Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 1, с. 3–9

Поиски больших дополнительных измерений в эксперименте DANSS

И. Г. Алексеев[a,b,c,d], *В. В. Белов*[d,e], *А. Д. Быстряков*[b,e,f], *П. А. Горовцов*[c], *М. В. Данилов*[b,d], *И. В. Житников*[d,e], *Д. Р. Зинатулина*[e,g], *С. В. Казарцев*[d,e], *А. С. Кобякин*[a,b,c], *А. Л. Крапива*[a,b,c], *А. С. Кузнецов*[e], *И. В. Мачихильян*[h], *Н. А. Машин*[a,b,c], *Д. В. Медведев*[e], *В. М. Нестеров*[a,b], *Д. В. Пономарёв*[b,d,e], *В. Ю. Русинов*[a,b], *Э. И. Самигуллин*[a,b], *Д. Н. Свирида*[a,b,d], *Н. А. Скробова*[a,b,d 1)], *Е. И. Тарковский*[a], *Д. В. Философов*[e], *М. В. Фомина*[e], *Е. А. Шевчик*[e], *М. В. Ширченко*[d,e], *Ю. А. Шитов*[i], *Е. А. Якушев*[e]

[a] *Национальный Исследовательский Центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

[b] *Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[c] *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701 Долгопрудный, Россия*

[d] *Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия*

[e] *Объединенный институт ядерных исследований, 141701 Дубна, Россия*

[f] *Государственный университет "Дубна", 141982 Дубна, Россия*

[g] *Воронежский государственный университет, 1394018 Воронеж, Россия*

[h] *Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, 127055 Москва, Россия*

[i] *Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague Husova 240/5, 110 00 Prague, Czech Republic*

Поступила в редакцию 2 апреля 2025 г.
После переработки 20 мая 2025 г.
Принята к публикации 22 мая 2025 г.

Детектор DANSS расположен вблизи энергетического реактора на Калининской АЭС (на расстояниях 10.9–12.9 м) и детектирует до 5000 антинейтринных событий в день. В этой статье обсуждаются результаты поиска Больших Дополнительных Измерений (Large Extra Dimensions, LED) в простейшем случае одного доминирующего большого дополнительного измерения. Данная теория предполагает осцилляции частиц в скрытое измерение конечного размера, и ее предсказания зависят не только от разницы квадратов масс, но и от абсолютного масштаба масс нейтрино. Моделирование эксперимента с помощью Монте-Карло позволило получить его чувствительность к LED для различных значений параметров модели – размера большого скрытого измерения a и массы легчайшего нейтрино m_0. Анализ почти 5.8 млн. антинейтринных событий не дал статистически значимых указаний на существование LED (статистическая значимость лучшей точки составила лишь 2.0 (1.8)σ для нормальной (обратной) иерархии масс нейтрино). Получены ограничения для размера дополнительного измерения и массы легчайшего нейтрино. Для ряда областей эти ограничения являются лучшими в мире. Они включают большую долю параметров, предпочитаемых для объяснения в рамках этой модели галлиевой аномалии и реакторной антинейтринной аномалии, включая соответствующие лучшие точки.

DOI: 10.31857/S0370274X25070011, EDN: RITLBE

1. Введение. На сегодняшний день физика нейтрино является одним из самых захватывающих разделов физики частиц и содержит в себе много неразрешенных загадок. Одна из них – осцилляции нейтрино: модель 3-х поколений с массивными нейтрино описывает экспериментальные данные с выдающейся точностью, но, тем не менее, некоторые аномалии все же наблюдаются. Например, так называемая реакторная антинейтринная аномалия (RAA) [1], заключающаяся в недостатке потока реакторных антинейтрино, и галлиевая аномалия (GA), заключающаяся в недостатке нейтринных событий в калибровочных измерениях с помощью радиоактивных источников в экспериментах SAGE и GALLEX [2–6]. GA была подтверждена со значимостью более 5σ в эксперименте BEST [7, 8]. RAA, скорее всего, объясняется переоценкой вклада в антинейтринные спектры от продуктов деления ^{235}U [9], однако окончательный вывод делать еще рано. Для объяснения RAA и GA предлагались различные гипотезы, включая су-

[1)] e-mail: skrobovana@lebedev.ru

ществование стерильного нейтрино или Больших Дополнительных Измерений (Large Extra Dimensions, LED). Поискам LED посвящена данная работа. Поиски велись в рамках LED-модели с одним доминирующим большим дополнительным измерением.

