

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Физика за пределами Стандартной модели. Эксперименты в лаборатории Гран Сассо

А. Беттини

Эксперименты в подземных лабораториях убедительно показали, что существуют физические явления, не укладывающиеся в Стандартную модель. Аномалии, обнаруженные в потоке электронных нейтрино от Солнца и атмосферных мюонных нейтрино, можно объяснить, допуская, что нейтрино имеют массу и осциллируют. Намечаемая нами программа физических исследований в Лаборатории Гран Сассо, будет нацелена на реализацию нового этапа нейтринных исследований с проведением серии экспериментов в пучке мюонных нейтрино из ЦЕРНа (проект CNGS), в потоке солнечных и атмосферных нейтрино, а также нейтрино от взрывов сверхновых. Планируется измерить соответствующие термоядерные сечения. Кроме того, будет изучаться природа электронных нейтрино (т.е. являются они майорановскими или дираковскими частицами) путем поиска безнейтринного двойного бета-распада различных изотопов. Чувствительность экспериментов по поиску небарионной темной материи уже достигла величины, находящейся на пороге регистрации нейтралино, предсказываемого некоторыми оптимистическими теориями. Программа исследований в Гран Сассо на следующие несколько лет предусматривает деятельность по дальнейшему увеличению чувствительности экспериментов на порядки с помощью различных дополнительных методов.

PACS numbers: 12.60.-i, 14.60.Pq, 26.65.+t, 95.35.+d

Содержание

1. Введение (977).
 2. Нейтрино (979).
 3. Смешивание нейтрино (981).
 4. Массы нейтрино (983).
 5. Нейтринные осцилляции. Вклад Гран Сассо в изучение атмосферных нейтрино (986).
 6. Нейтринные осцилляции. Вклад Гран Сассо в изучение солнечных нейтрино (988).
 7. Следующие шаги (991).
 8. Нейтрино из ЦЕРНа (992).
 9. Атмосферные нейтрино (996).
 10. Солнечные нейтрино (996).
 11. Поиск холодного темного вещества (998).
 12. Заключение (1002).
- Список литературы (1002).

1. Введение

Эксперименты в подземных лабораториях дополняют ускорительные эксперименты в фундаментальных исследованиях элементарных составляющих материи, их взаимодействий и симметрий. Поиск редких явлений в

А. Беттини (A. Bettini). Dipartimento di Fisica G. Galilei dell'Università di Padova, INFN Gran Sasso National Laboratory and Sezione di Padova
E-mail: Alessandro.Bettini@lngs.infn.it

Статья поступила 28 марта 2001 г.

природе является единственным способом добраться, пусть даже косвенным образом, до энергий, которые недостижимы для ускорителей как сегодня, так и в будущем. Но без изучения этой энергетической области нам не разобраться в теории объединения взаимодействий и квантовых аспектах гравитации. Подземные лаборатории обеспечивают исключительно низкий радиоактивный фон, что необходимо для поиска этих крайне редких ядерных и субядерных явлений. Сегодня мы впервые имеем серьезные указания на существование физики, не укладывающейся в рамки Стандартной модели. Экспериментальные свидетельства этого получены в нейтринной физике в подземных лабораториях, главным образом в Камиоке (Япония) и в Гран Сассо (Италия).

В январе 2001 г. я провел в Москве коллоквиум в Физическом институте им. П.Н. Лебедева и семинар в ИТЭФ. Представляю здесь письменный, несколько расширенный вариант моего выступления. Как и на коллоквиуме в Физическом институте им. П.Н. Лебедева, я буду обращаться к читателю, не являющемуся специалистом в данных вопросах. После краткого описания Лаборатории Гран Сассо Национального института ядерной физики и исторической справки я в разделах 2 и 3 сделаю сжатое введение в новую физику нейтрино. В разделе 4 будет описано общее состояние наших знаний о массах нейтрино, и представлены результаты экспериментов, проведенных в Гран Сассо, а также результаты исследования осцилляций солнечных и атмосферных нейтрино. Затем я перейду к программе на ближайшие несколько

лет и обрисую будущие нейтринные эксперименты и проекты с использованием нейтрино как природного происхождения (атмосферных и солнечных), так и пучка нейтрино из ЦЕРН (проект CNGS). Наконец, будут обсуждены текущие эксперименты и предложения по поиску темной материи.

Лаборатория Гран Сассо расположена под горой Гран Сассо в центральной области Италии на глубине 1400 м. Достаточно плоский профиль горного массива обеспечивает однородность толщин грунта почти под всеми углами, что дает ослабление потока мюонов космических лучей в 10^6 раз. Интегральная плотность потока нейтронов из скальных осадочных пород также весьма мала (в десять раз меньше, чем в туннеле под Монбланом, например).

Как показано на рис. 1, лаборатория состоит из трех залов (A, B и C) высотой около 20 м, шириной 20 м и длиной 100 м, а также ряда туннелей для обслуживания и обеспечения безопасности. В подземную лабораторию въезжают по туннелю автострады, соединяющей города Аквила и Терамо, расположенные по разные стороны горного массива. Узкий туннель вдоль автострады предназначен для легковых автомобилей, а U-образный — для грузовиков. Это позволяет без затруднений транспортировать и монтировать крупные узлы аппаратуры. Инфраструктура лаборатории дополняется рядом зданий на поверхности вблизи западного входа автострады в туннель, в которых находятся офисы, лаборатории, мастерские, библиотека, столовая и т.д.

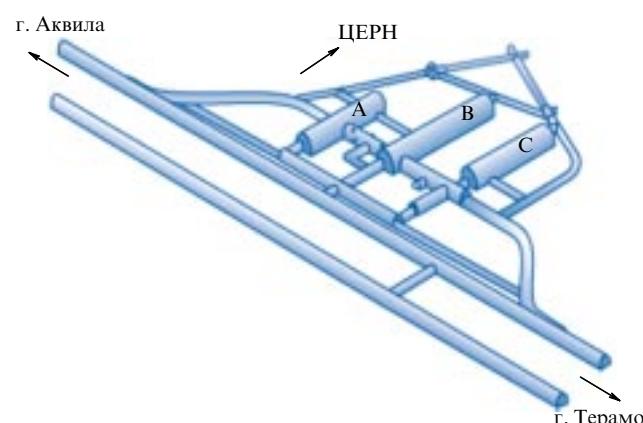


Рис. 1. Схема подземных лабораторий Гран Сассо.

Построить большую высокотехнологичную подземную лабораторию было предложено в 1979 г. А. Дзики, бывшим в то время Президентом Национального института ядерной физики (итальянской организации, отвечающей за ядерную и субядерную физику); это предложение было одобрено итальянским парламентом в 1982 г. Уже в первоначальном проекте Дзики предусматривалась ориентация залов на ЦЕРН для обеспечения оптимальной геометрии экспериментов по изучению осцилляций в пучке ускорительных нейтрино.

Строительные работы под руководством ANAS, итальянского ведомства дорог, начались осенью 1982 г. и были завершены в 1987 г. В 1989 г. с первого модуля большого эксперимента MACRO уже начали поступать данные. На рисунке 2 запечатлена стадия землеройных работ в одном из залов, а на рис. 3 показан уже готовый зал.



Рис. 2. Землеройные работы в одном из залов.



Рис. 3. Один из экспериментальных залов (без оборудования).

В 1990 г. итальянский парламент принял еще один закон, поручающий ANAS дополнить Лабораторию Гран Сассо двумя новыми залами и туннелем для независимого доступа, необходимого для соблюдения повышенных норм безопасности. И если в 80-х гг. за решением парламента последовали немедленные действия, то новая политическая ситуация, сложившаяся в 90-х гг., замедлила завершение строительных работ. В настоящее время многочисленные препятствия все же преодолены, и объект, наконец, готов к вводу в эксплуатацию.

Десять с небольшим лет экспериментов в Гран Сассо отмечены крупными достижениями; полученные за этот период результаты внесли весомый вклад в науку [1].

Эксперименты первого поколения, по крайней мере некоторые из них, уже завершаются или завершены. Вступая в должность, я обратился с просьбой в Международный научный совет Лаборатории провести ревизию всех текущих экспериментов и на научной основе определить время, необходимое для завершения каждого из них. В самом деле, эксперименты были утверждены без определения полного времени, в течение которого они будут занимать место в подземной лаборатории.

Углубленный анализ привел к выводу, что в 2001 г. под новые эксперименты можно будет использовать почти половину подземных площадей лаборатории. Это известие стимулировало ряд очень интересных идей и проектов, предложенных Лаборатории международным научным сообществом. Уже сейчас ясно, что представляются прекрасные возможности для реализации следующей экспериментальной стадии, которая (при некоторой доле везения) может привести к крупным открытиям в физике за пределами существующей теории элементарных частиц.

Нейтринная физика будет главной, но не единственной темой исследовательской программы на предстоящие годы. Как мы еще увидим, создаются и планируются эксперименты с нейтрином как естественного происхождения (от Солнца, из атмосферы и от взрывов сверхновых), так и искусственного (главным образом из ЦЕРНа, но возможны и другие источники). В одних экспериментах будут предприняты попытки понять природу электронного нейтринно и определить майорановскую массу, в других, со все возрастающей чувствительностью, будут продолжаться поиски небарионной темной материи. Будут также продолжены уже начавшиеся измерения сечений термоядерных реакций при энергиях, характерных для звезд и процессов горения в Солнце на подземном ускорителе с улучшенными параметрами.

2. Нейтринно

Мы знаем три различных частицы, называемые нейтринами, каждая из которых соответствует одному из заряженных лептонов. Более точно они называются электронное нейтринно (v_e), мюонное нейтринно (v_μ) и тау-нейтринно (v_τ), соответственно:

$$\begin{pmatrix} e^- \\ v_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu^- \\ v_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau^- \\ v_\tau \end{pmatrix}.$$

Эти частицы являются состояниями, порождаемыми слабыми взаимодействиями посредством заряженных токов и появляющимися парами, так же, как электронное антинейтринно и позитрон, мюонное антинейтринно и μ^+ , тау-антинейтринно и τ^+ . Таким образом, когда нейтринно регистрируется через заряженные токи, наблюдается заряженный лептон из того же семейства и никогда — из другого. Мы утверждаем это, подразумевая, что сохраняется аромат лептонов. Прямые измерения масс нейтринно каждого из ароматов дают только верхние пределы, и в Стандартной модели предполагается, что их массы равны нулю.

Как показал Бруно Понтекорво в 1957 г. [2], косвенные свидетельства наличия массы нейтринно можно получить, наблюдая квантовые осцилляции между

различными типами нейтринно. В 1969 г. он вместе с Грибовым разработал также теорию этого явления. С тех пор эксперименты по поиску нейтринных осцилляций систематически проводятся на искусственных источниках нейтринно — ускорителях и ядерных реакторах, но осцилляции пока надежно не зарегистрированы. Хотя время от времени сообщалось о наблюдении осцилляций, в позднейших, более точных экспериментах, это не подтверждалось. Последний из полученных спорный результат LSND не исключил и не подтвердил существование осцилляций. Ситуация коренным образом изменилась в последние годы, благодаря использованию нейтринно естественного происхождения. Эксперименты с электронными нейтринами от Солнца, а также электронными и мюонными нейтринами, порождаемыми космическими лучами в атмосфере, показали, что вполне возможно нейтринно осциллируют между состояниями с определенным ароматом. Это означает, в противовес допущениям Стандартной модели, что: 1) электронные, мюонные и тау-нейтринно не являются неизменными (собственными) состояниями, которые мы будем называть v_1 , v_2 и v_3 , обозначая их массы как m_1 , m_2 и m_3 ; 2) по меньшей мере две из этих масс не равны нулю; 3) аромат лептонов не сохраняется.

Обсудим теперь смешивание нейтринно, начав с простейшей ситуации, когда существуют только два аромата нейтринно, скажем, v_α и v_β . Эти состояния являются линейными суперпозициями собственных состояний

$$\begin{pmatrix} v_\alpha \\ v_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{\alpha 1} & U_{\alpha 2} \\ U_{\beta 1} & U_{\beta 2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix},$$

где U называется матрицей смешивания. Поскольку U является унитарной матрицей, то при изучении осцилляций ее элементы можно выразить всего через один действительный параметр следующим образом:

$$\begin{pmatrix} v_\alpha \\ v_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix},$$

где θ называется углом смешивания.

Теперь предположим, что создан моноэнергетический пучок с энергией E , состоящий только из v_α . В таком случае каждое из двух собственных состояний будет распространяться с собственной скоростью, и v_α и v_β компоненты пучка будут периодически изменяться (нейтринные осцилляции). Простой расчет показывает, что вероятность регистрации v_β в пучке, первоначально состоящем только из v_α , при длине пробега L равна:

$$P_{v_\alpha \rightarrow v_\beta} = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \Delta m^2 [\text{эВ}^2] \frac{L [\text{км}]}{E [\text{ГэВ}]} \right). \quad (1)$$

Вероятность наблюдения v_β периодически сначала нарастает от нуля, достигает максимума, а затем уменьшается. Это явление называется осцилляциями. Период осцилляций обратно пропорционален $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ — разности между квадратами масс двух собственных состояний. Отметим, что вероятность осцилляций зависит только от абсолютной величины разности квадратов масс, но не от ее знака. Первый максимум осцилляций возникает при

$$\frac{L [\text{км}]}{E [\text{ГэВ}]} = \frac{\pi}{2 \times 1,27} \frac{1}{\Delta m^2} \approx \frac{1}{\Delta m^2 [\text{эВ}^2]}. \quad (2)$$

Второй параметр в (1), $\sin^2 2\theta$, задает амплитуду вероятности осцилляций. Если $\theta = \pi/4$, вероятность макси-

мальных осцилляций составляет 100 % (максимальное смешивание).

