагаем сделать другой дополнительный анализ наших данных.

Исходное распределение счета (ON – OFF) $= N_\nu$ во всем энергетическом диапазоне показано на рис. 6 (сверху). Оно представляет собой отклонение счета от среднего значения для разных серий измерений, которое в каждом случае нормировано на свою статистическую ошибку. Это позволяет объединить все измерения вместе с целью выявления дополнительного разброса данных кроме статистического. Верхний рисунок 6 демонстрирует нормальное распределение, определяемое практически статистикой. Это означает, что дополнительных нестабильностей, кроме изменений космического фона, мы не наблюдаем [25].

Мы сравниваем его с распределением, полученным для отношения $R_{ik}^{\exp}$ из того же набора данных. Оно, так же, как и распределение ON–OFF, нормировано на статистическую ошибку и представляет собой отклонение $R_{ik}^{\exp}$ от единицы. На рисунке 6 (снизу) показано распределение всех 216 точек по L/E диапазону от 0.9 до 4.7. Можно видеть, что распределение $R_{ik}^{\exp}$ уже отличается от нормального за счет эффекта осцилляций. Значение χ^2/DoF полученное при данном сравнении, составляет 25.9/16, что исключает возможность описания распределение отношения $R_{ik}^{\exp}$ такой функцией, поскольку достоверность такого описания составляет всего 5 %. Уширение распределения $R_{ik}^{\exp}$ должно возникнуть при наличии эффекта осцилляций.



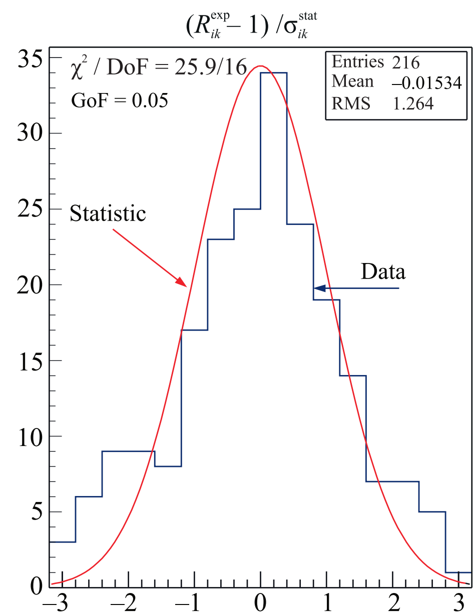


Рис. 6. (Цветной онлайн) Сверху – распределение счета ON – OFF во всем энергетическом диапазоне, нормированное на σ. Снизу – распределение $R_{ik}^{\exp}$ для всех 216 точек по L/E диапазону от 0.9 до 4.7, нормированное на σ

Подводя итоги, хотелось бы заметить, что эффект осцилляций проявляется при использовании трех методов обработки.

1. Метод $\Delta\chi^2$ на плоскости $(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$.

2. Метод когерентного сложения по переменной L/E.

3. Анализ распределения $R_{ik}^{\exp}$ на отличие от нормального распределения из-за эффекта осцилляций.

9. Систематические ошибки эксперимента. Одна из возможных систематических ошибок параметра осцилляций Δm_{14}^2 определяется точностью

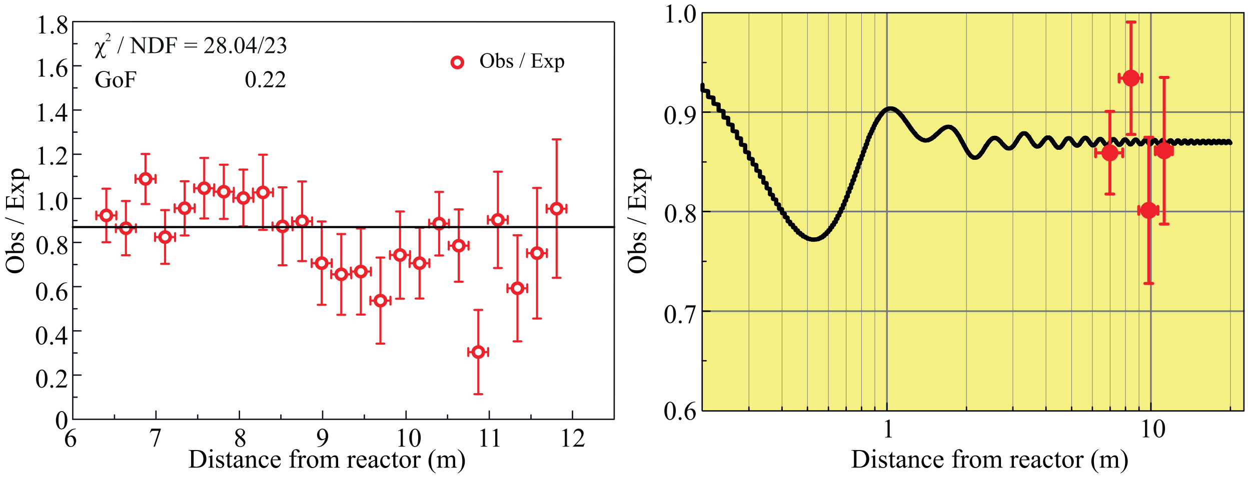


Рис. 7. (Цветной онлайн) Слева – зависимость потока антинейтрино от расстояния до центра активной зоны реактора, нормированная на закон A/L^2 с учетом эффекта дефицита из-за осцилляций ($1 - 1/2\sin^2 2\theta_{14} = 0.87$). Отношение Obs/Exp по оси ординат означает отношение потока антинейтрино с осцилляциями к потоку без осцилляций. Справа – осцилляционная кривая на самых малых расстояниях, рассчитанная для $\Delta m^2_{14} = 7.25$ и $\sin^2 2\theta_{14} = 0.26$ и результаты измерений в диапазоне 6–12 м. Красные точки – данные эксперимента Нейтрино-4

энергетической калибровки детектора, которая оценивается как ± 250 кэВ. Относительная точность отношения L/E определяется относительной точностью измерения энергии, так как относительная точностью измерения расстояния значительно лучше. Относительная точность измерения энергии в наиболее статистической части, измеряемого нейтринного спектра 3–4 МэВ составляет $\pm 8\,\%$. Поэтому возможная систематическая ошибка параметра Δm^2_{14} составляет 0.6 эВ^2 $\delta(\Delta m^2)_{\text{syst1}} \approx 0.6$ эВ^2. Другая систематическая ошибка в определении параметра Δm^2_{14} может возникать при обработке данных методом χ^2 из-за возникновения дополнительных областей (сателлитов) вокруг оптимального значения $\Delta m^2_{14} \approx 7.25$ эВ^2. Ближайшие области находятся при значениях 5.6 и 8.8 эВ^2. Однако их вероятность появления такого значения не превышает 9 %. Поэтому возможную систематическую ошибку можно оценить как $\delta(\Delta m^2)_{\text{syst2}} \approx 0.9$ эВ^2. Таким образом, суммарная систематическая ошибка Δm^2_{14} составляет $\delta(\Delta m^2)_{\text{syst}} \approx 1.08$ эВ^2.