2. LED-модель. LED-модель была предложена для решения проблемы калибровочной иерархии – наличия большой разницы между энергетическими масштабами электрослабого ($M_W \sim 80$ ГэВ) и гравитационного ($M_{Pl} \sim 2 \cdot 10^{18}$ ГэВ) взаимодействий. Она предполагает, что наблюдаемое нами пространство–время размерности 3+1 существует на “бране”, помещенной в пространство большей размерности, а остальные измерения компактифицированы на масштабе a, обычно не превышающем несколько мкм [10, 11]. В этой теории закон Ньютона следует рассматривать по-разному в зависимости от расстояния между гравитирующими объектами. Приведем здесь качественное рассуждение для случая n дополнительных измерений. На маленьких масштабах ($r \ll a$) пространство эффективно плоское и имеет размерность $3 + n$, следовательно, гравитационный потенциал записывается как

$$V(r) \sim \frac{m_1 m_2}{M_{Pl(4+n)}^{n+2}} \frac{1}{r^{n+1}}, r \ll a. \tag{1}$$

На больших же масштабах ($r \gg a$) $V(r)$ дается обычным выражением, в котором масса Планка оказывается перенормированной при помощи введения дополнительного измерения [10]:

$$V(r) \sim \frac{m_1 m_2}{M_{Pl(4+n)}^{n+2} a^n} \frac{1}{r}, r \gg a. \tag{2}$$

Такой подход применим лишь для дополнительных измерений достаточно малого размера, так как гравитационные силы были непосредственно измерены вплоть до расстояний $r \sim 1$ мм [12]. В случае одного дополнительного измерения, для перенормировки массы Планка на масштаб 1 ТэВ понадобится ввести дополнительное измерение размера порядка Солнечной Системы, что исключено измерениями гравитации (см. обзор в [13]). Поэтому обычно рассматриваются теории с числом дополнительных измерений $n \geqslant 2$.

LED-модель также может объяснить недостаток (анти)нейтрино в (RAA)GA. Здесь мы обсуждаем случай одного доминирующего большого дополнительного измерения. Размеры остальных измерений много меньше размера большего, и осцилляциями нейтрино в них можно пренебречь. В этой модели правые нейтрино $\nu_{R,e}$ (и $\bar{\nu}_{L,e}$) могут быть захвачены в это дополнительное измерение, где они образуют так называемую “башню” Калуцы–Клейна. Более того, в рамках этого механизма из-за малого объема LED константа связи между правыми и левыми нейтрино оказывается подавлена, что приводит к малым массам нейтрино [14]. В предположении, что $am_i \ll 1$, амплитуда выживания электронного антинейтрино дается [15]:

$$A_{ee} = \sum_{i=1,2,3} |U_{ei}|^2 A_i, \tag{3}$$

где U_{ei} – элементы PMNS-матрицы смешивания нейтрино [13], а A_i – амплитуды для массовых состояний, даваемые соотношением

$$A_i = \left(1 - \frac{\pi^2}{6} m_i^2 a^2\right)^2 \exp\left(i \frac{m_i^2 L}{2E}\right) + \\ + 2 m_i^2 \exp\left(i \frac{m_i^2 L}{E}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp\left(i \frac{(m_n^{KK})^2 L}{2E}\right)}{(m_n^{KK})^2}, \tag{4}$$

где m_i – масса i-го состояния нейтрино (там, где i – нижний индекс, он нумерует состояния нейтрино, в противном случае это мнимая единица), a – размер дополнительного измерения, L – расстояние между точками рождения и детектирования антинейтрино, E – энергия антинейтрино, и $m_n^{KK} = \frac{n}{a}$ – массы состояний в башне Калуцы–Клейна, собственных состояний в дополнительном измерении, представляющих из себя плоские волны. Важно отметить ряд $\sum \frac{\exp(ixn^2)}{n^2}$ во втором слагаемом, где $x = \frac{L}{2Ea^2}$. Он сходится абсолютно, так как мажорируется рядом обратных квадратов $\sum \frac{1}{n^2}$. Тем не менее его почленная производная $\sum i \exp(in^2 x)$ может расходиться, что значит, что этот член в A_i может быстро осциллировать.