Результаты поиска осцилляций представляются в координатах параметров Δm^2 и $\sin^2 2\theta$. Все *a priori* возможные ситуации описываются значениями угла смешивания в пределах первого октанта $0 \leq \theta \leq \pi/4$. Отметим, что это верно только в случае, если ароматов нейтрино два (а не три) и если нейтрино летят в вакууме.

Выражение (1), задающее вероятность появления нового аромата, относится к экспериментам, которые фиксируют появление нейтрино нового аромата v_β (эксперименты по появлению).

Очевидно, что вероятность наблюдения исходного аромата (эксперименты по исчезновению) составляет

$$P_{v_\alpha \rightarrow v_\alpha} = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \Delta m^2 [\text{эВ}^2] \frac{L [\text{км}]}{E [\Gamma\text{эВ}]} \right). \quad (3)$$

На практике источники нейтрино как естественные, так и искусственные не дают поток моноэнергетических нейтрино, а детекторы нейтрино не измеряют энергию нейтрино с бесконечно высоким разрешением. Рассмотрим выражение (3) вероятности исчезновения для случая, когда E регистрируется не точно. Для определенности предположим, что происходит максимальное смешивание. Первоначально для каждой энергии вероятность наблюдать исходный аромат равна единице. При увеличении L/E (по мере распространения пучка) вероятность для всех энергий падает. Затем, одна за другой, вероятности для каждой компоненты достигают минимума. Далее вероятность для некоторых компонент будет увеличиваться, в то время как для других она будет продолжать уменьшаться. После первого минимума конечное разрешение по энергии усреднит различные вклады, значения которых находятся между 0 и 1, до величины 0,5. В результате, как показано на рис. 4а, в первом минимуме осцилляций (первом для средней энергии) вероятность наблюдать первоначальный аромат в зависимости от расстояния от источника составит 50 %.

Временное расположение ступеньки на рис. 4 задает величину Δm^2 , ее высота — величину $\sin^2 2\theta$. Следовательно, можно наблюдать картину полных осцилляций, если спланировать эксперимент с достаточным разрешением по критически важному параметру L/E и с достаточной статистикой, как это показано на рис. 4б (см., например, предложение MONOLITH, изложенное ниже).

Значительно отличаясь друг от друга количественно, смешивание лептонов формально идентично смешиванию кварков. В случае кварков (первые два семейства) θ представляет собой угол Кабибо, который довольно мал, тогда как в случае лептонов, как мы увидим далее,

смешивание оказывается весьма большим, — вероятно, близким к максимуму. Рассмотрим детальней этот вариант. Имеем

$$\begin{pmatrix} v_\alpha \\ v_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix}$$

или

$$v_\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + v_2), \quad v_\beta = \frac{1}{\sqrt{2}}(-v_1 + v_2).$$

В то время как кварки определенного аромата весьма близки к собственным состояниям, нейтрино с определенным ароматом существенно отличаются от собственных состояний.

Интересно обсудить механическую аналогию нейтринных осцилляций. Рассмотрим два одинаковых маятника длиной L и массой m . При возбуждении каждый из них будет совершать гармонические колебания с квадратичной (собственной) угловой частотой $\omega^2 = g/L$. Если соединить их пружиной с постоянной k , эти два маятника будут связанными. Такая система имеет два стационарных состояния (или режима): 1) оба маятника колеблются синфазно с одинаковой амплитудой; квадрат собственной частоты этой моды равен $\omega_1^2 = g/L$ (пружина находится в ненапряженном состоянии и сохраняет свою естественную длину); 2) два маятника колеблются также синфазно, но с равными и противоположно направленными векторами амплитуд; квадрат собственной частоты равен $\omega_2^2 = g/L + 2k/m$. Эти состояния аналогичны v_1 и v_2 , а собственные частоты аналогичны массам.

Состояния, когда колеблется один или другой маятник, аналогичны v_α и v_β . Заставим колебатьсяся маятник α . Мы увидим, что маятник β начнет колебаться с постепенно увеличивающейся амплитудой. Амплитуда достигнет максимума, когда вся энергия перейдет к маятнику β . Затем процесс обратится, и энергия вернется к α . Энергия, аналог вероятности, осциллирует между двумя маятниками с угловой частотой $\omega_2 - \omega_1$. Действительно, движение маятника α , например, можно описать следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{2}}(\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t) = \\ = \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \left(\frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t \right) \cos \left(\frac{\omega_2 + \omega_1}{2} t \right), \end{aligned}$$

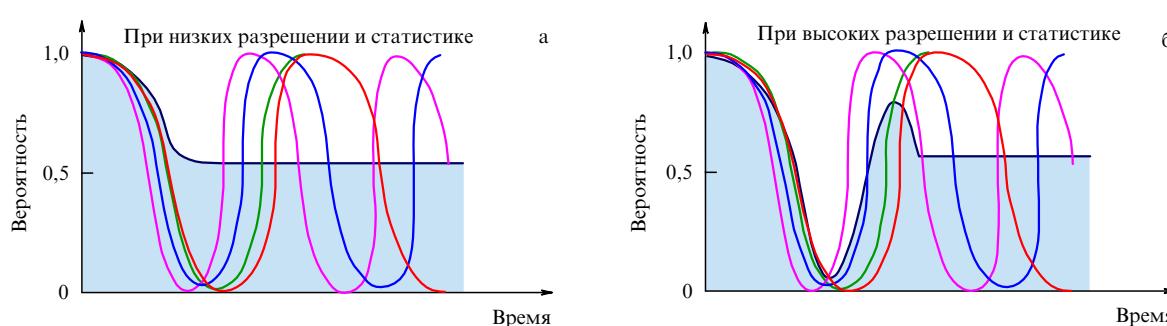


Рис. 4. Вероятность осцилляций для немоноэнергетических нейтрино.

причем его энергия пропорциональна квадрату амплитуды, т.е. $\cos^2[(\omega_2 - \omega_1)/2 t]$, а частота равна $\omega_2 - \omega_1$. Отметим, что измерение частоты осцилляций энергии даст абсолютную величину разности двух собственных частот, а не ее знак.

Легко заметить, что при различных длинах маятников явление осцилляций энергии будет также наблюдаться, но с одним существенным отличием. Если снова начать с возбуждения маятника α , то его энергия станет переходить к β с периодом, определенным выше, но лишь частично. Доля переданной энергии уменьшается по мере увеличения разницы между маятниками. Максимальное смешивание происходит при одинаковых маятниках или, точнее, когда они имеют один и тот же собственный период.

Рассмотрим еще один механический аналог, который понадобится мне позднее. Вместо двух маятников возьмем два осциллятора, каждый из которых состоит из небольшой сферы на одном из концов упругого стержня. Вторые концы стержней закреплены. Осцилляторы связаны как маятники в предыдущем случае. Если осцилляторы идентичны, смешивание максимальное. Если их массы различны, смешивание меньше максимального. И снова максимальное смешивание соответствует симметричной системе.

Если пучок электронных нейтрино (или антинейтрино) проходит через вещество (в Солнце, Земле или сверхновой), аромат может измениться вследствие так называемого MSW-эффекта [3]. Электронные нейтрино (и антинейтрино) взаимодействуют с электронами посредством заряженных и нейтральных токов. При этом, в частности, происходит когерентное рассеяние вперед. Данный процесс в точности подобен рассеянию света вперед в веществе на границе изменения показателя преломления.

Аналогично этому, поток электронных нейтрино в веществе приобретает показатель преломления, отличающийся от вакуумного, что равносильно переходу в нейтрино с новой эффективной массой.

Эффект имеет место лишь для электронных нейтрино, поскольку нейтрино других ароматов взаимодействуют только посредством нейтрального тока, и отрицательная составляющая эффекта (от электронов) компенсируется положительной (от ядер). Величина эффекта определяется произведением плотности электронов (ρ) и энергии нейтрино (E). При соответствующих условиях возникает явление пересечения энергетических уровней нейтрино, или, если использовать другой термин, резонанса. А именно, при критическом значении ρE эффективная "масса" электронного нейтрино становится равной массе нейтрино с другим ароматом; достигая этого критического значения в среде с переменной плотностью электронные нейтрино будут переходить в нейтрино другого аромата и наоборот.

Рассмотрим для простоты среду с однородной плотностью. В этом случае вероятность осцилляций можно записать в виде

$$P_{v_\nu \rightarrow v_\beta} = \sin^2 2\theta_m \sin^2 \left(1,27 \Delta m_m^2 [\text{эВ}^2] \frac{L [\text{км}]}{E [\text{ГэВ}]} \right). \quad (4)$$

Для того чтобы учсть влияние вещества, мы вводим здесь эффективный угол смешивания θ_m и эффективную

разность квадратов масс Δm_m^2

$$\Delta m_m^2 = \sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - A)^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2},$$

$$\sin 2\theta_m = \frac{\Delta m^2}{\Delta m_m^2} \sin 2\theta, \quad (4')$$

$$A = 2\sqrt{2} G_F N_e E \Rightarrow A [\text{эВ}^2] = 7,6 \times 10^{-5} \rho [\text{г см}^{-3}] E [\text{ГэВ}],$$

где G_F — константа Ферми, а N_e — плотность электронов. Резонанс возникает, если Δm^2 положительна, т.е. при величине ρE такой, что $A = \Delta m^2 \cos 2\theta$. При этом условии выполняется равенство $\sin 2\theta_m = 1$, т.е. смешивание становится действительно максимальным для любого значения $\sin 2\theta$. Величина Δm_m^2 , которая всегда меньше Δm^2 , при резонансе минимальна: $\Delta m_m^2 = \Delta m^2 \sin 2\theta$. Для $\Delta m^2 < 0$ резонанса не существует. Отметим, что MSW-эффект будет различным для электронных нейтрино и антинейтрино.

Кроме того, при осцилляциях нейтрино в веществе угол смешивания охватывает диапазон $0 \leq \theta < \pi/2$, а не только первый октант, как в случае вакуумных осцилляций.

Чтобы получить представление о порядке величин, рассмотрим прохождение электронных нейтрино через Солнце. Для типичной плотности $10-100 \text{ г см}^{-3}$ и энергии нейтрино 1 МэВ резонанс может произойти, если $\Delta m^2 \approx 10^{-5} - 10^{-6} \text{ эВ}^2$.

Давайте снова обратимся к системе двух связанных упругих осцилляторов. При различных массах смешивание не может быть максимальным. Но, погружая более тяжелый из них в жидкость некоторой плотности, мы можем приблизить его "эффективную" массу к массе второго осциллятора, увеличив таким образом "эффективное" смешивание.

Используя жидкость определенной плотности, мы можем сделать две массы "эффективно" равными. Очевидно, что невозможно добиться максимального смешивания (пересечения энергетических уровней) путем погружения в жидкость более легкого маятника.

3. Смешивание нейтрино

Мы обладаем экспериментальным доказательством существования нейтрино с тремя различными ароматами; ширина и высота пика Z_0 -бозона дают основания утверждать, что ароматов точно три. Тем не менее нельзя исключить, что имеются состояния нейтрино, не связанные с Z_0 -бозоном, пусть даже с небольшими массами. Они называются стерильными нейтрино, но их существование не подтверждается ни одним из экспериментов. Простейшая возможность — допустить, что, подобно кваркам состояния нейтрино с определенным ароматом, порожденные слабыми взаимодействиями и зарегистрированные нашими приборами, являются линейными комбинациями собственных состояний.

$$\begin{pmatrix} v_e \\ v_\mu \\ v_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Элементы нормальной матрицы смешивания можно выразить через четыре независимых действительных параметра. Обычно берут три "угла смешивания" и

фазовый множитель. Фазовый множитель учитывает эффекты нарушения СР-инвариантности в лептонном секторе, которые исключительно важны, но, к сожалению, пока еще экспериментально недоступны. Поэтому, для простоты, пренебрежем фазовым множителем и рассмотрим только действительные матричные элементы. Обозначим углы смешивания, как это чаще всего делается, через θ_{12} , θ_{13} и θ_{23} , хотя это и может ввести в заблуждение, поскольку θ_{12} не является углом смешивания между v_1 и v_2 и т.д. Две другие фазы, α и β , не имеющие отношения к осцилляциям, присутствуют, если нейтрино являются майорановскими частицами.