$$\Delta m^2_{14} = (7.25 \pm 0.13_{\text{st}} \pm 1.08_{\text{syst}})\ \text{эВ}^2 = (7.25 \pm 1.09)\ \text{эВ}^2.$$

Систематическая ошибка параметра $\sin^2 2\theta_{14}$ может возникать при получении оптимального значения $\sin^2 2\theta_{14}$ методом χ^2. Ранее представленный анализ показал, что такое отклонение возможно. Оно было устранено более детальной обработкой с использованием разных энергетических интервалов. Этот анализ с разными энергетическими интервалами был расширен. В результате корень среднеквадратичного отклонения по выборкам не превышает 0.05, которое следует рассматривать как дополнительную систематическую ошибку параметра $\sin^2 2\theta_{14}$. Таким образом, $\delta(\sin^2 2\theta_{14})_{\text{syst}} \approx 0.05$, тогда параметр смешивания: $\sin^2 2\theta = 0.26 \pm 0.08_{\text{stat}} \pm \pm 0.05_{\text{syst}}$. Итак, уровень статистической достоверности составляет 3.2σ, а квадратичное сложение статистической и систематической ошибки дает следующий результат: $\sin^2 2\theta = 0.26 \pm 0.09$.

10. Зависимость потока антинейтрино от реактора в диапазоне 6–12 м. Результаты измерений разности счета при включенном и выключенном реакторе показаны на рис. 7 (слева) в виде нормированной на закон A/L^2 зависимости антинейтринного потока от расстояния до центра реактора. При этой нормировке нужно учитывать то обстоятельство, что уже на расстоянии 6 м от активной зоны реактора наблюдается усреднение эффекта осцилляций для интеграла от энергетического спектра. Это приводит к хорошо известному эффекту дефицита нейтринного потока, который равен $1 - 1/2\sin^2 2\theta_{14}$ или 0.87 для $\sin^2 2\theta_{14} = 0.26$. Таким образом, не проводя абсолютных измерений потока антинейтрино от реактора, мы знаем размер дефицита на больших расстояниях, принимая гипотезу осцилляций. Фитирование экспериментальной зависимости константой дает удовлетворительный результат. Критерий согласия имеет значение 22 %. Поправки на конечные размеры активной зоны реактора и секций детектора пренебрежимо малы – 0.3 %, поправками на разницу между осью движения детектора и направлением на центр

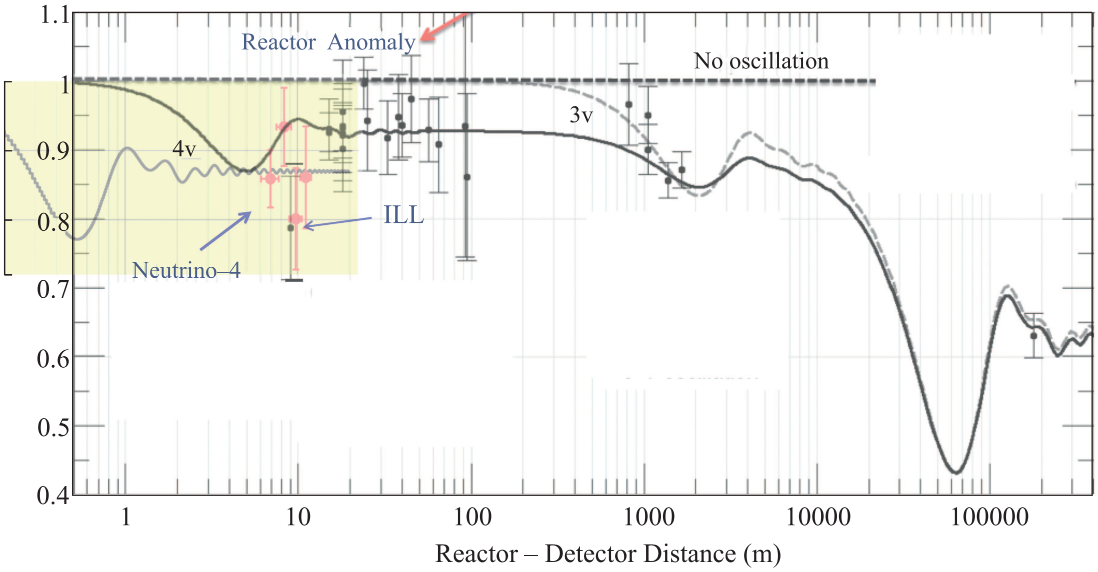


Рис. 8. (Цветной онлайн) Реакторная антинейтринная аномалия [30] с добавлением осцилляционной кривой, полученной в эксперименте Нейтрино-4. Зависимости отношения измеренного потока к ожидаемому от расстояния. Прямая черная пунктирная линия – отсутствие осцилляций; серая пунктирная линия – кривая осцилляций в модели трех нейтрино; черная сплошная линия – кривая осцилляций в модели четырех нейтрино с одним стерильным состоянием. Черная кривая на желтом фоне Neutrino-4 – результат эксперимента Нейтрино-4; ILL – отношение полученное в эксперимента на реакторе ILL. Reactor Antineutrino Anomaly – результаты других реакторных нейтринных экспериментов с короткой (до 100 м) базой

активной зоны реактора также можно пренебречь, они составляют приблизительно 0.6 %. Поправки на сигналы реакторных быстрых нейтронов составляют приблизительно 3 %.

На рисунке 7 справа показана зависимость от расстояния, начиная от активной зоны реактора, для интеграла от энергетического спектра потока антинейтрино, рассчитанная для $\Delta m^2_{14} = 7.25$ и $\sin^2 2\theta_{14} = 0.26$. Четыре экспериментальные точки на этой зависимости соответствуют интервалам: 6–7.5 м, 7.5–9 м, 9–10.5 м и 10.5–12 м. Их положение по оси ординат есть $1 - 1/2\sin^2 2\theta_{14} = 0.87$, что отражает эффект дефицита для интегрального спектра.