Первый параметр теории – размер дополнительного измерения a. В выражение (4) массы нейтрино входят таким образом, что итоговая амплитуда A_{ee} зависит не только от разностей квадратов масс, но и от абсолютного значения массы легчайшего нейтрино m_0, которая выступает вторым параметром. Как следствие, итоговая амплитуда также чувствительна к иерархии масс нейтрино. На рисунке 1 показана зависимость абсолютного значения амплитуд A_i от m_0 при $L = 12.89$ м, $E_\nu = 4$ МэВ, $a = 0.5$ мкм. В основном амплитуды A_1 и A_2 выше, чем A_3. Так как они входят в выражение для вероятности выживания (3) с бóльшими весами ($|U_{e1}| \sim 0.8, |U_{e2}| \sim 0.5, |U_{e3}| \sim 0.1$, [13]), получается, что при равных значениях параметров LED вероятность выживания в среднем выше для нормальной иерархии нейтринных масс и, как следствие, чувствительность к осцилляциям в дополнительные измерения ниже.

3. Эксперимент DANSS. Эксперимент DANSS [16] расположен вблизи ядра реактора на Калининской атомной электростанции (КАЭС) на расстоянии ≈ 11 м от центра активной зоны реактора. Чувствительный объем DANSS состоит из 2500 *стрипов* – полосок, сделанных из пластикового сцинтиллятора, размером $100 \times 4 \times 1$ см^3. Сигнал из стрипов выводится при помощи 3 спектросмещающих волокон, вклеенных с помощью двухкомпонентного оптического геля в продольные канавки, выфрезерованные в стрипах. Свет с центрального волокна детектируется кремниевым фотоумножителем (КФУ). Боковые волокна образуют пару и подключены к фотоэлектронному умножителю (ФЭУ). Каждый ФЭУ считывает сигнал с блока из 50 стрипов. На поверхность стрипов нанесено светоотражающее покрытие, содержащее гадолиний Gd, используемый для захвата нейтронов, рождаемых в реакции обратного бета-распада (ОБР)

$$\bar{\nu}_e + p \to n + e^+. \tag{5}$$

Стрипы уложены в 100 слоев по высоте, каждый по 25 штук. В соседних слоях стрипы направлены вдоль перпендикулярных направлений, что позволяет восстанавливать трехмерную структуру события из двух проекций на две боковые поверхности. Чувствительный объем окружен пассивной защитой, состоящей из меди, свинца и борированного полиэтилена, а также системой вето из сцинтилляционных счетчиков [16]. Детектор помещен на подвижную платформу, что позволяет менять расстояние от детектора до реактора. Данные набирались в трех положениях: *Верх* с $L_t = 10.89$ м, *Середина* с $L_m = 11.88$ м и *Низ* с $L_b = 12.86$ м, где L обозначает расстояние между центрами реактора и детектора. В данной работе рассматривались данные, набранные в положениях *Верх* и *Низ* с полным числом событий немного меньшим 5.8 миллионов.

Реакторные антинейтрино детектируются в реакции ОБР: $\bar{\nu}_e + p \to n + e^+$. Антинейтринным событием считается совпадение моментального сигнала от позитрона e^+ и задержанного на время в диапазоне (1–50) мкс сигнала от захвата нейтрона на Gd. Захват нейтрона распознается по вспышке гамма-квантов с суммарной энергией около 8 МэВ. В первом приближении можно считать, что энергия позитрона дается выражением $E_{e^+} \approx E_{\bar{\nu}_e} - 1.8$ МэВ, однако для анализа данных [17, 18] с помощью Geant4 [19] была смоделирована матрица отклика, описывающая связь между энергетическим спектром антинейтрино и спектром регистрируемых позитронов. Используемые критерии отбора событий позволили достичь отношения числа сигнальных событий к событиям коррелированного фона более 50 в используемом диапазоне энергии позитронов (1.5–7) МэВ. Фон от случайных совпадений моментального и задержанного сигналов измерялся с высокой точностью прямо в эксперименте и вычитался практически без увеличения ошибок [20]. Актуальные результаты DANSS по поиску стерильного нейтрино представлены в работе [20].