Матрицу смешивания можно записать через углы смешивания (обозначая $\cos \theta_{12}$ как c_{12} , $\sin \theta_{12}$ как s_{12} и т.д.) в виде произведения трех матриц:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & -s_{12} & 0 \\ s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Теперь ситуация намного сложнее, чем в случае только двух нейтринных состояний. Имеются два вида осцилляций (в случае нейтрино) с различными частотами, каждый из которых доминирует в разное время. По сравнению с формулой (1) выражения для вероятности наблюдать состояния с определенным ароматом более громоздкие. Например, приближенное выражение для вероятности наблюдения электронного нейтрино в первоначальном (монохроматическом) пучке мюонного нейтрино, распространяющемся в вакууме, имеет вид:

$$P_{v_\mu \rightarrow v_e} = \sin^2(\theta_{23}) \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \left(1,27 \Delta m^2 [\text{эВ}^2] \frac{L [\text{км}]}{E [\text{ГэВ}]} \right). \quad (7)$$

Это не полная формула, это всего лишь хорошее приближение для времен пролета, соответствующих первой осцилляции, когда вторая, более медленная осцилляция, еще не началась. Отметим, что амплитуда вероятности зависит теперь от двух углов смешивания. Кроме того, вероятность будет другой, если один из углов, θ_{23} , находится в первом или во втором октанте. Теперь ясно, что для учета всех случаев необходимо рассматривать диапазон углов $0 \leq \theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23} \leq \pi/2$, а не $0 - \pi/4$, как это зачастую ошибочно делают. Не следует использовать переменную $\sin^2 2\theta$, лучше брать переменные $\sin^2 \theta$, или $\tan^2 \theta$ [4], или просто θ . В последующем изложении я буду вынужден иногда использовать $\sin^2 2\theta$, когда цитируемые результаты представляются в таком виде, но только в случае, если при этом нет риска впасть в ошибку.

Поиск осцилляций нейтрино ведется уже несколько десятилетий с использованием пучков нейтрино от ускорителей (в основном, мюонных нейтрино) и потоков от реакторов (электронные антинейтрино), но пока ни один из экспериментов не дал положительного результата, подтвержденного другими экспериментами. Это можно объяснить настолько малыми разностями квадратов масс, что периоды осцилляций, или длины пролета, необходимые для наблюдения осцилляций, намного больше, чем длина обычно используемых нейтринных пучков¹ около 1 км.

¹ Под длиной пучка здесь понимается расстояние от источника нейтрино до регистрирующего прибора.

С другой стороны, со все большей надежностью и точностью наблюдается дефицит электронных нейтрино от Солнца и атмосферных мюонных нейтрино. Наиболее простым объяснением обеих аномалий было бы предположение о различных осцилляционных явлениях со значениями L/E гораздо большими, чем получали до сих пор на ускорителях (эксперимент K2K — см. ниже).

Сейчас коротко изложим то, что нам известно в настоящее время, а детали дадим ниже.

Электронные нейтрино рождаются в термоядерных процессах в ядре Солнца. Когда на Земле измеряется поток нейтрино с исходным ароматом, то обнаруживается более низкий поток, чем ожидалось. И это, и другие более тонкие вещи, как мы увидим, можно объяснить только в случае, если нейтрино ведут себя нестандартно; простейшей гипотезой является гипотеза осцилляций (включая MSW-эффект). Данные по солнечным нейтрино не позволяют выбрать единственное решение. Они допускают несколько вариантов. Три из них являются MSW-переходами и называются: "малым углом смешивания" (SMA; $\delta m^2 \approx 10^{-5}$ эВ², $\tan^2 \theta_{12} \approx 10^{-3} - 10^{-4}$), "большим углом смешивания" (LMA; $\delta m^2 \approx 10^{-4} - 10^{-5}$ эВ², $\tan^2 \theta_{12} \approx 0,5 - 1$) и LOW (решение при малых $\delta m^2 \approx 10^{-7} - 10^{-8}$ эВ²; $\tan^2 \theta_{12} \approx 0,5 - 1$), четвертый соответствует осцилляциям в вакууме ($\delta m^2 \approx 10^{-9} - 10^{-12}$ эВ², $\tan^2 \theta_{12} \approx 1$). Солнечные нейтрино дают информацию о первой строке матрицы смешивания (5) или, другими словами, о последнем из трех сомножителях в (6). Все решения, кроме одного (SMA), указывают на небольшое значение $|U_{e3}|^2$ (с большой неопределенностью), они соответствуют или близки "максимальному смешиванию", что означает $|U_{e1}|^2 \approx |U_{e2}|^2 \approx 1/2$ (также с большой неопределенностью) или что величина угла θ_{12} близка $\pi/4$.

Вторая аномалия убедительно наблюдалась в эксперименте Супер-Камиоканде и была подтверждена на установке MACRO в потоке атмосферных нейтрино. Атмосферные нейтрино дают информацию об элементах третьего столбца матрицы смешивания, или о первом сомножителе в выражении (6). Нейтрино с двумя ароматами, электронным и мюонным, генерируются космическими лучами в атмосфере (в соотношении примерно 1 : 2). Нейтрино падают на детектор по различным направлениям от зенита до надира; соответствующие длины пробегов лежат в диапазоне от 10 до 12000 км. В то время как измеренный поток электронных нейтрино соответствует расчетам при всех длинах пробега, поток мюонных нейтрино согласуется с ожидаемым для более коротких длин пробега, при больших длинах поток составляет лишь половину от ожидаемого. Наиболее просто это можно объяснить осцилляциями $v_\mu \leftrightarrow v_\tau$. Разность квадратов масс, измеренная в эксперименте Супер-Камиоканде, составляет

$$1,5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2 < \Delta m^2 < 5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2.$$

Смешивание может быть максимальным, откуда следует, что $|U_{\mu 2}|^2 \approx |U_{\mu 3}|^2 \approx 1/2$ (с большой неопределенностью) или что величина угла θ_{23} около $\pi/4$. То, что компонента $v_\mu \leftrightarrow v_e$ не наблюдалась, опять приводит к заключению, что матричный элемент $|U_{e3}|$ мал (с довольно большой неопределенностью).

В изучение проблемы нейтринных осцилляций весьма важный вклад внес эксперимент CHOOZ [5], в котором

поток электронных антинейтрино измерялся на расстоянии 1 км от источника (два мощных реактора). Это эксперимент "по исчезновению", который дает информацию о величине $|U_{e3}|^2$ или, иными словами, о второй матрице в (6). Значения L/E в данном эксперименте находятся справа от первого максимума атмосферных осцилляций, что максимизирует чувствительность. Не обнаружив указаний на осцилляции, эксперимент установил строгий предел $\sin^2 2\theta_{13} \leq 0,1$, который вынуждает полагать, что либо $\theta_{13} \leq 9^\circ$, либо $\theta_{13} \geq 81^\circ$. Вторая возможность исключается на основании "солнечных" данных и в результате получаем ограничение $|U_{e3}|^2 < 0,03$.

Прежде чем представить окончательные выводы к данному разделу, попробуем предположить, что как для солнечных, так и для атмосферных нейтрино смешивание максимально, т.е. что $\theta_{12} = \pi/4$, $\theta_{23} = \pi/4$ и $\theta_{13} = 0$ ($|U_{e3}|^2 = 0$). Этот вариант, называемый "смешиванием с двумя максимумами", согласуется со всеми данными, но является лишь одним из множества возможных вариантов. Матрица смешивания в этом случае запишется следующим образом:

$$U = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Механический аналог (этот аналог был придуман Ф. Виссано во время нашего обсуждения) в данном случае такой. Рассмотрим три маятника одинаковой длины l , и, следовательно, с одинаковым периодом колебаний. Предположим, что маятники, расположенные по краям (назовем их μ и τ), имеют равные массы (m), а центральный (назовем его e) — удвоенную массу ($2m$). Центральный маятник (e) связан с крайними одинаковыми пружинами с малым коэффициентом упругости k ; два боковых маятника также связаны между собой пружиной, но с большей величиной K . Ситуация изображена на рис. 5.

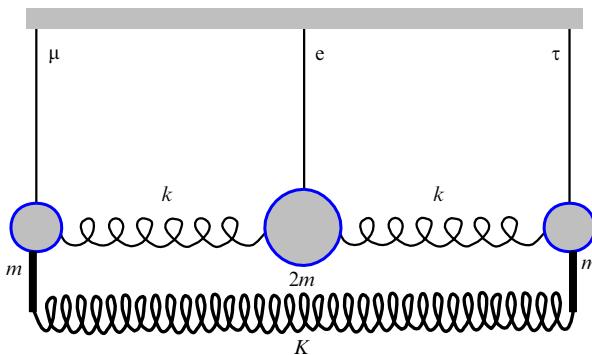


Рис. 5. Три связанных маятника со смешиванием "с двумя максимумами".

Теперь выведем из равновесия маятник e и отпустим его. Два других маятника, μ и τ , при этом ведут себя как единый маятник с удвоенной массой, т.е. с такой же массой, что и маятник e . Следовательно, его поведение

будет аналогично поведению симметричного двойного маятника. Энергия осциллирует от e к паре μ и τ , которая движется как жесткое тело с периодом колебаний, пропорциональным $\sqrt{m/k}$. Это "солнечные" осцилляции, при которых электронные нейтрино исчезают, и возникает состояние, являющееся квантовой суперпозицией мюонного и тау-нейтрино, если смешивание имеет два максимума.

Если же сначала возбудить маятник μ , его энергия будет переходить к маятнику τ и возвращаться обратно с периодом, пропорциональным $\sqrt{m/K}$. Затем, через время порядка $\sqrt{m/k}$, начнет двигаться маятник e . Это атмосферные осцилляции.

В заключение можно сказать следующее. Мы видим, что смешивание с двумя максимумами соответствует симметричной механической системе. Если бы оказалось, что смешивание нейтрино на самом деле имеет два максимума, это, как я полагаю, указывало бы на глубокую симметрию природы.

Другой возможностью решения солнечной проблемы является вариант малого угла смешивания (SMA). В этом случае, присваивая углам экстремальные значения $\theta_{12} = 0$, $\theta_{13} = 0$ и $\theta_{23} = \pi/4$, получим матрицу смешивания такого вида:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

4. Массы нейтрино

Опираясь на изложенные в предыдущем разделе аргументы, можно предположить, что спектр масс нейтрино состоит из двух близких уровней m_1 и m_2 и третьего, более удаленного, m_3 . Меньшая разность масс $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ ответственна за солнечную аномалию, большая — $\Delta m^2 = m_3^2 - m_2^2 \approx m_3^2 - m_1^2$ — за атмосферную. Другими словами, спектр масс нейтрино является композицией дублета очень близких друг к другу состояний, и третьего, более удаленного, состояния. Последнее является суперпозицией v_μ и v_τ в соотношении почти один к одному с присутствием, возможно, малой v_e компоненты.

Поскольку нейтринные осцилляции зависят от абсолютной величины разности между квадратами масс, мы не знаем, расположено третье состояние выше ($\Delta m^2 > 0$, так называемый "нормальный" спектр) или ниже ($\Delta m^2 < 0$, "инвертированный" спектр) дублета.

Мы не знаем также и абсолютной шкалы масс. Существуют две крайние возможности (и все промежуточные):

1. "Вырожденный" вариант, когда три массы почти равны и гораздо больше разностей масс. Исходя из экспериментального предела, установленного для "массы электронного нейтрино", массы не могут быть больше нескольких эВ (см. далее).

2. Иерархический вариант, когда две из этих масс по порядку величины равны квадратным корням из двух разностей квадратов масс.

Отметим, что масса является свойством стационарных состояний (собственных состояний) и говорить о массе v_e , v_μ или v_τ (как мы только что делали) неуместно,

более того, в некоторых случаях это вводит в заблуждение. Что подразумевается под массой, на самом деле зависит от того, что и как измеряется (или ограничивается).

В качестве важного примера рассмотрим пределы для "массы электронного нейтрино" $\langle m_{\nu_e} \rangle$, которые получены путем измерения энергетического спектра электронов в бета-распаде трития. Если нейтрино не имеют массы, то вблизи конца спектра его наклон равен нулю. Если нейтрино массивны, максимальная энергия электронов уменьшается (поскольку самая малая масса, положим, $m_1 \neq 0$), и спектр заканчивается ступенькой с вертикальным наклоном. Две следующие ступеньки вблизи конечной точки соответствуют ненулевым значениям m_2 и m_3 . Высота ступенек жестко связана с $|U_{e1}|^2$, $|U_{e2}|^2$ и $|U_{e3}|^2$. В принципе, при бесконечных разрешении и статистике из спектра можно извлечь три массы и три параметра смешивания. В действительности же, разности масс столь малы, что их невозможно разрешить, поэтому измеряется усредненный эффект, который при функции разрешения более широкой, чем разность между ступенями, составляет [6]

$$\langle m_{\nu_e}^2 \rangle = |U_{e1}|^2 m_1^2 + |U_{e2}|^2 m_2^2 + |U_{e3}|^2 m_3^2. \quad (10)$$

В настоящее время в двух экспериментах получен верхний предел $\langle m_{\nu_e} \rangle < 3$ эВ [7].

Вспомним теперь, что в Стандартной модели состояния лептонов представляются двухкомпонентными левыми спинорами, т.е. $\psi_L = (1 + \gamma_5)\psi$, где ψ — 4-компонентный дираковский спинор. При СРТ-преобразовании он переходит в зарядово-сопряженный правый спинор, соответствующий античастице, скажем ψ_R^C . У частиц и античастиц все заряды противоположны, и они должны быть различными. Нейтрино не имеют никакого заряда, кроме лептонного числа. Если оно является хорошим квантовым числом, то нейтрино и антинейтрино могут представлять собой одну и ту же частицу, т.е. $\nu_e^C = \nu_e$. В этом случае нейтрино становятся чисто майорановскими частицами, и в гамильтониане появляются новые массовые члены. В рассматриваемом случае это будет ее-член (в других $e\mu$, $e\tau$, $\mu\tau$ и т.д.)

$$\frac{M_{ee}^M}{2} (\bar{\nu}_{eL} \nu_{eR}^C + H.C.). \quad (11)$$

Очевидно, что этот член нарушает лептонное число на две единицы ($\Delta L = 2$).