11. Сравнение результатов эксперимента Нейтрино-4 с реакторной и галлиевой аномалией. В эксперименте Нейтрино-4 измеряется значение параметра осцилляций $\sin^2 2\theta_{14}$, которое вдвое больше, чем дефицит потока антинейтрино от реактора на больших расстояниях. Для сравнения результатов эксперимента Нейтрино-4 с реакторной и галлиевой аномалией значение параметра осцилляций $\sin^2 2\theta_{14}$ может быть пересчитано в дефицит, как, впрочем, и наоборот. Мы будем в дальнейшем проводить сравнение в единицах параметра осцилляций $\sin^2 2\theta_{14}$.

Рисунок 8 демонстрирует знаменитую осцилляционную кривую реакторных антинейтрино и осцилляционную кривую, полученную в эксперименте Нейтрино-4 с параметрами $\sin^2 2\theta = 0.26{\pm}0.09$ (2.9σ). Эффект дефицита нейтрино, называемый галлиевой аномалией (ГА) [8, 9], составляет $\sin^2 2\theta_{14} \approx \approx 0.32{\pm}0.10$ (3.2σ). Результат измерений, формирующий реакторную антинейтринную аномалию (РАА) [27–29] составляет $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.13 \pm 0.05$ (2.6σ). Объединение этих результатов дает оценку на угол смешивания $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.19 \pm 0.04$ (4.6σ).

12. Сравнение с результатами других экспериментов, проводимых на исследовательских и промышленных реакторах. Рисунок 9 (слева) иллюстрирует чувствительности эксперимента Нейтрино-4 и других экспериментов DANSS [17], NEOS [18], PROSPECT [19] и STEREO [20]. В экспериментах, проводимых на промышленных реакторах, чувствительность к осцилляциям с большими значениями параметра Δm^2_{14} существенно подавляется из-за большого размера активной зоны реактора. Эксперимент Нейтрино-4 имеет ряд преимуществ в чувствительности к осцилляциям при больших значениях параметра Δm^2_{14} благодаря компактному ядру реактора, возможности проводить измерения на малых расстояниях от реактора и широкому диапазону передвижений детектора.

Следующими по чувствительности к большим значениям параметра Δm^2_{14} являются эксперименты

PROSPECT и STEREO. На данный момент в этих экспериментах получена чувствительность в два раза меньшая, чем в эксперименте Нейтрино-4. В этих экспериментах недавно был начат набор данных, поэтому возможно наш результат получит подтверждение при продолжении этих экспериментов. Эксперимент BEST, начатый в августе 2019 г. в BNO, имеет хорошую чувствительность в области $\Delta m^2_{14} > 5$ эВ^2 [22].

Следует отметить, что метод когерентного сложения результатов по параметру L/E является необходимым для демонстрации реального эффекта осцилляций. Пока метод когерентного сложения результатов по параметру L/E на коротких расстояниях был активно использован только в эксперименте Нейтрино-4. На рисунке 9 (справа) показано сравнение плоскостей значений $(E,\, L)$ в экспериментах Нейтрино-4, STEREO и PROSPECT. Это может определять разницу в чувствительность между этими экспериментами.

13. Структура нейтринной модели $3+1$ и представление вероятности различных осцилляций. Для сопоставления с мюонными экспериментами напомним структуру нейтринной модели $3+1$ и представление вероятности различных осцилляций.

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \\ \nu_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} & U_{\mu 4} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} & U_{\tau 4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_4 \end{bmatrix} \qquad \begin{aligned} &|U_{e4}|^2 = \sin^2(\theta_{14}) \\ &|U_{\mu 4}|^2 = \sin^2(\theta_{24}) \cdot \cos^2(\theta_{14}) \\ &|U_{\tau 4}|^2 = \sin^2(\theta_{34}) \cdot \cos^2(\theta_{24}) \cdot \cos^2(\theta_{14}) \end{aligned}$$

$$P_{\nu_e\nu_e} = 1 - 4|U_{e4}|^2(1-|U_{e4}|^2)\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{14}L}{4E_{\nu_e}}\right) = 1 - \sin^2 2\theta_{ee}\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{14}L}{4E_{\nu_e}}\right)$$

$$P_{\nu_\mu\nu_\mu} = 1 - 4|U_{\mu 4}|^2(1-|U_{\mu 4}|^2)\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{14}L}{4E_{\nu_\mu}}\right) = 1 - \sin^2 2\theta_{\mu\mu}\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{14}L}{4E_{\nu_\mu}}\right)$$

$$P_{\nu_\mu\nu_e} = 4|U_{e4}|^2|U_{\mu 4}|^2\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{14}L}{4E_{\nu_e}}\right) = \sin^2 2\theta_{\mu e}\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{14}L}{4E_{\nu_e}}\right)$$

$$\sin^2 2\theta_{ee} \equiv \sin^2 2\theta_{14}$$

$$\sin^2 2\theta_{\mu\mu} = 4\sin^2\theta_{24}\cos^2\theta_{14}(1-\sin^2\theta_{24}\cos^2\theta_{14}) \approx \sin^2 2\theta_{24}$$

$$\sin^2 2\theta_{\mu e} = 4\sin^2\theta_{14}\sin^2\theta_{24}\cos^2\theta_{14} \approx \frac{1}{4}\sin^2 2\theta_{14}\sin^2 2\theta_{24}.$$

Соотношения между параметрами различных осцилляций, необходимые для сравнительного анализа результатов экспериментов, представленных ниже (рис. 10 и 11).

Важно отметить, что амплитуды электронных и мюонных осцилляций в процессах исчезновения определяют амплитуду $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ в процессе появления электронных нейтрино в пучке мюонных нейтрино. Это важное соотношение для экспериментальной проверки модели $3+1$.

Эксперименты, в которых обнаружены эффекты, указывающие на процесс осцилляций в стерильное нейтрино это Нейтрино-4, реакторная аномалия, галлиевая аномалия, MiniBooNE, LSND и IceCube.

14. Сопоставление результатов эксперимента Нейтрино-4 с результатами эксперимента IceCube. На рисунке 10 представлено сопоставление результатов эксперимента Нейтрино-4 с результатами эксперимента IceCube. Лучшие значения подгонки параметров осцилляций в эксперименте IceCube [31] составляют:

$$\Delta m^2_{14} = 4.47^{+3.53}_{-2.08}\,\text{эВ}^2,$$

$$\sin^2(2\theta_{24}) = 0.10^{+0.10}_{-0.07}.$$

Значение Δm^2_{14} из обоих экспериментов согласуются в пределах одного стандартного отклонения, а значения $\sin^2 2\theta_{14}$ и $\sin^2 2\theta_{24}$ согласуются в пределах 1.3σ, хотя модель $3+1$ этого не требует.