4. Моделирование ожидаемого сигнала. Для расчета предсказанных спектров антинейтрино для разных значений параметров LED производится Монте-Карло (МК) моделирование. Точки рождения антинейтрино в реакторе $\mathbf{r}_r$ и точки их детектирования $\mathbf{r}_d$ генерируются случайно. Модель реактора представляет из себя цилиндр с высотой $h = 3.7$ м, $\varnothing = 3.2$ м и известным пространственным распределением точек деления. Точки детектирования распределены равномерно по доверительному объему детектора, имеющему форму куба со стороной 92 см. Центральные оси детектора и реактора совпадают. Вероятность того, что $\bar{\nu}_e$ с энергией E, рожденное в $\mathbf{r}_r$, провзаимодействовало в $\mathbf{r}_d$ вычисляется по формуле:

$$dP_{ee} = |A_{ee}(a, m_0, E, L)|^2 \times \mathrm{profile}(\mathbf{r}_r) \times HM(E)dE \times \frac{1}{L^2} d^3\mathbf{r}_r d^3\mathbf{r}_d, \tag{6}$$

где A_{ee} – амплитуда, посчитанная по формуле (3), L – расстояние, пройденное $\bar{\nu}_e$, profile – распределение точек деления в реакторе, предоставленное персоналом КАЭС, HM обозначает модель Хубера–Мюллера и описывает энергетический спектр $\bar{\nu}_e$, рожденных в реакторе [21, 22], и член $\frac{1}{L^2}$ описывает геометрическое затухание потока антинейтрино. В этом анализе используется отношение спектров позитронов в положениях *Низ* и *Верх*, благодаря чему систематическая неопределенность, вызванная выбором конкретной модели антинейтринного спектра, сильно подавлена. Было проверено, что при использовании спектров Хубера–Мюллера и Daya Bay [23] результаты отличаются пренебрежимо мало и сильно меньше, чем при варьировании параметров других систематических неопределенностей. Антинейтрино разыгрываются в диапазоне энергий от порога реакции (5) в 1.8 до 9.6 МэВ для положений детектора *Верх* и *Низ*. На следующем шаге полученные энергетические спектры $\bar{\nu}_e$ сворачиваются с ранее смоделированной матрицей отклика и получаются спектры позитронов. Наконец, спектры позитронов обрезаются на значениях от 1.5 до 7 МэВ. Для низкоэнер-

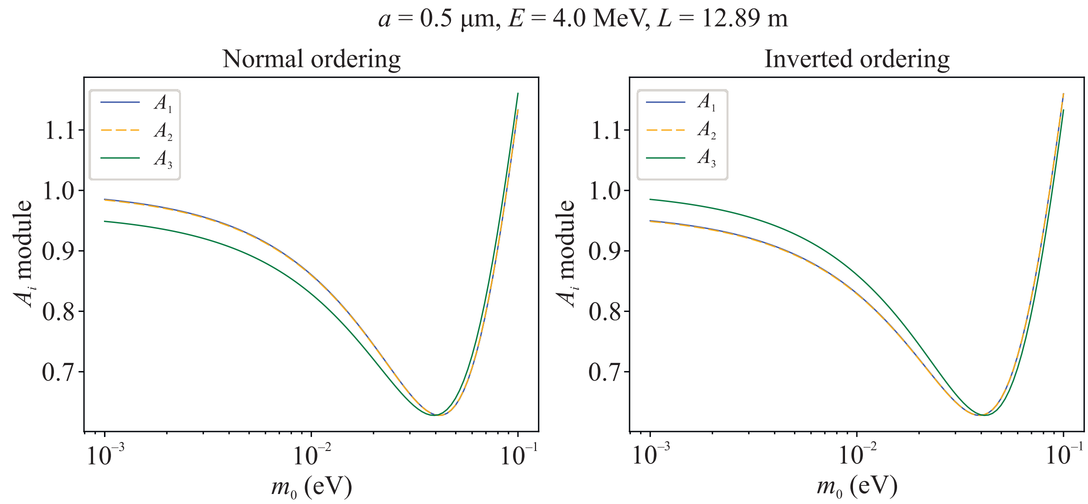

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость модулей амплитуд (4) от массы легчайшего нейтрино m_0 для $L = 12.89$ м, $E_\nu = 4$ МэВ и $a = 0.5$ мкм для нормальной (слева) и обратной (справа) иерархии масс нейтрино. A_1 и A_2 почти неразличимы, так как квадрат разности масс Δm^2_{21} много меньше Δm^2_{32}