Если нейтрино являются массивными майорановскими частицами, то в некоторых нуклидах может происходить исключительно редкий процесс — безнейтринный двойной бета-распад ($0\nu2\beta$). Эти изотопы устойчивы к обычному бета-распаду, т.е. для них запрещен канал $Z \rightarrow (Z+1) + e^- + \bar{\nu}_e$, но разрешен канал двойного бета-распада с двумя нейтрино ($2\nu2\beta$): $Z \rightarrow (Z+2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$. Последний является очень редким, но обычным слабым процессом второго порядка и происходит, если основной уровень изотопа Z ниже $Z+1$, но выше основного уровня изотопа $Z+2$.

На рисунке 6 приведена схема ($0\nu2\beta$) процесса, где крестом в нейтринном пропагаторе отмечен член, представляющий майорановскую массу (11).

Наиболее распространенным экспериментальным методом является измерение полного энерговыделения двух распадных электронов. В идеале ожидается спектр,

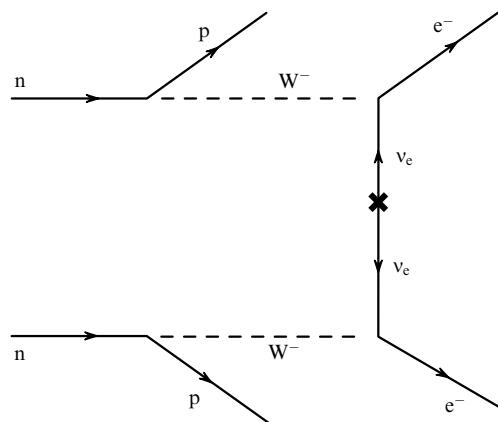


Рис. 6. Безнейтринный двойной бета-распад. Стрелки указывают направление потока аромата.

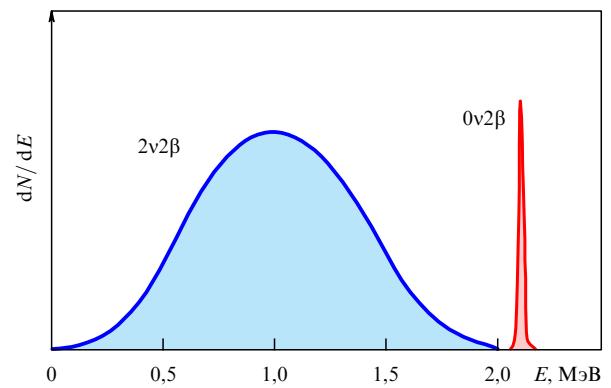


Рис. 7. Энергетический спектр двойного бета-распада. E — сумма энергий двух электронов.

показанный на рис. 7: континuum представляет распад ($2\nu2\beta$), в котором часть энергии уносится нейтрино, линия соответствует энергии ($0\nu2\beta$) перехода, при котором вся энергия уносится электронами. Чтобы полностью использовать преимущество монохроматичности сигнала, детекторы должны иметь максимальное энергетическое разрешение и исключительно низкий фон.

До сих пор сигнал ($0\nu2\beta$) не обнаружен, но пределы для соответствующих времен жизни установлены. Из каждого из них можно извлечь предел для "эффективной массы" электронного нейтрино M_{ee}^M , учитывая соответствующие ядерные матричные элементы. Типичная точность данного метода определения массы $\langle m_{\nu_e} \rangle$ порядка двойки. Для увеличения точности, следовательно, необходимо изучить различные изотопы, активные к двойному бета-распаду.

В рассматриваемом случае "масса", которая изменяется или ограничивается, представляет собой величину

$$|M_{ee}^M| = ||U_{e1}|^2 m_1 + |U_{e2}|^2 \exp(2i\alpha) m_2 + |U_{e3}|^2 \exp(2i\beta) m_3|. \quad (12)$$

В настоящее время лучший предел $M_{ee}^M < 0,34$ эВ (с доверительным уровнем 90 %) был получен в эксперименте Гейдельберг–Москва [8] в Гран Сассо на основании предела для периода полураспада $2,1 \times 10^{25}$ лет при экспозиции детектора с обогащенным ^{76}Ge 37,2 кг год.

В 1997 г. та же самая группа предложила эксперимент GENIUS [9], предусматривающий скачок в чувствительности детектора при резком увеличении массы обогащенного Ge (1000 кг) и значительном подавлении фона. Предполагается использовать обогащенные кристаллы Ge, погруженные в ванну жидкого N₂, имеющую 10 м в попечнике и используемую как для охлаждения кристаллов, так и для экранирования от внешней радиоактивности. Расчеты методом Монте-Карло показывают, что в этом эксперименте можно было бы достичь фона в соответствующей энергетической области $b = 3 \times 10^{-4}$ событий (кг кэВ год)⁻¹. Это позволило бы приблизиться к диапазону масс нейтрино в 10 мэВ. Для доказательства возможности такого большого снижения фона на практике недостаточно одних монте-карловских расчетов. Необходимо провести ряд тестов. С этой целью Коллаборация недавно представила проект GENIUS-TF [10]. На основе 40 кг природного германия установка позволяет выполнить некоторые интересные измерения. Имеющиеся у группы Гейдельберг – Москва кристаллы для этой установки позволили бы достичь, в частности, предела для массы электронного нейтрино около 100 мэВ за 6 лет измерений, если добиться уровня фона $b = 6 \times 10^{-3}$ событий (кг кэВ год)⁻¹.

Самым чувствительным экспериментом с использованием другого изотопа является MIBETA, также в Гран Сассо, содержащий 20 кристаллов TeO₂, которые работают как болометры при криогенных температурах. Общая масса детектора составляет почти 7 кг природного Te, включающего в себя 2,3 кг изотопа ¹³⁰Te, активного по двойному бета-распаду (распространенность в природе 34 %). MIBETA достигла величины экспозиции 3,26 кг год при уровне фона $b = 0,6$ событий (кг кэВ год)⁻¹, что дает предел $M_{ee}^M < 2$ эВ [11].

Утвержден еще один эксперимент с той же методикой, CUORICINO [12]. Установка будет содержать 56 кристаллов TeO₂, каждый массой 0,76 кг, что соответствует суммарной массе ¹³⁰Te 14,3 кг. Первые кристаллы находятся в стадии испытаний. Если уровень фона будет снижен до $b = 0,1$ событий (кг кэВ год)⁻¹, а это, исходя из результатов тестов кажется вполне реальным, по M_{ee}^M может быть достигнута чувствительность от 200 до 400 мэВ.

Возможности дальнейшего увеличения массы детектора на порядок и значительного снижения фона изучаются для перспективного проекта CUORE, в котором планируется достичь чувствительности 50 мэВ. Он будет состоять из 1000 природных кристаллов Te, таких же как в CUORICINO, с регистрирующей массой ¹³⁰Te 250 кг. Увеличение массы детектора невозможно без дальнейшего снижения фона. При уровне фона $b = 10^{-3}$ событий на кг кэВ год может быть установлен предел $M_{ee}^M < 30$ мэВ, если же ограничиться более реалистическим значением $b = 10^{-2}$ событий на кг кэВ год, то величина предела несколько ухудшится: $M_{ee}^M < 50$ мэВ. Как уже говорилось, проект CUORE базируется на природном теллуре и использует высокое содержание в нем изотопа ¹³⁰Te, активного по двойному бета-распаду. Разумеется, природный теллур можно обогатить и если это будет сделано без ухудшения радиоактивной чистоты, то чувствительность проекта возрастет в 1,5 раза.

В завершение скажем, что в экспериментах с двойным бета-распадом можно достичь значений чувствительности $M_{ee}^M = 30 - 50$ мэВ. Это исключительно интересный

диапазон. Для пояснения в качестве первого примера рассмотрим вариант SMA решения солнечной проблемы; в этом случае матрица смешивания приближенно определяется выражением (9), и, следовательно, на основании (12) $M_{ee}^M \approx m_1$. Таким образом, уже имеющиеся результаты группы Гейдельберг – Москва исключают массу нейтрино как космологически значимую во Вселенной.

В качестве еще одного примера предположим, что происходит смешивание с двумя максимумами и допустим, что масса m_3 не слишком велика. Тогда, с учетом малости $|U_{e3}|$, последний член в (12) мал, и мы имеем

$$M_{ee}^M = \frac{1}{2} |m_1 + \exp(2i\alpha) m_2|. \quad (13)$$

Здесь, в зависимости от величины α , могут произойти сокращения, и предыдущий вывод может быть получен только в случае, если они не сильно влияют на выражение для M_{ee}^M .

Иерархический вариант более сложен для рассмотрения, здесь лишь отметим, что если спектр масс нейтрино является "инвертированным", то массы m_1 и m_2 будут близки значению квадратного корня разности квадратов масс в случае атмосферных нейтрино, т.е. находятся в диапазоне 40–70 мэВ. Чувствительность экспериментов GENIUS и CUORE могла бы оказаться достаточной для получения ответов на возникающие вопросы.

Еще одной возможностью изучения масс нейтрино и процессов смешивания является регистрация нейтрино от сверхновых, которая также используется в Лаборатории Гран Сассо. Ввиду сильной зависимости потока нейтрино от расстояния, на практике нейтрино могут регистрироваться только от взрывов сверхновых в нашей Галактике или в Магеллановых облаках. При взрыве генерируется всплеск нейтрино и антинейтрино всех трех ароматов, длиящийся от 20 до 50 с. Ненулевые массы нейтрино могут привести к увеличению длительности всплеска. Задержка массивных нейтрино относительно безмассовых определяется выражением

$$\Delta t = 5,15 \left(\frac{d}{10 \text{ кпк}} \right) \left(\frac{m_v}{1 \text{ эВ}} \right)^2 \left(\frac{10 \text{ мэВ}}{E_v} \right)^2 \text{ мс}.$$

Она пропорциональна квадрату массы. Точность предела " $m_v < 10 - 20$ эВ", полученная на основе данных от SN 1987A, ограничена главным образом неопределенностью кривой нейтринной "светимости" и энергетического спектра, и ее трудно повысить.

Значение "эффективной массы" нейтрино " m_v " в этом случае опять другое. Нейтрино, образовавшиеся при взрыве сверхновой, изменяют свой аромат, пересекая звездное ядро или оболочку в результате MSW-эффекта. Это меняет в потоке нейтрино как долю каждого собственного состояния, так и их энергетические спектры. Затем нейтрино трех ароматов летят с несколько различающимися скоростями к нашему детектору. Измеряя времена прихода каждого из них, мы можем лишь установить предел для взвешенного среднего m_1 , m_2 и m_3 с существенно неизвестными весами. Они зависят от первоначального состава, от матричных элементов смешивания и от зарегистрированного аромата. Величины Δt не помогут установить, как это часто ошибочно заявляется, предел, например, для массы таунейтрино. С другой стороны, регистрируя нейтрино и

определеня их аромат и энергию, можно получить полезную информацию о параметрах смешивания, особенно U_{e3} .

С этой целью в Гран Сассо проводится эксперимент LVD [13] с массой органического жидкого сцинтиллятора 1080 тонн, регистрирующего, в основном, электронные антинейтрино посредством реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Для детектора LVD при взрыве сверхновой в центре Галактики (8,5 кпк) ожидается от 300 до 600 нейтринных событий, сопровождаемых захватом нейтрона $n + p \rightarrow d + \gamma$ (2,2 МэВ), который используется как метка события с эффективностью 60 %. Детектор имеет модульную структуру, содержащую 912 счетчиков, каждый из которых просматривается тремя фотоумножителями. Данные от любого из счетчиков поступают независимо, что всегда обеспечивает высокий процент рабочего времени по крайней мере для какой-то части детектора. В 2000 г. эффективность работы установки LVD составила 99,3 %.

Другие процессы дадут гораздо меньше событий. Например, в отсутствие осцилляций может быть зарегистрировано всего около 6 событий типа $\nu_e + {}^{12}C \rightarrow e^- + {}^{12}N$. Небольшое число этих событий объясняется, в основном, низкой энергией электронных нейтрино. С другой стороны, осцилляции преобразуют мюонные и тау-нейтрино, обладающие более высокими энергиями (примерно в два раза выше), в электронные нейтрино, спектр которых становится вследствие этого жестче. Выход последней реакции увеличится до нескольких дюжин событий. Таким образом, мы можем получить информацию о параметрах смешивания.

В заключение отметим, что регистрация нейтрино от сверхновых может дать полезную информацию о физике нейтрино, главным образом, о смешивании и астрофизике коллапса (этот момент мы еще не обсуждали). Весьма важным будет сравнение данных, полученных разными детекторами, регистрирующими энергию и ароматы нейтрино разными методами. Сейчас создается глобальная сеть поиска нейтринных всплесков, включающая в себя различные детекторы.

5. Нейтринные осцилляции.