15. Сопоставление результатов эксперимента Нейтрино-4 с результатами ускорительных экспериментов MiniBooNE и LSND. Кроме того, представляет интерес сопоставление результатов эксперимента Нейтрино-4 с ускорительными экспе-

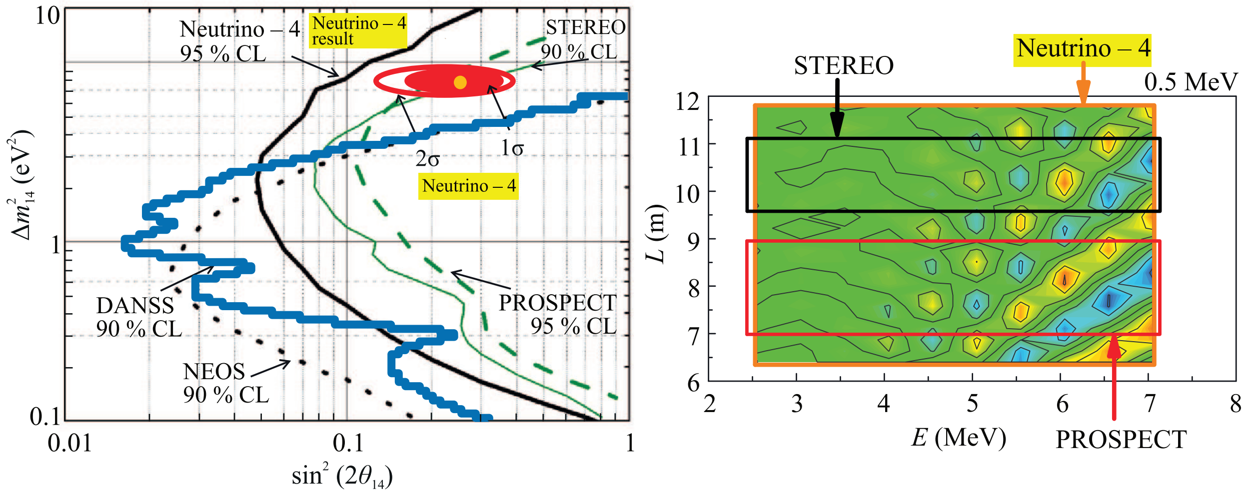


Рис. 9. (Цветной онлайн) Слева – сравнение результатов эксперимента Нейтрино-4 с другими экспериментами (линиями обозначены области чувствительности различных экспериментов). Справа – сравнение плоскостей параметров (E, L) экспериментов Нейтрино-4, STEREO и PROSPECT

риментами (LSND [1] и MiniBooNE [2]). Используя данные этих экспериментов [32], мы провели сравнение (рис. 11) их результатов с результатами эксперимента Нейтрино-4 на плоскости $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ и Δm^2_{14}. В экспериментах MiniBooNE и LSND изучается процесс, который происходит во втором порядке по стерильному нейтрино – появление электронного нейтрино из мюонного нейтрино ($\nu_\mu \to \nu_e$) через стерильное нейтрино. Сопоставление между $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ из экспериментов MiniBooNE и LSND и $\sin^2 2\theta_{14}$ из эксперимента Нейтрино-4 может быть сделано, используя результат эксперимента IceCube: $\sin^2 2\theta_{24} \approx 0.03 \div 0.2$. Значения $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ и $\sin^2 2\theta_{24}$, $\sin^2 2\theta_{14}$ связаны следующим образом, $\sin^2 2\theta_{\mu e} \approx \approx \frac{1}{4}\sin^2 2\theta_{14}\sin^2 2\theta_{24}$.

Расчетное значение $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ из экспериментов Нейтрино-4 и IceCube составляет $\sin^2 2\theta_{\mu e} \approx 0.002 \div \div 0.013$ и согласуется со значением $\sin^2 2\theta_{\mu e} \approx 0.002 \div \div 0.006$ из экспериментов MiniBooNE и LSND. Таким образом, в пределах имеющейся точности значения углов смешивания экспериментов MiniBooNE и LSND, Нейтрино-4 и IceCube согласуются в рамках модели 3 + 1. Сопоставление результатов эксперимента Нейтрино-4 с результатами ускорительных экспериментов MiniBooNE и LSND на плоскости $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ и Δm^2_{14}, представленное на рис. 11, показывает, что в области больших Δm^2_{14} имеется локальный минимум в распределении $\Delta\chi^2$, который совпадает с областью минимума $\Delta m^2_{14} \approx \approx 7.25$ эВ^2 в распределении $\Delta\chi^2$ для эксперимента Нейтрино-4.

16. Сравнение с экспериментом KATRIN по измерению массы нейтрино. Из значений параметров осцилляций, полученных в эксперименте Нейтрино-4 можно сделать оценку на массу электронного нейтрино, используя общеизвестные формулы для нейтринной модели [33, 34] с расширением на модель 3 + 1:

$$m^{\text{eff}}_{\nu_e} = \sqrt{\sum m_i^2 |U_{ei}|^2},$$

$$\sin^2 2\theta_{14} = 4|U_{14}|^2(1 - |U_{14}|^2),$$

$$|U_{14}|^2 \ll 1; \quad |U_{14}|^2 \approx \frac{1}{4}\sin^2 2\theta_{14}.$$

Ограничения на сумму масс активных нейтрино $\sum m_\nu = m_1 + m_2 + m_3$ из космологии находятся в диапазоне $0.54 \div 0.11$ эВ [35]. При этом зная, что $\Delta m^2_{14} \approx 7.25$ эВ^2, можно написать $m_4^2 \approx 7.25$ эВ, а m_1^2, m_2^2, $m_3^2 \lll m_4^2$. Таким образом, эффективная масса элекронного нейтрино может быть вычислена по формуле:

$$m^{\text{eff}}_{\nu_e} \approx \sqrt{m_4^2 |U_{e4}|^2} \approx \frac{1}{2}\sqrt{m_4^2 \sin^2 2\theta_{14}}.$$

При более точном рассмотрении данного приближения с использованием матрицы PMNS верхний предел на точность результата не превышает 10 %.