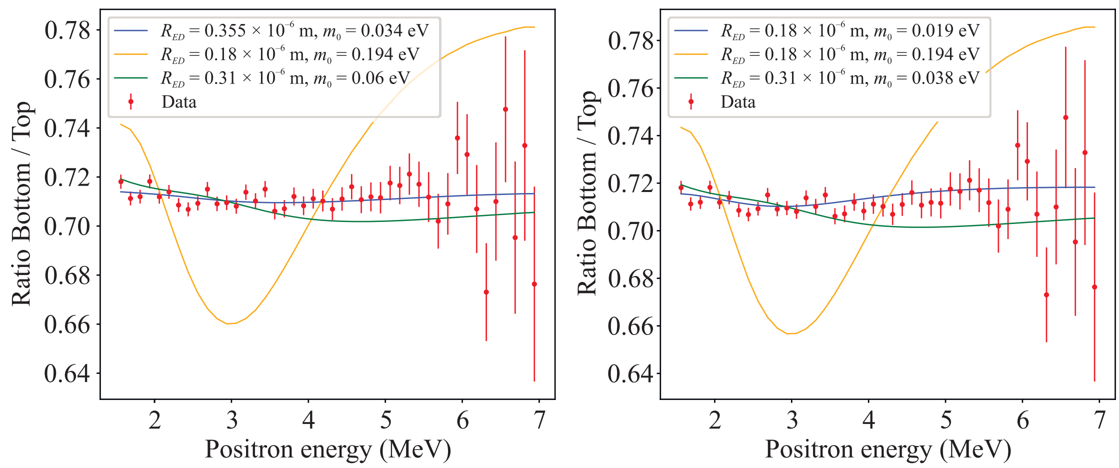

Рис. 2. (Цветной онлайн) Отношения энергетических спектров позитронов, полученных при помощи Монте-Карло симуляции, для лучших точек фита данными DANSS (синяя линия), GA (оранжевая) и RAA (зеленая). Красные точки с ошибками обозначают отношение спектров, наблюдаемое на эксперименте. Слева случай нормальной иерархии, справа – обратной

гетической части спектра усиливается влияние коррелированного фона, так как неопределенности в нем возрастают при малых значениях энергии позитрона, а для высокоэнергетической – велики статистические ошибки. В дальнейшем, если не оговорено иного, под спектрами будем всегда понимать спектры именно позитронов. Примеры полученных отношений спектров представлены на рис. 2. В пространстве параметров LED-модели им соответствуют лучшая точка фита DANSS и лучшие точки фитов данных RAA и GA согласно [24]. Антинейтрино генерировались на сетке в пространстве параметров LED-модели размером 60×60.

5. Анализ данных. В начале анализа по поиску LED была проверена нулевая гипотеза, отвечающая отсутствию дополнительных измерений и, как следствие, отсутствию осцилляций в них. Так как при энергиях $\bar{\nu}_e$ порядка $\sim 3-9$ МэВ и расстояниях $\sim 11-13$ м между реактором и детектором можно пренебречь обычными осцилляциями в модели трех поколений, нулевая гипотеза предсказывает практически постоянное по энергии отношение спектров. Совсем малое отклонение от константы возможно из-за вклада фона. Конечно, небольшой ($\sim 2\,\%$) коррелированный и практически не зависящий от положения детектора фон вычитается при получении спек-

Таблица 1. Учтенные систематические неопределенности. Подробное их описание приведено в тексте

η	k	b	K_E	*smear*	*shift*, кэВ	*move*, см
η_0	1	0	1	0	0	0
σ_η	$4\cdot10^{-3}$	$7\cdot10^{-3}$	0.02	$\frac{6\,\%}{\sqrt{E}}+2\,\%$	50	5