Вклад Гран Сассо

в изучение атмосферных нейтрино

Как уже упоминалось, в эксперименте Супер-Камиоканде [14] наблюдалась аномалия в потоке атмосферных мюонных нейтрино, которую можно интерпретировать как указание на нейтринные осцилляции. Супер-Камиоканде — это большой водный черенковский детектор с доверительной массой 22,5 кт. При взаимодействии электронного или мюонного нейтрино в воде появляется электрон или мюон, сохраняющий направление нейтрино. Черенковский световой конус регистрируется в виде кольца фотоумножителями, покрывающими стенки детектора. Таким образом, Супер-Камиоканде регистрирует в реальном масштабе времени электроны от взаимодействия электронных нейтрино и мюоны — от мюонных нейтрино. Электронные и мюонные нейтрино генерируются при взаимодействии космических лучей в атмосфере, затем достигают детектора, пересекая Землю с различными длинами пробега. Измененное направление задает длину пробега, как это показано на рис. 8.

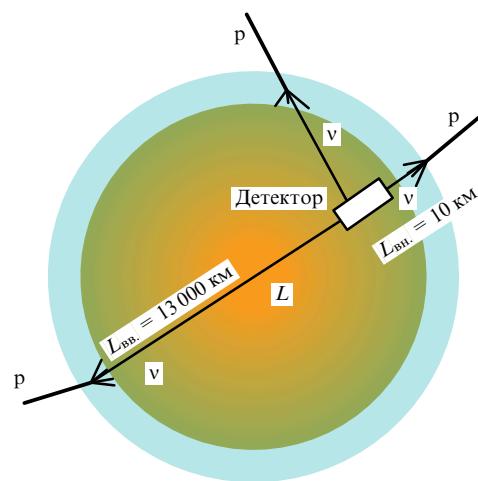


Рис. 8. Связь между углом падения и длиной пробега для атмосферных нейтрино.

На левом графике рис. 9 видно, что поток электронных нейтрино по всем направлениям соответствует вычислениям. Поток мюонных нейтрино (справа) соглаивается с расчетом при коротких пробегах, при больших пробегах он в два раза меньше ожидаемого. Уменьшение потока мюонных нейтрино интерпретируется как осцилляция при разности квадратов масс

$$1,5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2 < \Delta m^2 < 5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2,$$

задаваемой положением ступеньки в соответствующем распределении. Период "атмосферных" осцилляций короче "солнечных". Как следствие, при значениях L/E , существенных для атмосферных осцилляций, вторая осцилляция еще не возникает и поэтому не влияет на результат. Вероятность осцилляций можно выразить с хорошим приближением (если игнорировать влияние вещества) следующим образом:

$$1 - P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} = \sin^2(2\theta_{23}) \sin^2\left(1,27\Delta m^2 [\text{эВ}^2] \frac{L [\text{км}]}{E [\text{ГэВ}]}\right).$$

Это выражение идентично выражению (3), справедливому для сценария с двумя нейтрино, что и оправдывает сделанное приближение.

Высота ступеньки в угловом распределении примерно 50 %, следовательно, смешивание близко к максимальному (величина угла θ_{23} около $\pi/4$).

Аромат (или ароматы), в который переходят мюонные нейтрино, в эксперименте не определяется. Но это не электронные нейтрино, так как поток ν_e согласуется с ожиданиями, а, по-видимому, тау-нейтрино, которые не идентифицируются установкой. Более экзотической является гипотеза осцилляций мюонных нейтрино в нейтрино, не взаимодействующие с обычным веществом (и по этой причине не наблюдавшиеся). Это так называемые "стерильные" нейтрино. Другие данные Супер-Камиоканде противоречат этой гипотезе.

Аналогичные указания на осцилляции мюонных нейтрино были получены в Лаборатории Гран Сассо на установке MACRO. MACRO — это универсальный детектор большой площади, предназначенный для поиска редких событий в космическом излучении. Он строился и вводился в эксплуатацию постадийно, отдельными модулями, с 1988 г. по 1995 г., набор информа-

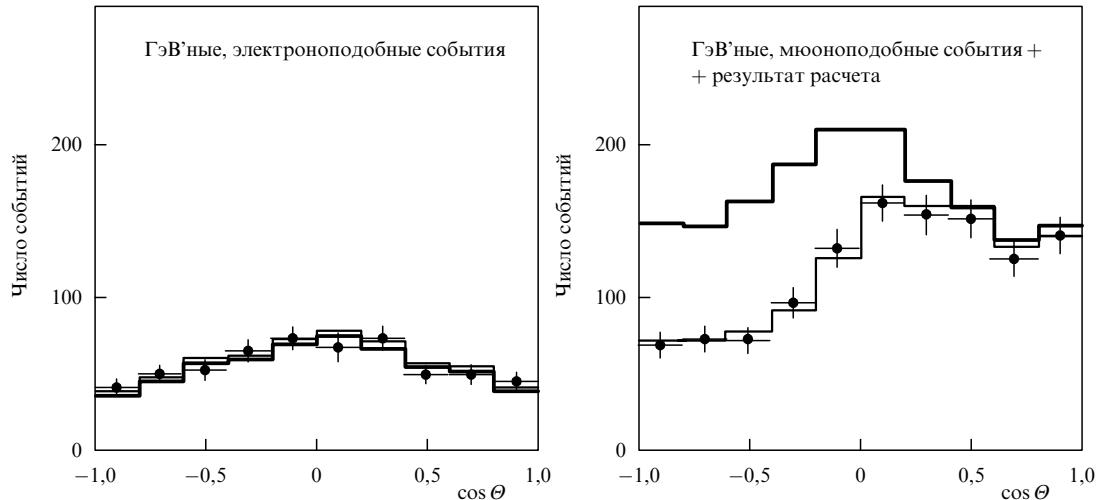


Рис. 9. Распределение по $\cos \theta$ для Гэв'ных событий в эксперименте Супер-Камиоканда (точки). θ — угол прихода зарегистрированного заряженного лептона (электрона или мюона), отсчитываемый от зенита. Жирные линии — результат вычислений при отсутствии осцилляций, тонкие линии — расчет для осцилляций мюонных нейтрино с $\Delta m^2 = 3,2 \times 10^{-3}$ эВ² и $\theta_{23} = \pi/4$ (максимальное смешивание). Слева — электроны, справа — мюоны.

ции продолжался до декабря 2000 г. Эксперимент позволил получить много важных результатов, мы же кратко рассмотрим только те из них, которые относятся к нейтринным осцилляциям.

Детектор, изображенный на рис. 10, имел размеры $76,5 \times 12 \times 9,3$ м³, что давало возможность принимать изотропный поток порядка 10000 м² ср. Масса детектора составляла 5300 тонн. Нижняя часть детектора содержала десять горизонтальных плоскостей трековых камер, прослоенных поглотителем из бетона; еще четыре горизонтальные плоскости находились в верхней части. На боковых стенах располагались вертикальные плоскости трековых камер. В состав установки входили три горизонтальные плоскости сцинтилляционных счетчиков: одна — под установкой, другая — сверху в виде крыши и одна между ними. Вертикальные боковые стороны также были покрыты плоскостями сцинтилляционных счетчиков. Мюоны, входящие в детектор снизу, образуются атмосферными мюонными нейтрино в веществе Земли. Длину пробега нейтрино в Земле можно оценить, используя, как это показано на рис. 8, измеряемое направление мюона, приблизительно сохраняющего направление нейтрино. Треки мюонов, пересекающих

детектор, устанавливаются по данным трековых плоскостей, а разделение на идущие вверх или вниз — по времени пролета, измеряемому сцинтилляционными счетчиками. Поток мюонов вверх очень низок, менее 100 мюонов в год. Время-пролетная методика дает для MACRO коэффициент подавления 10^7 , достаточный для уверенного отделения мюонов, летящих снизу, от множества мюонов, идущих сверху. Последние генерируются при распаде мезонов, образованных в атмосфере космическими лучами, и даже под землей, где их поток ослабляется в 10^6 раз, образуют фон высочайшей интенсивности.

На рисунке 11 показан поток мюонов, пересекающих детектор снизу [15] (для надира, т.е. для $\cos \theta = -1$), в

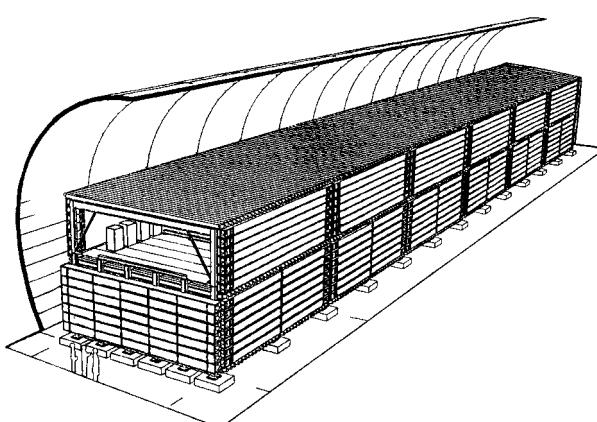


Рис. 10. Детектор MACRO в зале В.

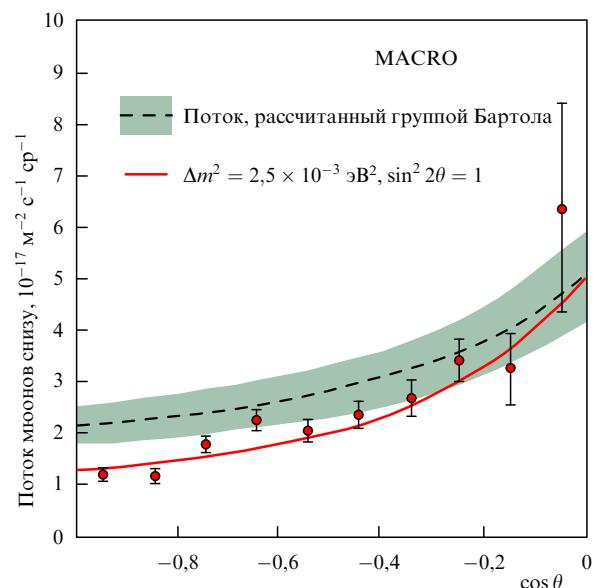


Рис. 11. Угловое распределение идущих вверх мюонов, пересекающих установку MACRO. Угол измеряется от зенита. Штриховая линия соответствует расчету (полоса показывает неопределенность) без осцилляций. Сплошная линия — наилучший фит для осцилляций ($\Delta m^2 = 2,5 \times 10^{-3}$ эВ² и $\theta_{23} = \pi/4$).

сравнении с ожидаемым. Очевиден дефицит для направлений, близких к вертикали, т.е. мюонных нейтрино, которые прошли несколько тысяч километров; их средняя энергия составляет около 50 ГэВ. Этот факт интерпретируется как указание на осцилляции с максимальным смешиванием и $\Delta m^2 \approx 2,5 \times 10^{-3}$ эВ² при лучшем согласии с экспериментальными точками.

Отношение вертикального и горизонтального потоков будет различным, если осцилляции происходят или в тау-нейтрино или в стерильные нейтрино, по крайней мере для некоторого диапазона значений Δm^2 . На рисунке 12 показано [16] это отношение, в зависимости от Δm^2 , в котором как вертикальный определен поток при $-1 \leq \cos \theta \leq -0,7$, как горизонтальный — при $-0,4 \leq \cos \theta \leq 0$. Поведение отношения является весьма сильным свидетельством в пользу гипотезы осцилляций в тау-нейтрино.

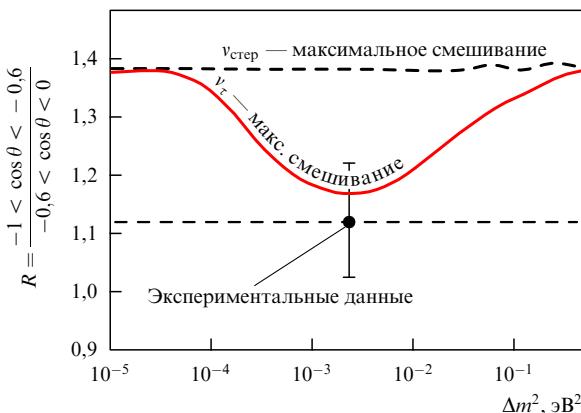


Рис. 12. Отношение (R) между "вертикальным" и "горизонтальным" потоками идущих вверх мюонов. Кривыми представлены результаты расчета для осцилляций со 100%-ным переходом мюонных нейтрино или в тау-нейтрино, или в стерильное нейтрино в зависимости от Δm^2 .

6. Нейтринные осцилляции. Вклад Гран Сассо в изучение солнечных нейтрино

Основным процессом, обеспечивающим энергетику Солнца, является цикл реакций, в результате которых из четырех протонов получается ядро Не, два позитрона и два электронных нейтрино. Этот процесс называется pp-цепочкой. В нем выделяется энергия 26,7 МэВ. Поскольку поток энергии от Солнца известен, так же как энергия и количество нейтрино, генерированных в вышеуказанном процессе, можно было бы надежно рассчитать ожидаемый поток электронных нейтрино с неопределенностью 2 %.

Однако ситуация осложняется тем, что pp-цепочка разветвляется и возникают другие термоядерные реакции, которые вносят незначительный вклад в энерговыделение, но порождают нейтрино, как это показано на рис. 13. Наиболее важными, с этой точки зрения, являются реакции, входящие в ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ ветви.