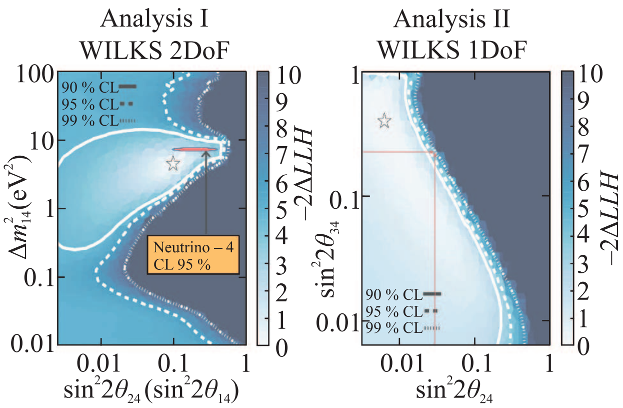


Рис. 10. (Цветной онлайн) Сопоставление результатов эксперимента Нейтрино-4 с результатами эксперимента IceCube. На рисунке слева выбрана единая шкала углов смешивания. Результат Нейтрино-4 представлен в соответствии со значением $\sin^2 2\theta_{14} = 0.26$

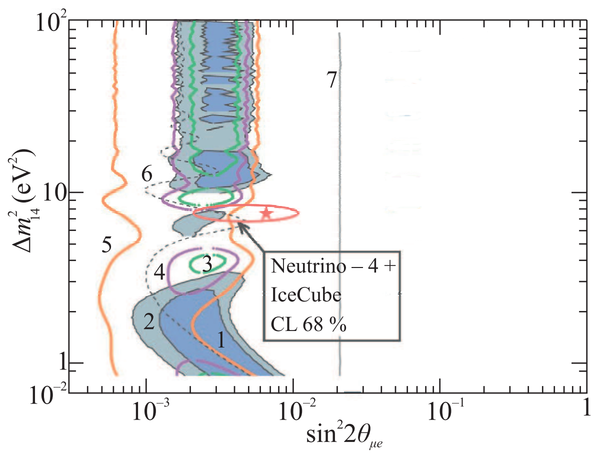


Рис. 11. (Цветной онлайн) Сравнение результатов эксперимента Нейтрино-4 с результатами экспериментов на ускорителе MiniBooNE и LSND на плоскости параметров $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ и Δm^2_{14} и проверка соотношения $\sin^2 2\theta_{\mu e} \approx \frac{1}{4}\sin^2 2\theta_{14} \sin^2 2\theta_{24}$. *1* – LSND 90 % CL; *2* – LSND 99 % CL; *3* – MiniBooNE 99 % CL; *4* – MiniBooNE 3σ CL; *5* – MiniBooNE 4σ CL; *6* – KARMEN2 90 % CL; *7* – OPERA 90 % CL

Здесь необходимо сделать небольшое обсуждение в связи с известными ограничениями на число типов нейтрино и на сумму масс активных нейтрино из космологии.

В зависимости от масштаба масс стерильные нейтрино могут оказывать влияние на развитие Вселенной и быть ответственными за барионную асимметрии Вселенной и явление темной материи [36]. Однако для стерильных нейтрино с малой массой и углом смешивания можно допустить существование стерильного нейтрино, которое не оказывает существенного влияния на космологию [36]. Такие стерильные нейтрино практически не термализуются в первичной плазме и покидают ее на ранней стадии.

Исходя из вышесказанного, можно сделать оценку на массу стерильного нейтрино: $m_4 = (2.68 \pm \pm 13)$ эВ. При параметрах $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.19 \pm 0.04\,(4.6\sigma)$, полученных при объединении результатов эксперимента Нейтрино-4, реакторной и галлиевой аномалии и, что самое главное, при значении $\Delta m^2_{14} \approx \approx (7.2 \pm 1.09)$ эВ^2, полученном впервые в эксперименте Нейтрино-4, можно сделать оценку на массу электронного нейтрино: $m^{\mathrm{eff}}_{\nu_e} = (0.58 \pm 0.09)$ эВ. Вычисленная масса нейтрино не противоречит ограничению на массу нейтрино $m^{\mathrm{eff}}_{\nu_e} \le 1.1$ эВ 90 % CL, полученному в эксперименте KATRIN [37]. Более того, результаты определения параметров стерильного нейтрино делают возможным предсказать значение, которое может быть получено в эксперименте KATRIN. На рисунке 12 [38] показаны ограничения на стерильное нейтрино из эксперимента KATRIN на уровне достигнутой точности и перспективы ее увеличения.

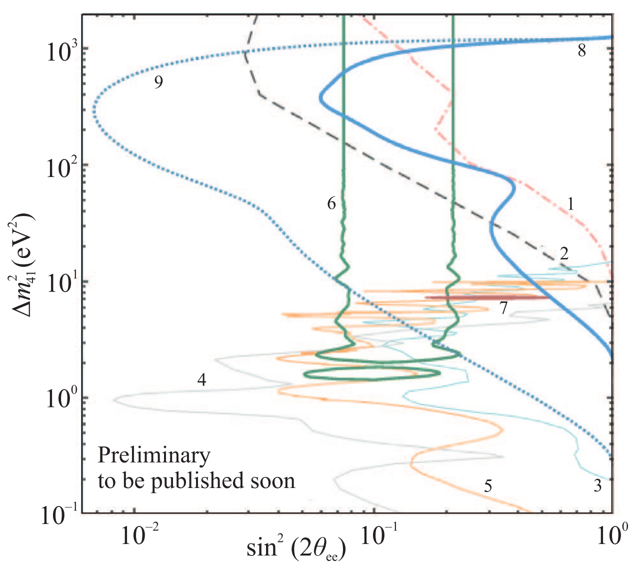


Рис. 12. (Цветной онлайн) Ограничения на параметры осцилляций из эксперимента KATRIN, а также из других экспериментов: *1* – Mainz 95 % CL (розовая штрихпунктирная линия); *2* – Troitsk 95 % CL (черная пунктирная); *3* – PROSPECT 95 % CL (голубая сплошная); *4* – DANSS 95 % CL (серая сплошная); *5* – STEREO 95 % CL (оранжевая сплошная); *6* – реакторная + галлиевая аномалии 95 % CL (зеленая сплошная); *7* – Нейтрино-4 2σ (красная сплошная); *8* – KATRIN 95 % CL (голубая сплошная жирная); *9* – ожидаемая чувствительность KATRIN 95 % CL (голубая короткий пунктир)

Таким же образом, привлекая данные эксперимента IceCube о $\sin^2 2\theta_{24}$, может быть сделана оценка на массу мюонного нейтрино: $m^{\rm eff}_{\nu_\mu} = (0.42 \pm 0.24)$ эВ.

Наконец, используя верхний предел на $\sin^2 2\theta_{34} \leq 0.21$, можно получить верхний предел на массу тау нейтрино: $m_\tau \leq 0.65$ эВ.