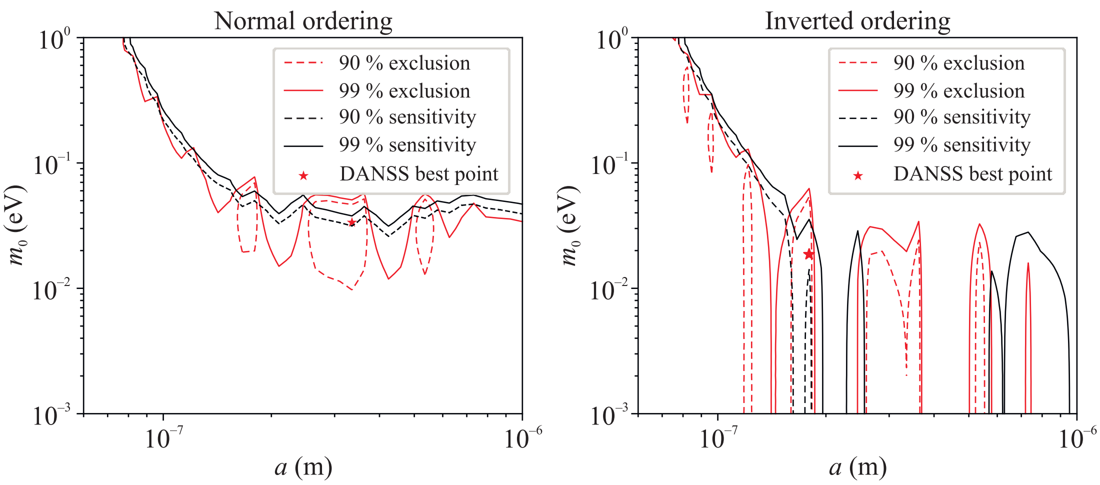

Рис. 3. (Цветной онлайн) Контуры чувствительности (черные линии) и исключения (красные линии) в области параметров модели LED, соответствующие 90 % (пунктир) и 99 % (сплошные линии) CL

тров позитронов от ОБР, но во время минимизации χ^2 он может меняться в пределах своей неопределенности (см. формулу (6)). Также, используя предсказание нулевой гипотезы для спектров и имеющиеся ошибки экспериментальных данных, составлялся Asimov dataset, впоследствии использованный для определения чувствительности DANSS к осцилляциям антинейтрино в дополнительные измерения аналогично алгоритму для определения чувствительности к осцилляциям в стерильное состояние нейтрино [25].

Анализ экспериментальных данных был проведен при помощи статистики χ^2, полученной по формуле

$$\chi^2=\sum_{i\in\text{bins}}\frac{(R_{i,MC}(\eta_j)\cdot k-R_{i,\text{data}})^2}{\sigma_i^2}+\sum_j\frac{(\eta_j-\eta_{0,j})^2}{\sigma_{\eta_j}^2}, \tag{7}$$

где R_i – значение отношения спектров в Монте-Карло симуляции (MC) или экспериментальных данных с ошибкой σ_i, а η_j – параметры систематических неопределенностей с номинальными значениями $\eta_{0,j}$ и ошибками σ_{η_j}. Были учтены следующие систематические неопределенности [26]: k – отношение эффективности детектора в положениях *Низ* и *Верх*, b – неопределенность в фоне, вычитаемом из экспериментально измеренных спектров, K_E – калибровочный коэффициент энергетической шкалы, *smear* – дополнительное размытие энергетических спектров в МК, *shift* – сдвиг энергетической шкалы в МК по отношению к эксперименту, и *move* – сдвиг детектора вдоль вертикальной оси. Номинальные значения и ошибки параметров систематических неопределенностей приведены в табл. 1. Отклонение уровня фона в 1σ соответствует $7\cdot10^{-3}$ от числа сигнальных событий за день в верхнем положении детектора. K_E, *smear* и *shift* учитываются при помощи различных матриц отклика, смоделированных в Geant4 с соответствующими изменениями в модели детектора. Для учета *move* исходные спектры антинейтрино моделировались для детектора, смещенного вверх и вниз на 5 см. Это позволило получить численные производные спектров по этим параметрам.

6. Результаты и обсуждение. Для анализа использовались данные почти 5.8 млн антинейтринных событий в диапазоне энергий позитрона 1.5–7 МэВ, набранные в период с октября 2016 по январь 2024 года. Чувствительность DANSS к осцилляциям $\bar{\nu}_e$ в дополнительные измерения и контуры областей исключения показаны на рис. 3. Нулевая гипотеза описывает экспериментальные данные с $\chi^2/NDF=36/44$. Контуры описывают границы областей чувствительности и исключения на уровне достоверности (CL) 90 и 99 % и были получены сравнением отношений спектров в МК и в экспериментальных данных с использованием теоремы Вилкса. В этом случае рассматривается тестовая статистика $\Delta\chi^2=\chi^2-\chi^2_{\min}$.