На рисунке 14 приведен расчетный спектр солнечных нейтрино, предсказанный в рамках стандартной солнечной модели [17]. В верхней части показаны энергетические пороги (энергия, выше которой эксперимент чувст-

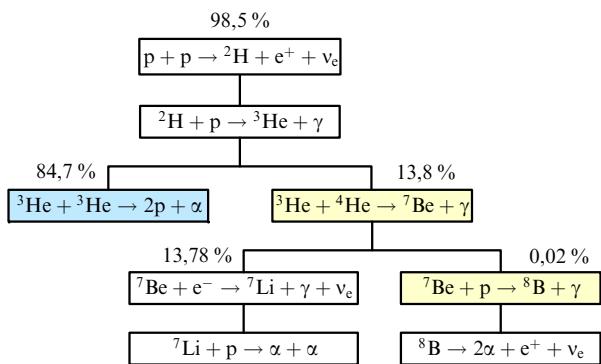


Рис. 13. Ветви pp-цикла.

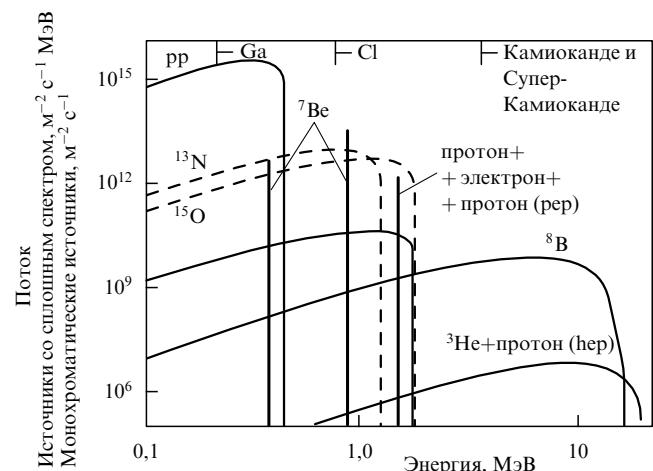


Рис. 14. Спектр солнечных нейтрино.

вителен) для различных экспериментов. Отметим, что pp-нейтрино имеют очень низкие энергии.

Эксперимент Хоумстейк (США) [18] располагался в шахте и давал информацию, начиная с 60-х гг., вплоть до 2001 г., когда измерения были прекращены. В этом эксперименте солнечные электронные нейтрино поглощались ядрами ${}^{37}\text{Cl}$, содержащимися в 600 т перхлорэтата. Хоумстейк был первым экспериментом по регистрации солнечных электронных нейтрино. В нем при возрастании статистики был обнаружен дефицит потока нейтрино. Энергетический порог регистрации нейтрино составлял 0,813 МэВ, поэтому эксперимент был чувствителен, главным образом, к электронным нейтрино от ${}^8\text{B}$ и незначительной части электронных нейтрино от ${}^7\text{Be}$. К сожалению, этот эксперимент никогда не калибровался по абсолютной эффективности. Кроме того, его результат по регистрации солнечных нейтрино является единственным, полученным данной методикой, и пока не имеет независимого подтверждения.

Установка Камиоканде [19] (работала с 1985 г. по 1996 г.) и ее "преемник" — Супер-Камиоканде [20] (запущена в 1996 г. и продолжает работать) представляют собой водные черенковские детекторы, которые регистрируют электроны отдачи при упругом рассеянии нейтрино в реальном времени. Как следствие, эти эксперименты чувствительны к нейтрино всех ароматов, и даже к ν_μ и ν_τ , хотя и с меньшей эффективностью из-за их невысоких сечений. Энергетический порог составляет

от 7 до 5 МэВ, поэтому регистрируется только "борная" часть солнечного спектра. На установке Kamiokande впервые показано, что нейтрино действительно приходят от Солнца. Эксперимент Супер-Камиоканде подтвердил результаты Kamiokande с большей статистической и систематической точностью (набрано почти 20000 событий, ассоциируемых с солнечными нейтрино), измерив поток электронных нейтрино, оказавшийся равным примерно половине от ожидаемого. Этот эффект известен как "проблема солнечных нейтрино". В принципе существует два возможных решения: либо солнечные модели, которые мы используем, неверны (астрофизическое решение), либо свойства нейтрино отличаются от приписываемых им Стандартной моделью элементарных частиц (решение в рамках новой нейтринной физики).

В эксперименте Супер-Камиоканде проводится также поиск эффектов, связанных с MSW-осциляциями, в "дневных" и "ночных" энергетических спектрах нейтрино, когда нейтрино приходят к детектору, пересекая Землю по экстремальным хордам. Для точной энергетической калибровки установки использовался искусственный источник электронов — линейный ускоритель электронов LINAC.

Величины, предсказываемые солнечной моделью для высокоэнергетичной части спектра электронных нейтрино, сильно зависят от исходных параметров (даже при учете жестких ограничений со стороны хорошо известной физики Солнца). Напротив, поток при низких энергиях, как уже говорилось, зависит только от солнечной светимости. Низкоэнергетичные электронные нейтрино можно зарегистрировать по реакции их поглощения ядрами ^{71}Ga : $\nu_e + ^{71}\text{Ga} \rightarrow e^- + ^{71}\text{Ge}$ с порогом 233 кэВ. Этот процесс является исключительно редким и происходит примерно раз в день в 10 тоннах ^{71}Ga (30 тоннах природного Ga).

Образовавшиеся ядра ^{71}Ge нестабильны, в периодических процедурах извлечения (каждые несколько недель) их количество устанавливается по числу радиоактивных распадов. Эксперименты GALLEX [21] в Гран Сассо и SAGE [22] в Баксанской лаборатории на Кавказе², основанные на этом процессе, начали работать в 1991 г. Установка GALLEX, которая набирала статистику до 1997 г., содержала 30 тонн природного галлия в виде раствора хлорида галлия (100 тонн), а в эксперименте SAGE используется металлический галлий.

Процедура извлечения и подсчета очень небольшого количества ядер исключительно тонка. Для определения эффективности данной методики в эксперименте GALLEX был проведен ряд тестов и проверок, включая экспозицию с искусственным источником нейтрино. Калибровочным источником нейтрино был источник ^{51}Cr активностью 62 петабеккерелей, испускающий электронные нейтрино с энергией, подобной энергии нейтрино от Солнца (200 ядер ^{71}Ge за три месяца). Во время серии измерений в 1994 г. было получено соотношение между измеренным и ожидаемым выходом $R = 1,0 \pm 0,1$, во второй серии в 1995 г. — $R = 0,83 \pm 0,1$. Эти измерения показали высокую надежность радиохимического метода.

² Баксанская нейтринная обсерватория Института ядерных исследований РАН.



Рис. 15. Вид резервуара GALLEX и GNO сверху.

На рисунке 15 показан вид сверху одного из двух резервуаров, использованных в эксперименте GALLEX и GNO. Эксперимент GALLEX был завершен в 1997 г. Эксперимент GNO базируется на конструкции GALLEX'a с 30 т природного Ga и некоторыми усовершенствованиями в счетчиках и в электронике (было предложено существенное увеличение массы Ga). GNO будет работать непрерывно в течение длительного периода (порядка 10 лет), постепенно понижая общую неопределенность измеряемого потока до 5 % и меньше, что позволит наблюдать сезонные вариации потока нейтрино, допускаемые некоторыми решениями нейтринных осциляций. Результаты первой серии измерений опубликованы [23]. Измеренный выход регистрируемого процесса составил $65,8 + 10,2/-9,6$ (стат) $+ 3,4/-3,6$ (систем) SNU, причем систематическая неопределенность снижена уже до 5,3 %. Эти результаты вместе с данными GALLEX'a (разделенными на четыре периода) показаны на рис. 16. Для сравнения скажем, что предсказания по стандартной солнечной модели допускают диапазон от 115 до 135 SNU. Таким образом, наблюдается значительный дефицит потока солнечных нейтрино.

Сходные результаты были получены в эксперименте SAGE, который, хотя и основан на том же самом физическом процессе, использует совершенно другие методы с отличающейся неопределенностью и систематической ошибкой. Согласие этих экспериментов значительно увеличивает надежность полученных результатов.

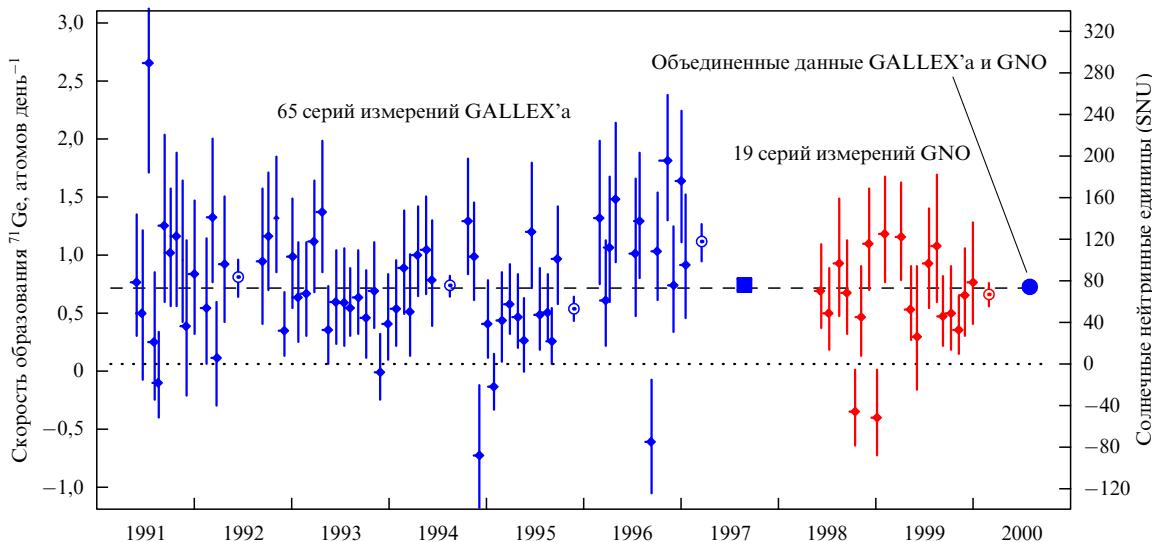


Рис. 16. Выход, измеренный в экспериментах GALLEX и GNO. Выход определяется как произведение потока электронных нейтрино на сечение захвата, проинтегрированное по соответствующему энергетическому диапазону. Одна "солнечная нейтринная единица" SNU = 10^{-36} захватов на ядро – мишень в секунду.

Эти наблюдения не только подтвердили наличие проблемы солнечных нейтрино, но и привели к исключению астрофизического решения. В самом деле, поток нейтрино, измеренный в эксперименте GALLEX, представляет собой, в основном, сумму вкладов от pp, ^{7}Be и ^{8}B . Если из общего потока, измеренного в эксперименте GALLEX (и SAGE тоже), вычесть поток pp, рассчитанный на основании солнечной светимости, и вклад ^{8}B , измеренный в эксперименте Супер-Камиоканда, то увидим, что для нейтрино от Be совсем не остается места. Но бериллиевые нейтрино должны быть, поскольку Be является дочерним ядром B (см. рис. 13). Это вторая загадка, известная как "проблема бериллиевых нейтрино". Мы не знаем астрофизического процесса, способного объяснить отсутствие бериллиевых нейтрино, и единственным объяснением остается исчезновение электронных нейтрино на их пути от центра Солнца к Земле. Наиболее подходящей интерпретацией является изменение аромата в результате вакуумных осцилляций или MSW-эффекта в Солнце, или вследствие того и другого вместе.

Подытожим сказанное. Все эксперименты (Хоумстейк, Камиоканда, Супер-Камиоканда, GALLEX, SAGE и GNO) указывают на существенный дефицит потока электронных нейтрино в различных участках спектра солнечных нейтрино, что и отражено в таблице.

В эксперименте Супер-Камиоканда довольно точно измерены также участок спектра более высоких энергий и отношение дневных иочных потоков.

Как было уже отмечено, есть два физических эффекта, изменяющие аромат нейтрино. Один из них — это осцилляции в вакууме. Второй — MSW-эффект в веществе.

Электронные нейтрино генерируются в ядре Солнца, после чего пролетают 700 000 км вдоль его радиуса в среде с переменной плотностью. При некоторых значениях параметров осцилляций влияние вещества может сильно увеличить вероятность исчезновения электронных нейтрино даже для малого смешивания.

Затем нейтрино, имеются в виду собственные состояния, пролетают в вакууме 150 000 000 км и достигают нашего детектора сразу же в течение дня или после пересечения Земли (где также возможен MSW-эффект) — в течение ночи. И снова, при некоторых значениях параметров, влияние вещества Земли может изменить соотношение нейтринных ароматов и привести к различию между дневным и ночным потоками. Этот суточный эффект "день–ночь" был бы прямым свидетельством осцилляций, но он пока не наблюдается. Это исключает те параметры, которые могли бы дать значительное различие дневного и ночного потоков.

Дж. Фоли с сотрудниками [24] провел совместное рассмотрение всех данных. Как время пересечения Солнца, так и время пролета от Солнца до Земли гораздо больше периода "атмосферных" осцилляций, поэтому осцилляции усредняются и не влияют на данные. Известно также, что величина θ_{13} очень мала; исходя из этого, представим здесь аппроксимацию данных только при значении $\theta_{13} = 0$, которое в любом случае подходит для всей относящейся к проблеме информации.