17. Сравнение с экспериментами по измерению массы нейтрино из двойного без нейтринного бета распада. В экспериментах по двойному бета распаду майорановская масса нейтрино определяется следующим соотношением:

$$m(0\nu\beta\beta) = \sum_{i=1}^{4} |U_{ei}|^2 m_i.$$

Это соотношение для модели 3+1 и $m_1, m_2, m_3 \ll m_4$ может быть упрощено: $m(0\nu\beta\beta) \approx m_4 U_{14}^2$. Численный результат из этого соотношения представлен ниже.

$$m(0\nu\beta\beta) = (0.13 \pm 0.03)\,\text{эВ}.$$

Лучшие ограничения на майорановскую массу получены в эксперименте GERDA [39]. В этих экспериментах измеряется период полураспада изотопа, который зависит от майорановской массы следующим образом:

$$1/T^{0\nu}_{1/2} = g_A^4 G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \frac{\langle m_{\beta\beta}\rangle^2}{m_e^2}.$$

Верхний предел на период полураспада дает верхний предел на майорановскую массу:
Нижний предел для $T^{0\nu}_{1/2} > 1.8 \cdot 10^{26}$ лет (90 % CL).
Верхний предел для $m_{\beta\beta} < [80 - 182]$ мэВ.

Дальнейшее улучшение точности эксперимента по двойному бета распаду может дать обнаружение майорановской массы или закрытие майораовского нейтрино. Следует заметить, что результаты зависят от иерархии нейтринных масс.

18. PMNS матрица в модели $3+1$. Матрица PMNS для четырех состояний вместе со стерильным нейтрино, параметры которого определены в нашем эксперименте Нейтрино-4 в экспериментах по реакторной и галлиевой аномалии, а также в эксперименте IceCube, показана ниже:

$$U^{(3+1)}_{\rm PMNS} =$$

$$= \begin{pmatrix} 0.824^{+0.007}_{-0.008} & 0.547^{+0.011}_{-0.011} & 0.147^{+0.003}_{-0.003} & 0.224^{+0.025}_{-0.025} \\ 0.409^{+0.036}_{-0.060} & 0.634^{+0.022}_{-0.065} & 0.657^{+0.044}_{-0.014} & 0.160^{+0.08}_{-0.05} \\ 0.392^{+0.025}_{-0.048} & 0.547^{+0.056}_{-0.028} & 0.740^{+0.012}_{-0.048} & < 0.229 \\ < 0.24 & < 0.30 & < 0.26 & > 0.93 \end{pmatrix}.$$

Ограничения на значения U_{si} получены из соотношений унитарности для столбцов при условии, что сумма квадратов всех четырех элементов столбца не превышает 1 более, чем на одно стандартное отклонение. Схема смешивания нейтринных флейворов со стерильным нейтрино для прямой и обратной иерархии масс представлена ниже (рис. 13).

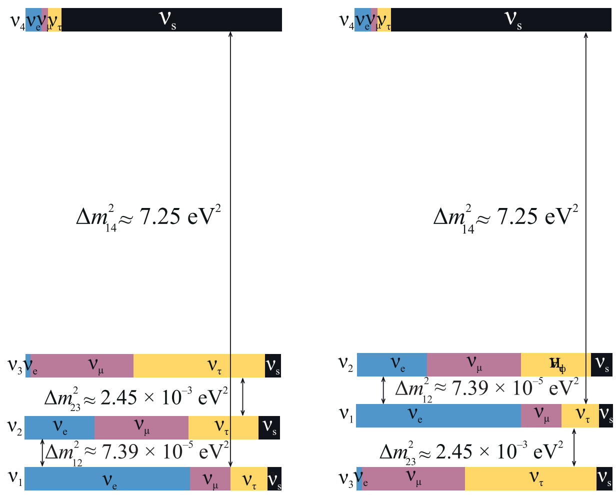


Рис. 13. (Цветной онлайн) Схема смешивания нейтринных флейворов со стерильным нейтрино для прямой (слева) и обратной (справа) иерархии масс

19. Заключение. Результаты анализа данных эксперимента Нейтрино-4 и сравнения с другими экспериментами по поиску стерильного нейтрино можно подытожить несколькими выводами.

1. Область реакторной и галлиевой аномалий с параметрами $\Delta m^2_{14} < 3$ эВ^2 и $\sin^2 2\theta_{14} > 0.1$ исключена с достоверностью больше 99.7 % ($> 3\sigma$).

2. Однако мы наблюдаем эффект осцилляций в области параметров $\Delta m^2_{14} \approx (7.25 \pm 1.09)$ эВ^2 и $\sin^2 2\theta = 0.26 \pm 0.08_{\rm stat} \pm 0.05_{\rm syst}$.

3. Полученный результат можно сравнить с результатами других экспериментов по поиску стерильного нейтрино. Существует 5 типов экспериментов, в которых обнаружены эффекты, указывающие на процесс осцилляций в стерильное нейтрино:

а) в эксперименте Нейтрино-4;

б) в целом ряде реакторных экспериментов, так называемая реакторная аномалия;

в) в экспериментах с источником нейтрино на основе Cr-51 (галлиевая аномалия);

г) в ускорительных экспериментах MiniBooNE и LSND;

д) в эксперименте IceCube.

В таблице 1 приведены результаты экспериментов: реакторной аномалии, Нейтрино-4 и галлиевой аномалии. Распределения значений параметра

$\sin^2 2\theta_{14}$, соответствующего этим экспериментам показаны на рис. 14.

Таблица 1. Результаты экспериментов: реакторной аномалии, Нейтрино-4 и галлиевой аномалии

Реакторная аномалия	Нейтрино-4	Галлиевая аномалия
0.13 ± 0.05 (2.6σ)	0.26 ± 0.09 (2.9σ)	0.32 ± 0.10 (3.2σ)
	0.29 ± 0.07 (4.3σ)	
0.19 ± 0.04 (4.6σ)		

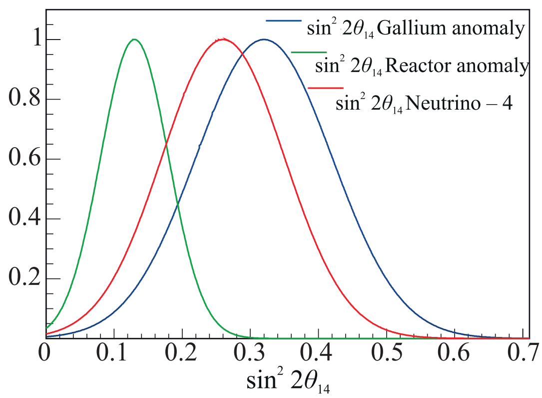


Рис. 14. (Цветной онлайн) Распределения для значений $\sin^2 2\theta_{14}$ из ГА, РАА и Нейтрино-4

4. Объединение этих результатов дает оценку на угол смешивания $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.19 \pm 0.04$ (4.6σ). Справедливость объединения результата эксперимента Нейтрино-4 и результата реакторной аномалии может вызвать вопросы, однако разность этих результатов 0.13 ± 0.09 составляет всего лишь 1.4σ и, кроме того, ошибка результата реакторной аномалии не включает систематическую ошибку реакторных расчетов, которые до сих пор обсуждаются.