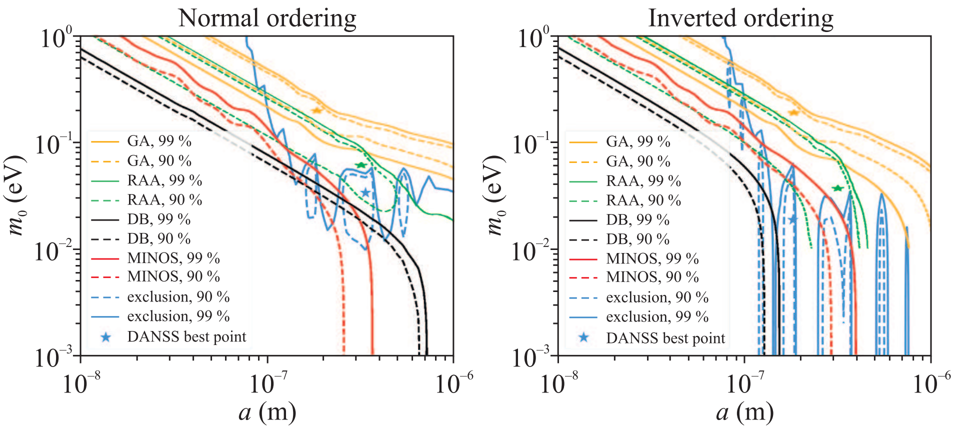

Рис. 4. (Цветной онлайн) Сравнение контуров исключения, построенных по данным DANSS (синие линии), DB (черные линии) и MINOS (красные линии), а также доверительные интервалы предпочитаемых параметров по данным GA (оранжевые линии) и RAA (зеленые линии). Пунктирные линии соответствуют 90 % CL, и сплошные – 99 % CL. Лучшие точки фита DB для обеих иерархий находятся за пределами исследованной части пространства параметров, а именно, в области меньших a

Для двух степеней свободы уровни статистической значимости 90 и 99 % соответствуют $\Delta\chi^2 = 4.61$ и $\Delta\chi^2 = 6.18$ [27]. Для незамкнутых контуров подразумевается, что исключаются области выше и правее, т.е. бóльшие значения параметров. Лучшая точка фита DANSS лежит в пределах между контурами чувствительности на уровне достоверности 90 и 99 % для обеих иерархий. Ее координаты в пространстве параметров теории равны $a = 0.335$ мкм, $m_0 = 0.034$ эВ ($a = 0.180$ мкм, $m_0 = 0.017$ эВ) для нормальной (обратной) иерархии. Значимость лучшей точки составила 2.0σ в случае нормальной иерархии и 1.8σ в случае обратной иерархии. Таким образом, статистически значимого подтверждения осцилляций реакторных антинейтрино в дополнительные измерения обнаружено не было.

На рисунке 4 приведено сравнение контуров исключения, полученных из данных DANSS, с контурами, полученными в работе [24] с использованием данных галлиевых экспериментов (GA), по потокам реакторных антинейтрино (RAA) и по анализу [24] на основе данных эксперимента Daya Bay (DB) [28] и MINOS [29]. Значительная часть пространства параметров LED, разрешенная анализом данных GA и RAA, исключается DANSS со значимостью более 99 %. Лучшие точки фитов RAA и GA исключаются DANSS со значимостью 4.2σ и более 5σ соответственно для обеих иерархий. Для ряда областей полученные ограничения на размер дополнительного измерения и массу легчайшего нейтрино являются лучшими в мире. Полученные DANSS контуры исключения находятся в согласии с исключениями DB, которые были получены с модельно зависимым использованием дополнительной информации об абсолютных счетах нейтринных событий. Для нормальной иерархии контуры, полученные из данных MINOS также согласуются с результатом DANSS, захватывая чуть больший участок области a и низких m_0, а для обратной исключенная по данным MINOS область параметров полностью вложена в исключенную по данным DB.

Авторы благодарны администрации КАЭС и отделу радиационной безопасности за постоянную поддержку и помощь при проведении эксперимента.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта “Наука”, грант номер 075-15-2024-541.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, and A. Letourneau. Phys. Rev. D **83**, 073006 (2011); DOI: 10.1103/PhysRevD.83.073006.

2. J. N. Abdurashitov, V. N. Gavrin, S. V. Girin et al. (SAGE Collaboration), Phys. Rev. C **59**, 2246 (1999); DOI: 10 .1103/PhysRevC.59.2246; URL:https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.59.2246.

3. J. N. Abdurashitov, V. N. Gavrin, S. V. Girin et al. (SAGE Collaboration), Phys. Rev. C **73**, 045805 (2006); DOI: 10.1103/PhysRevC.73.045805.