Результаты анализа показаны на рис. 17. Имеются три различных решения, в которых доминирует MSW-эффект (внутри Солнца): SMA, LMA и LOW. В нижней части решения LOW становится существенным вклад вакуумных осцилляций, авторы называют этот режим

Таблица. Энергетические пороги и наблюдаемый сигнал в процентах от ожидаемого для экспериментов с солнечными нейтрино

	Хоумстейк	Камиоканда	Супер-Камиоканда	GALLEX	SAGE
Порог, МэВ	0,814	7,5	6,5	0,233	0,233
Зарегистрированная доля, %	33 ± 6	55 ± 12	47 ± 8	60 ± 7	52 ± 7

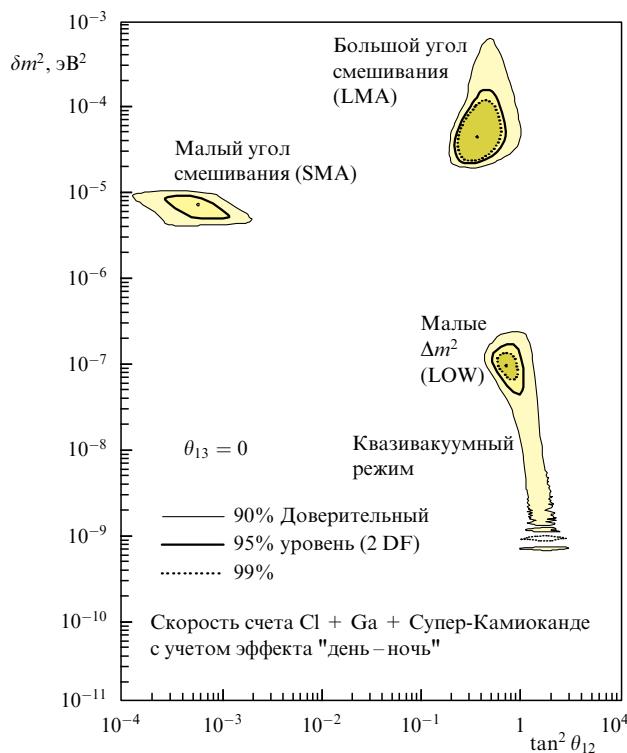


Рис. 17. Решения для солнечной аномалии.

"квазивакуумным". Отметим для него, в частности, асимметрию (ожидаемую) между $\theta_{12} \geq \pi/4$ и $\theta_{12} \leq \pi/4$.

Существует еще одно решение — чисто вакуумных осцилляций. Для его реализации необходимо, чтобы расстояние между Солнцем и Землей было именно таким, как надо, поэтому иногда этот вариант называют решением "JUST SO". Очевидно, что в этом случае, благодаря небольшому (7 %) эксцентриситету орбиты Земли, ожидаются сезонные вариации нейтринного потока. Это решение противоречит имеющимся данным и не включено в рис. 17, однако его пока нельзя отбросить полностью. Величина δm^2 для него очень мала, от 10^{-10} до 10^{-12} eV^2 , и смешивание близко к максимуму.

Итак, окончательно имеем следующее. Электронные нейтрино, образовавшиеся в Солнце, частично исчезают, не достигнув наших детекторов. Если они осциллируют, то в какое конечное состояние переходят? Ответа мы не знаем, но используя результат Супер-Камиоканда $\theta_{23} = \pi/4$, мы видим, что второе состояние является квантовой суперпозицией мюонных и тау-нейтрино в равных долях

$$\nu_{\mu\tau} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\nu_\mu + \nu_\tau).$$

Для расчетов в рамках солнечной модели необходимы значения сечений ядерных реакций, составляющих различные ветви pp-цикла. Из-за исключительно низкой вероятности проникновения через кулоновский барьер при соответствующих энергиях (в области так называемого пика Гамова) эти сечения столь малы, что измерить их стало возможно лишь недавно, в условиях низкого фона в Гран Сассо. Эксперимент LUNA базируется на ионном ускорителе 50 кВ, расположенным под землей в Лаборатории Гран Сассо, который дает пучок высокой интенсивности (${}^3\text{He}^+$, 500 мА) на безоконной мишени.

Сегодня мы уже имеем сечение важной реакции ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow 2\text{p} + {}^4\text{He}$ (см. рис. 13). Сечение падает почти экспоненциально с уменьшением энергии и может быть записано в виде:

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp\left(-31,3 Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{\mu}{E}}\right),$$

где μ — приведенная масса в атомных ед. массы, Z_1 и Z_2 — заряды ядер, а E — энергия центра масс в кэВ. Множитель $S(E)$ называется астрофизическим коэффициентом и используется для экстраполяции сечения в область низких энергий при допущении гладкости функции $\sigma(E)$. В присутствии резонанса это не должно выполняться.

На рисунке 18 приведены результаты эксперимента LUNA вплоть до 17 кэВ [25] (где темп счета событий 0,5 в месяц!) в области энергий ниже пика Гамова. Никакого резонанса нет. Можно также отметить влияние экранирования атомными электронами. При таких низких энергиях длина волны ядер пучка порядка атомных размеров и "видит" ядро-мишень, окруженную электронами, как одиничный неразрешаемый объект. В результате, эффективный заряд мишени уменьшается, а вместе с этим уменьшается и кулоновское отталкивание.

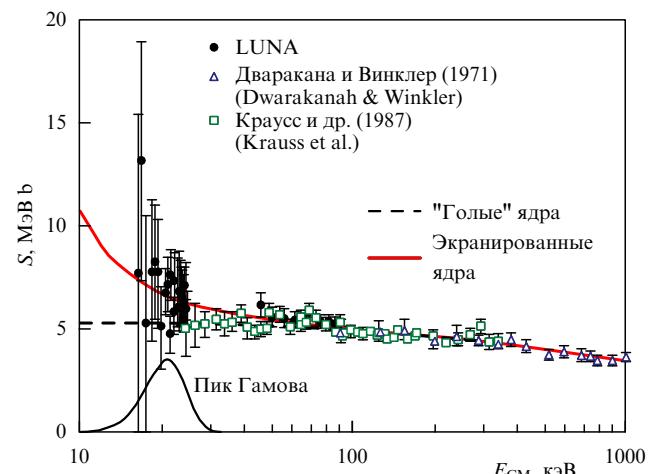


Рис. 18. Астрофизический коэффициент, измеренный в эксперименте LUNA в Гран Сассо. Данные для более высоких энергий получены в других экспериментах.

Исследования будут продолжены в эксперименте LUNA-2, его 400-киловольтовый ускоритель в настоящее время уже начал работать. Установка оснащена новым детектором BGO, имеющим 4π -геометрию и состоящим из шести оптически разделенных сегментов, каждый из которых просматривается двумя фотоумножителями с каждой стороны. В канале детектора установлена газовая мишень. Разумеется, необходимо высокое энергетическое разрешение для эффективного подавления фона. Начиная с 2001 г. в эксперименте LUNA-2 будут изучаться реакции ${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}$, ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, \gamma){}^7\text{B}$ и ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$.

7. Следующие шаги

В предыдущих разделах я вкратце описал последние экспериментальные результаты, которые породили

новую физику нейтрино, обращая особое внимание на вклад Лаборатории Гран Сассо. Возможно, мы вошли в область физики, которая обещает новые открытия в будущем. Программа на ближайшие годы должна включать эксперименты, обладающие следующими возможностями.

A. Регистрация осцилляционных эффектов как для атмосферной, так и для солнечной аномалий. Ни в одном из случаев мы пока не увидели неопровергимого признака осцилляций. В обоих случаях осцилляции являются простейшим объяснением, но не исключены и более экзотические интерпретации.

B. Подтверждение осцилляций атмосферных нейтрино экспериментами на нейтринном пучке от удаленного ускорителя. Этот этап является обязательным, поскольку поток атмосферных нейтрино является не регулируемым, и его характеристики известны только из результатов вычислений методом Монте-Карло. Напротив, состав (в основном мюонные нейтрино) и энергетический спектр искусственно созданного пучка контролируются. Планируются эксперименты как по исчезновению мюонных нейтрино, так и по возникновению тау-нейтрино. С 1999 г. проводится эксперимент K2K: пучок мюонных нейтрино создается в центре KEK, в Цукубе, и направляется на детектор Супер-Камиоканда, находящийся на расстоянии 250 км. Эффекты от нейтрино, обладающих энергиями (2–3 ГэВ), хорошо идентифицируются даже при низкой статистике. Первые результаты, указывающие на осцилляции, уже были опубликованы, теперь с нетерпением ожидается их подтверждение [26].

Программой NUMI в Лаборатории Ферми предусмотрено создание пучка мюонных нейтрино для облучения детектора MINOS, который строится в шахте Соудан (шт. Миннесота) на расстоянии 730 км от ускорителя. Предполагается, что эксперимент начнет давать информацию в конце 2003 г. в режиме исчезновения ν_μ [27].

C. С помощью эксперимента по ν_τ -возникновению, запланированного проектом CNGS в Европе (см. ниже), выяснить, действительно ли аромат, в который осциллируют атмосферные ν_μ нейтрино, это ν_τ или какой-то другой. Этот вопрос явно связан с существованием стерильных нейтрино малой массы, соответствующих известным частицам.

D. Уточнить параметры смешивания.

E. Измерить знак Δm^2 . Выяснить, является ли спектр масс нейтрино "нормальным" или "инвертированным"? В этом контексте мы уже обсуждали возможности поиска $0\nu\beta\beta$ -распада.

F. Продолжить исследования величины δm^2 . Выбрать вариант решения проблемы солнечных нейтрино.

G. Определить величину Δm^2 осцилляций $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$, если они существуют. Действительно ли $U_{e3} \neq 0$?

H. Поиск нарушения CP-инвариантности в лептонном секторе. Это исключительно трудно по целому ряду причин, включая и то, что эффекты подавлены фактором $\delta m^2/\Delta m^2 \ll 1$ и малостью $|U_{e3}|$.

I. Определить природу нейтрино: майорановские или дираковские?

J. Измерить абсолютные величины массы.

Эксперименты в Лаборатории Гран Сассо могут дать важные результаты при условии согласованной программы исследований. Она будет разработана на основе

многих интересных идей и предложений, которые уже представлены и находятся в разных стадиях проработки, а также с учетом имеющихся в наличии ресурсов. Далее я кратко опишу эти предложения.

8. Нейтрино из ЦЕРНа

Важным пунктом программы является проект CNGS. В ЦЕРНе для экспериментов в LNGS будет создан искусственный, хорошо регулируемый источник нейтрино. Как пучок, так и регистрирующие установки будут оптимизированы для экспериментов по возникновению ν_τ . Совместная группа CERN–INFN спроектировала пучок нейтрино [28]. Пионы и каоны, генерируемые протонным пучком SPS с энергией 400 ГэВ будут фокусироваться системой двух магнитных "рогов", за которыми располагается спадный туннель длиной 1 км, поглотитель адронов и мюонные детекторы для определения характеристик пучка. Получающийся в результате пучок будет состоять почти исключительно из мюонных нейтрино с небольшой примесью других ароматов, причем самый большой вклад, около 8 %, дадут электронные нейтрино.

Оптимальная для наблюдения ν_μ -осцилляций величина L/E определяется выражением (2) и для $\Delta m^2 = 3,5 \times 10^{-3}$ эВ² составляет $(L/E)_{\max} \approx 300$ км ГэВ⁻¹. На расстоянии 730 км (от ЦЕРНа до Гран Сассо и от Фермилаб до детектора в Соудане) энергия для максимальных осцилляций равна $E_{\max} \approx 2,5$ ГэВ. Это действительно оптимальная энергия для экспериментов по исчезновению, но не для экспериментов по возникновению ν_τ , так как в последнем случае должны образовываться тау-лектоны в реакции

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + N'.$$

Для образования τ -лектона энергия нейтрино должна быть выше порога ($\approx 3,5$ ГэВ), а в действительности — больше примерно 10 ГэВ. На рисунке 19 показан интегральный поток нейтрино в Гран Сассо для пучка из

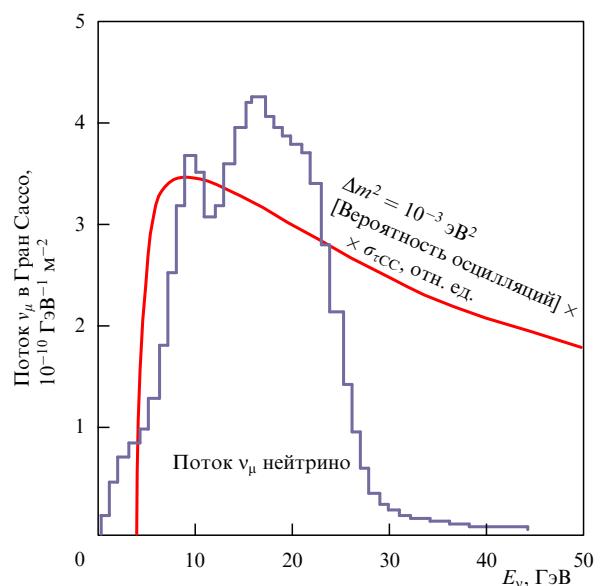


Рис. 19. Интегральный поток нейтрино в Гран Сассо для пучка из ЦЕРНа в сравнении с произведением вероятности осцилляций и сечения образования τ для $\Delta m^2 = 10^{-3}$ эВ².