5. Сопоставление результатов эксперимента Нейтрино-4 с результатами эксперимента IceCube указывает на возможное согласование параметра осцилляций эксперимента Нейтрино-4 $\Delta m_{14}^2 \approx 7$ эВ^2 и параметра осцилляций эксперимента IceCube $\Delta m_{14}^2 \approx 4.5$ эВ^2 в пределах имеющейся точности эксперимента IceCube.

6. Сопоставление результатов эксперимента Нейтрино-4 и эксперимента IceCube с результатами ускорительных экспериментов MiniBooNE и LSND на плоскости $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ и Δm_{14}^2 также указывает на возможное совпадение параметра осцилляций $\Delta m_{14}^2 \approx 7$ эВ^2. Расчетное значение $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ из экспериментов Нейтрино-4 и IceCube составляет $\sin^2 2\theta_{\mu e} \approx 0.002 \div 0.013$ и согласуется со значением $\sin^2 2\theta_{\mu e} \approx 0.002 \div 0.006$ из экспериментов MiniBooNE и LSND.

7. Наконец, из анализа результатов эксперимента Нейтрино-4 и выше обсуждавшихся экспериментов можно сделать вывод о возможности существования стерильного нейтрино с параметрами $\Delta m_{14}^2 \approx \approx (7.25 \pm 1.09)$ эВ^2 и $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.19 \pm 0.04$ (4.6σ). При этом полагая, что $m_4^2 \approx \Delta m_{14}^2$, можно сделать оценку на массу стерильного нейтрино: $m_4 = (2.68 \pm 0.13)$ эВ.

8. Из этих значений параметров осцилляций можно сделать оценку на массу электронного нейтрино: $m_{\nu_e}^{\text{eff}} = (0.58 \pm 0.09)$ эВ.

9. Используя оценку на $\sin^2 2\theta_{24}$ из эксперимента IceCube и $\Delta m_{14}^2 \approx (7.25 \pm 1.09)$ эВ^2 из эксперимента Нейтрино-4, можно сделать оценку на массу мюонного нейтрино: $m_{\nu_\mu}^{\text{eff}} = (0.42 \pm 0.24)$ эВ, а верхний предел на $\sin^2 2\theta_{34} \leq 0.21$ позволяет оценить верхний предел на массу тау нейтрино: $m_{\nu_\tau}^{\text{eff}} \leq 0.65$ эВ.

Иллюстрация оценок на массы электронного нейтрино, мюонного нейтрино, тау нейтрино и стерильного нейтрино представлена на рис. 15. Можно видеть, что стерильное нейтрино определяет массы остальных нейтрино посредством углов смешивания θ порядка $0.1 \div 0.2$ и меньше.

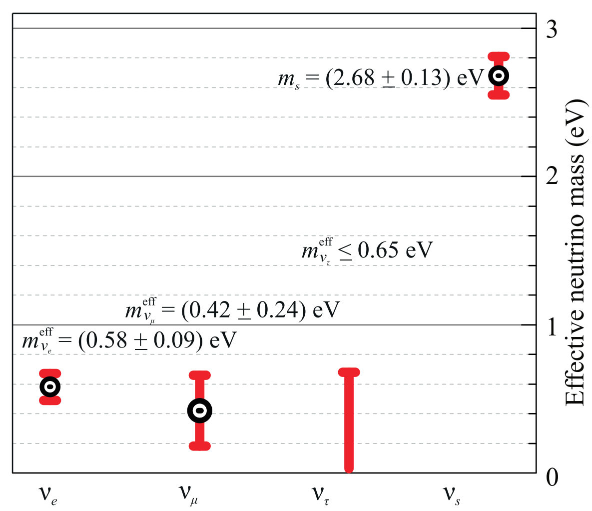


Рис. 15. (Цветной онлайн) Оценки на массы нейтрино

Следует заметить, что сумма эффективных масс активных нейтрино $m_{\nu_e}^{\text{eff}} + m_{\nu_\mu}^{\text{eff}} + m_{\nu_\tau}^{\text{eff}}$ не имеет прямого отношения к космологическим оценкам на сумму масс $m_1 + m_2 + m_3$.

10. Представлена матрица PMNS для четырех состояний вместе со стерильным нейтрино, параметры которого определены в нашем эксперименте Нейтрино-4, в экспериментах по реакторной и галлиевой аномалии, а также в эксперименте IceCube.

Для окончательного подтверждения существования стерильного нейтрино требуется получение результата на уровне достоверности 5σ. Мы планируем создание второй нейтринной лаборатории на реакторе СМ-3 и нового детектора с чувствительностью, увеличенной в три раза.

Авторы выражают благодарность Российскому научному фонду (проект # 20-12-00079). Авторы благодарны М. В. Данилову, В.Б. Бруданину, В. Г. Егорову, Ю. А. Камышкову, В. А. Щегельскому, В. В. Синеву, Д. С. Горбунову и особенно Ю. Г. Куденко за полезные обсуждения. Значительный вклад в данное исследование внесла поставка жидкого сцинтиллятора из лаборатории, возглавляемой профессором Джун Сяо (Институт физики высоких энергий, Пекин, Китай).