4. W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko et al. (GALLEX Collaboration), Physics Letters B **420**(1), 114 (1998); DOI: https://doi.org/10.1016/S0370-2693(97)01562-1; URL: https://www. sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269397015621.
5. F. Kaether, W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko, and T. Kirsten, Phys. Rev. B **685**, 47 (2010); DOI: 10.1016/j.physletb.2010.01.030.
6. M. Laveder, Nuclear Physics B – Proceedings Supplements **168**, 344 (2007); DOI: https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2007.02.037; URL: https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563207001752.
7. V. V. Barinov, B. T. Cleveland, S. N. Danshin et al. (BEST Collaboration), Phys. Rev. Lett. **128**, 232501 (2022); DOI: 10.1103/PhysRevLett.128.232501; URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.128.232501.
8. V. V. Barinov, S. N. Danshin, V. N. Gavrin et al. (BEST Collaboration), Phys. Rev. C **105**, 065502 (2022); DOI: 10.1103/PhysRevC.105.065502; URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.105.065502.
9. V. Kopeikin, M. Skorokhvatov, and O. Titov, Phys. Rev. D **104**, L071301 (2021); DOI: 10.1103/PhysRevD.104.L071301; URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.104.L071301.
10. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali, Phys. Lett. B **429**, 263 (1998); DOI: 10.1016/S0370-2693(98)00466-3; arXiv: hep-ph/9803315.
11. H. Davoudiasl, P. Langacker, and M. Perelstein, Phys. Rev. D **65**, 105015 (2002); DOI: 10.1103/PhysRevD.65.105015; arXiv: hep-ph/0201128.
12. D. J. Kapner, T. S. Cook, E. G. Adelberger, J. H. Gundlach, Blayne R. Heckel, C. D. Hoyle, and H. E. Swanson, Phys. Rev. Lett. **98**, 021101 (2007); DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.021101; arXiv: hep-ph/0611184.
13. P. A. Zyla, R. M. Barnett, J. Beringer, et al (Particle Data Group), Phys. Rev. D **110**(3), 030001 (2024); DOI: 10.1103/PhysRevD.110.030001.
14. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. R. Dvali, and J. March-Russell, Phys. Rev. D **65**, 024032 (2001); DOI: 10.1103/PhysRevD.65. 024032. arXiv: hep-ph/9811448.
15. P. A. N. Machado, H. Nunokawa, F. A. Pereira dos Santos, and R. Zukanovich Funchal, arXiv: arXiv:1110.1465 [hep-ph] (2011).
16. I. Alekseev, V. Belov, V. Brudanin et al. (DANSS Collaboration), JINST **11**(11), 11011 (2016); DOI: 10.1088/1748-0221/11/11/P11011; arXiv: arXiv:1606.02896[physics.ins-det].
17. I. Alekseev, V. Belov, V. Brudanin et al. (DANSS Collaboration), Phys. Lett. B **787**(10), 56 (2018); DOI: 10.1016/j.physletb.2018.10.038.
18. D. Svirida, J. Phys. Conf. Ser. **1690**(1), 012179 (2020); DOI: 10.1088/1742-6596/1690/1/012179.
19. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako et al. (Collaboration), Nucl. Instrum. Methods A **506**(3), 250 (2003); DOI: https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
20. I. G. Alekseev, Bull. Lebedev Phys. Inst. **51**(1), 8 (2024); DOI: 10.3103/S1068335623601796.
21. P. Huber, Phys. Rev. C **84**, 024617 (2011); DOI: 10.1103/PhysRevC.84.024617.
22. 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); DOI: 10.1103/PhysRevC.83.054615.
23. F. P. An, A. B. Balantekin, M. Bishai et al. (Daya Bay Collaboration), Chinese Physics C **45**(7), 073001 (2021); DOI: https://doi.org/10.1088/1674-1137/abfc38.
24. D. V. Forero, C. Giunti, C. A. Ternes, and O. Tyagi, Phys. Rev. D **106**(3), 035027 (2022); DOI: 10.1103/PhysRevD.106.035027; arXiv: arXiv:2207.02790 [hep-ph].
25. N. A. Skrobova, Bull. Lebedev Phys. Inst. **47**(4), 101 (2020); DOI: 10.3103/S1068335620040077.
26. N. A. Skrobova, Bull. Lebedev Phys. Inst. **47**(9), 271 (2020); DOI: 10.3103/S1068335620090067.
27. S. S. Wilks, Annals Math. Statist. **9**(1), 60 (1938); DOI: 10.1214/aoms/1177732360.
28. D. Adey, F. P. An, A. B. Balantekin et al. (Daya Bay Collaboration), Phys. Rev. Lett. **121**, 241805 (2018); DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.241805; URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.241805.
29. P. Adamson, I. Anghel, A. Aurisano et al. (MINOS Collaboration), Phys. Rev. D **94**, 111101 (2016); DOI: 10.1103/PhysRevD.94.111101; URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.94.111101.