1. A. Aguilar, L. B. Auerbach, R. L. Burman et al. (LSND Collaboration), Phys. Rev. D **64**, 112007 (2001); hep-ex/0104049.
2. A. Aguilar-Arevalo, B. C. Brown, L. Bugel et al. (MiniBooNE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **110**, 161801 (2013); 1207.4809.
3. B. Armbruster, I. M. Blair, B. A. Bodmann et al. (KARMEN Collaboration), Phys. Rev. D **65**, 112001 (2002).
4. P. Astier, D. Autiero, A. Baldisseri et al. (NOMAD Collaboration), Phys. Lett. B **570**, 19 (2003); hep-ex/0306037.
5. M. Antonello, B. Baibussinov, P. Benetti et al. (ICARUS Collaboration), Eur. Phys. J. C **73**(3), 2345 (2013); 1209.0122.
6. L. Borodovsky, C. Y. Chi, Y. Ho et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **68**, 274 (1992).
7. N. Agafonova, A. Aleksandrov, A. Anokhina et al. (OPERA Collaboration), JHEP **07**, 004 (2013); 1303.3953 [Addendum: JHEP **07**, 085 (2013)].
8. W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko et al. (GALLEX Collaboration), Phys. Lett. B **420**, 114 (1998).
9. J. Abdurashitov, V. N. Gavrin, S. V. Girin et al. (SAGE Collaboration), Phys. Rev. C **59**, 2246 (1999); hep-ph/9803418.
10. Y. Declais, H. de Kerret, B. Lefiévre, M. Obolensky, A. Etenko, Yu. Kozlov, I. Machulin, V. Martemianov, L. Mikaelyan, M. Skorokhvatov, S. Sukhotin, and V. Vyrodov, Phys. Lett. B **338**, 383 (1994).
11. B. Achkar, R. Aleksan, M. Avenier, G. Bagieu et al. (Collaboration), Nucl. Phys. B **434**, 503 (1995).
12. G. S. Vidyakin, V. N. Vyrodov, Yu. V. Kozlov, A. V. Martemyanov, V. P. Martemyanov, A. N. Odinokov, S. V. Sukhotin, V. G. Tarasenkov, E. V. Turbin, S. G. Tyurenkov, S. V. Khalturtsev, and S. Kh. Khakimov, JETP Lett. **59**, 390 (1994).
13. A. A. Kuvshinnikov, L. A. Mikaelyan, S. V. Nikolaev, M. D. Skorokhvatov, and A. F. Etenko, JETP Lett. **54**(5), 259 (1991).
14. G. Zacek, F. von Feilitzsch, R. L. Mössbauer, L. Oberauer, V. Zacek, F. Boehm, P. H. Fisher, J. L. Gimlett, A. A. Hahn, H. E. Henrikson, H. Kwon, J. L. Vuilleumier, and K. Gabathuler, Phys. Rev. D **34**, 2621 (1986).
15. Z. D. Greenwood, W. R. Kropp, M. A. Mandelkern, S. Nakamura, E. L. Pasierb-Love, L. R. Price, F. Reines, S. P. Riley, H. W. Sobel, N. Baumann, and H. S. Gurr, Phys. Rev. D **53**, 11 (1996).
16. A. Hoummada, S. Lazrak Mikou, M. Avenier, G. Bagieu, J. F. Cavaignac, and Dy. Holm Koang, Appl. Rad. Isot. **46**(6–7), 449 (1995).
17. I. Alekseev, V. Belov, V. Brudanin et al. (DANSS Collaboration), Phys. Lett. B **787**, 56 (2018); arXiv:1804.04046.
18. Y. J. Ko, B. R. Kim, J. Y. Kim et al. (NEOS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **118**, 121802 (2017).
19. J. Ashenfelter, A. B. Balantekin, C. Baldenegro et al. (PROSPECT Collaboration), Phys. Rev. Lett. **121**, 251802 (2018); arXiv:1806.02784.
20. H. Almazán, L. Bernard, A. Blanchet et al. (STEREO Collaboration), arXiv:1912.06582.
21. Y. Abreu, Y. Amhis, L. Arnold et al. (SoLid Collaboration), arXiv:2002.05914.
22. V. Barinov, V. Gavrin, V. Gorbachev, D. Gorbunov, and T. Ibragimova, Phys. Rev. D **99**, 111702(R) (2019).
23. M. G. Aartsen, K. Abraham, M. Ackermann et al. (IceCube Collaboration), Phys. Rev. Lett. **117**(7), 071801 (2016); 1605.01990.
24. A. Serebrov, V. Ivochkin, R. Samoilov et al. (Neutrino-4 Collaboration), JETP Lett. **109**, 213 (2019).
25. A. P. Serebrov, V. G. Ivochkin, R. M. Samoilov et al. (Neutrino-4 Collaboration); arXiv:2005.05301.
26. A. P. Serebrov, V. G. Ivochkin, R. M. Samoilov et al. (Neutrino-4 Collaboration), Tech. Phys. **62**, 322 (2017); arXiv:1605.05909.
27. Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot, A. Letourneau, S. Cormon, M. Fechner, L. Giot, T. Lasserre, J. Martino, G. Mention, A. Porta, and F. Yermia, Phys. Rev. C **83**, 054615 (2011).
28. G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, and A. Letourneau, Phys. Rev. D **83**, 073006 (2011).
29. S. Gariazzo, C. Giunti, M. Laveder, and Y. F. Lie, JHEP **06**, 135 (2017); arXiv:1703.00860.
30. D. Lhuillier, 16th Lomonosov conference, http://nuclphys.sinp.msu.ru/conf/epp10/Lhuillier.pdf.
31. Spencer Axani, arXiv:2003.02796.
32. A. A. Aguilar-Arevalo, B. C. Brown, L. Bugel et al. (MiniBooNE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **121**, 221801 (2018); 1805.12028.

33. M. Tanabashi, K. Hagiwara, K. Hikasa et al. (Particle Data Group), Chapter 14, Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018) and 2019 update; http://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2019-rev-neutrino-mixing.pdf.
34. S. Haystotz, P. F. de Salas, S. Gariazzo, M. Gerbino, M. Lattanzi, S. Vagnozzi, K. Freese, and S. Pastor, arXiv:2003.02289.
35. M. Tanabashi, K. Hagiwara, K. Hikasa et al. (Particle Data Group), Chapter 25, Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018); http://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2019-rev-neutrinos-in-cosmology.pdf.
36. D. S. Gorbunov, Phys.-Uspekhi **57**(5), 503 (2014).
37. M. Aker, K. Altenmüller, M. Arenz et al. (KATRIN Collaboration), Phys. Rev. Lett. **123**, 221802 (2019); arXiv:1909.06048.
38. S. Mertens, KATRIN Collaboration, *The XXIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics Neutrino – 2020*, https://indico.fnal.gov/event/43209/contributions/187858/attachments/129656/158440/Mertens_Neutrino_final.pdf.
39. Y. Kermaidic (GERDA Collaboration), *The XXIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics Neutrino – 2020*, https://indico.fnal.gov/event/43209/contributions/187846/attachments/129106/159515/20200701_Nu2020_Ge76_YoannKermaidic.pdf.