ЦЕРНа в сравнении с произведением вероятности осцилляций (уменьшающейся с увеличением энергии) и сечения образования τ (увеличивающегося с энергией). Можно видеть, что энергетический спектр пучка оптимизирован для экспериментов "по возникновению" в Гран Сассо.

Вероятность возникновения v_τ в пучке, первоначально состоящем из v_μ нейтрино с энергией E , равна

$$P_{v_\mu \rightarrow v_\tau} = \sin^2(2\theta_{23}) \cos^4(\theta_{13}) \sin^2\left(1,27\Delta m^2 [\text{эВ}^2] \frac{L [\text{км}]}{E [\text{ГэВ}]}\right).$$

Поскольку $\theta_{13} \approx 0$, приближенно имеем:

$$P_{v_\mu \rightarrow v_\tau} = \sin^2(2\theta_{23}) \sin^2\left(1,27\Delta m^2 [\text{эВ}^2] \frac{L [\text{км}]}{E [\text{ГэВ}]}\right).$$

Даже в этом случае общепринятая двунейтринная аппроксимация применима, пока мы пренебрегаем небольшим вкладом осцилляций v_μ в v_e -нейтрино.

Для экспериментов по возникновению нет необходимости в близком расположении регистрирующих установок. При работе протонного пучка в режиме "общего пользования" за год будет получено 3200 СС v_μ -взаимодействий в детекторе с эффективной массой 1000 тонн, находящемся в LNGS, что соответствует 25 взаимодействиям v_τ для $\Delta m^2 = 3,5 \times 10^{-3}$ эВ² и максимального смешивания (в 1,7 раз больше, чем в специальном режиме работы пучка).

Будут регистрироваться заряженные дочерние продукты, образованные τ -лептоном, который имеет следующие каналы распада: $\tau^- \rightarrow \mu^- v_\mu v_\tau$ (18 %); $e^- v_e v_\tau$ (18 %); $h^- v_\tau n\pi^0$ (50 %); $2\pi^- \pi^+ v_\tau n\pi^0$ (14 %). Существуют две возможности исключения фона: 1) прямое наблюдение τ -распадов, для чего необходимы зернистость микрометрического масштаба и субмикронное разрешение; это достижимо только с помощью эмульсионного метода (применяемого в экспериментах CHORUS и DONUT и предложенного группой OPERA); 2) использование кинематической селекции; это требует хорошей идентификации частиц и хорошего разрешения дисбаланса их импульсов (такой метод используется в эксперименте NOMAD и предлагается группой ICARUS).

ICARUS [29] представляет собой время-проекционный детектор на жидким аргоне, обеспечивающий качество трехмерного изображения событий как у пузырьковой камеры, работающей в непрерывном режиме и обладающей способностью самозапуска, калориметрией с высокой зернистостью и возможностью измерения dE/dx . Стадия исследований и разработок, продолжавшаяся с 1991 г. по 1995 г., разрешила все основные технические проблемы на трехтонном детекторе, непрерывно работавшем несколько лет, продемонстрировав надежность метода.

Цель текущей фазы исследований — показать техническую осуществимость детектора среднего масштаба. В Павии строится блок массой 600 т, состоящий из двух субмодулей по 300 т. Они будут полностью собраны и испытаны, а затем перевезены в Гран Сассо по отдельности. В настоящее время один 300-тонный модуль уже закончен (рис. 20) и ожидает включения в середине 2001 г. Это является основным этапом выполнения программы. Изучаются также вопросы безопасности, связанные с монтажом большого криогенного объема под землей. Проект предусматривает строительство большого модульного детектора для проведения обширной физиче-



Рис. 20. Внутри субмодуля ICARUS массой 300 т; вид одного из двух зеркальных дрейфовых объемов. О том, что это проволочная камера, можно догадаться по наклонному треку слева, образованному бликами света на проволоках.

ской программы, я же коснулся только той ее части, которая связана с экспериментом CNGS.

Для ICARUS'a электронный канал будет основным (но не единственным) в эксперименте по возникновению τ -лептона, который будет заключаться в поиске избытка электронов низких энергий. Фон, обусловленный присутствием v_e -компонент в пучке (< 1 %), ожидается незначительным. Для исключения событий, связанных со взаимодействием v_μ посредством нейтральных токов, предполагается использовать возможность уверенного разделения e/π^0 . На рисунке 21 показано распределение наблюдаемых энергий, ожидающееся для экспозиции 20 кт год для $\Delta m^2 = 3,5 \times 10^{-3}$ эВ² при максимальном смешивании. После кинематического обрезания из зарегистрированных останется 29 τ -событий для $\Delta m^2 = 3,2 \times 10^{-3}$ эВ² (наилучшая аппроксимация Супер-Камиоканда) и максимального смешивания ($\theta_{23} = \pi/4$) с остаточным фоном 5 событий. На рисунке 22 показана достоверность результатов эксперимента ICARUS в виде статистической значимости в зависимости от экспозиции. Как видно из рис. 22, если систематическая неопределенность вычислений фона, которая исследуется в настоящее время, будет, как и ожидается, небольшой, то для экспозиции 20 кт год можно получить достоверность более 4σ для $\Delta m^2 > 2 \times 10^{-3}$ эВ².

Прекрасные характеристики эксперимента ICARUS с точки зрения регистрации электронов и измерения их энергии можно использовать для исследования неосновной компоненты осцилляций $v_\mu \leftrightarrow v_e$. Отметим, что обычно используемый формализм с двумя состояниями

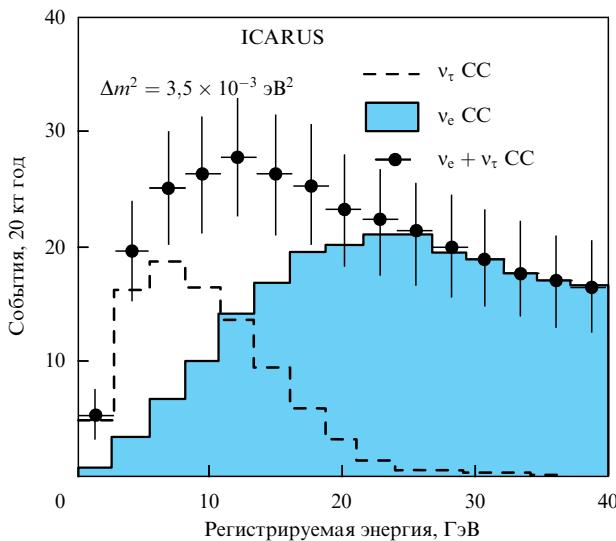


Рис. 21. Распределения наблюдаемой энергии электронов, рассчитанные для экспозиции ICARUS'a 20 кт год (фактический расчет проведен для гораздо большей экспозиции, но показанные статистические неопределенности относятся к 20 кт год). Вклады электронов, генерированных v_e , первоначально присутствующими в пучке, и тау-нейтрино, появляющимися в результате осцилляций, показаны отдельно ($\Delta m^2 = 3,5 \times 10^{-3}$ эВ 2 при максимальном смещении).

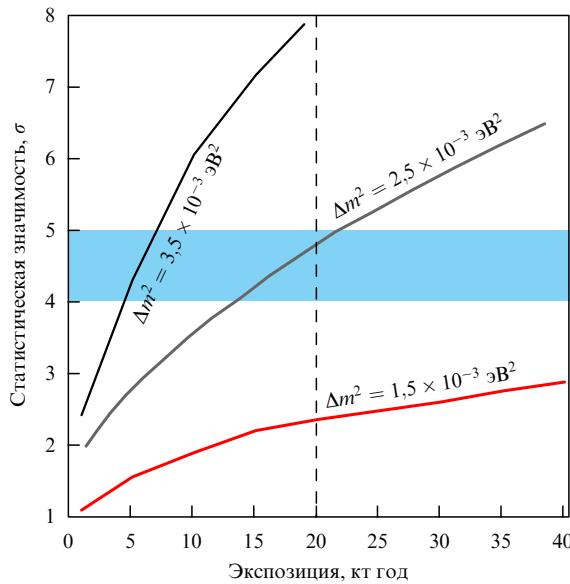


Рис. 22. Зависимость достоверности результатов в эксперименте ICARUS от экспозиции для различных значений Δm^2 (на основании расчетов [29]).

в этом случае может ввести в заблуждение, поскольку "параметр смещивания" $\sin^2 2\theta$ имеет различные значения для экспериментов по исчезновению (CHOOZ) и по возникновению (ICARUS, MINOS). В экспериментах по исчезновению максимальная вероятность исчезновения электронных нейтрино равна

$$P_{\max}(v_e \text{ исчезновение}) = \sin^2(2\theta_{13}) \approx 4\theta_{13}^2 = 4|U_{e3}|^2,$$

где учитывается малость θ_{13} . В эксперименте по возникновению максимальная вероятность возникновения

электронных нейтрино равна (см. (7)):

$$P_{\max}(v_\mu \rightarrow v_e) = \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\theta_{23}) \approx 4\theta_{13}^2 \frac{1}{2} = 2|U_{e3}|^2.$$

Здесь мы использовали известное приблизительное значение $\sin^2(\theta_{23})$.

Следовательно, эксперимент по исчезновению при тех же самых условиях в два раза чувствительнее к величине $|U_{e3}|^2$, чем эксперимент по возникновению. Физическая причина этого состоит в том, что в первом случае мы не рассматриваем конечное состояние, которое является линейной комбинацией мюонных и таунейтрино в пропорции почти 50:50, а во втором мы знаем, что исходное состояние представляет собой чисто мюонные нейтрино. С учетом этих соображений, а также принимая во внимание предложение группы ICANOE [29], при экспозиции 20 кт год можно ожидать улучшения существующего предела для $|U_{e3}|^2$ в зависимости от систематической ошибки почти в два раза. Учитывая энергетический спектр электронов [30], предел можно улучшить еще в два раза, что отражено на рис. 23.

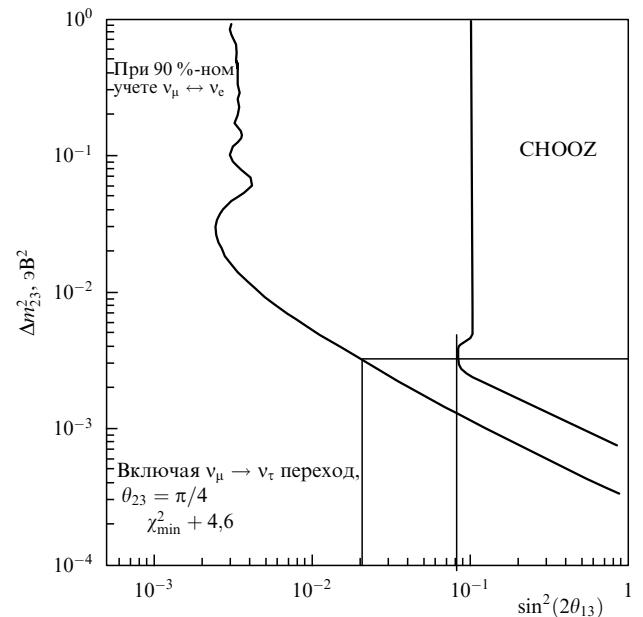


Рис. 23. График зависимости Δm^2 от $\sin^2(2\theta_{13})$ (диаграмма исключений) для экспозиции 20 кт год установки ICARUS в пучке CNGS в сравнении с пределом CHOOZ. Предполагается, что $\theta_{23} = \pi/4$. Линии я добавил, чтобы показать пределы, достигнутые в эксперименте CHOOZ и планируемые для ICARUS'a.

Для существенного улучшения величины предела нужен эксперимент по возникновению $v_\mu \leftrightarrow v_e$ вблизи первого максимума осцилляций. При расстоянии от ЦЕРНа до Гран Сассо (~ 730 км) оптимальная энергия нейтрино составляет всего 2–3 ГэВ. В этом случае образование v_e не имеет порога, поэтому достаточно указанной низкой энергии. Необходимы в таком эксперименте являются высокointенсивный источник v_μ низкой энергии и детектор с массой в несколько килотонн. Постановка данного эксперимента требует дальнейшего изучения [31].

INFN и ЦЕРН недавно утвердили проект OPERA [32]. Проект основан на концепции ECC, которая в одной ячейке сочетает возможность точного определе-

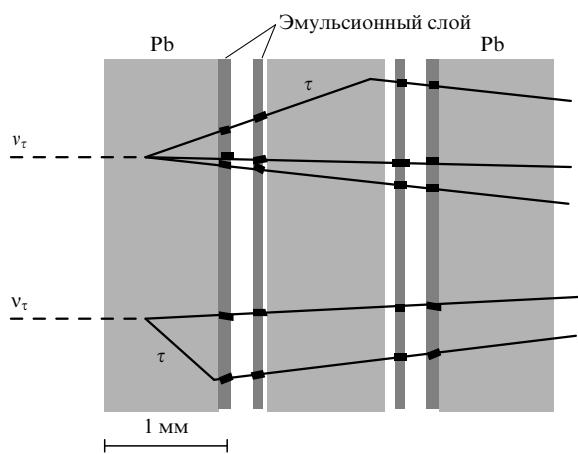


Рис. 24. Базовая ячейка проекта OPERA с представлением "удлиниенной" и "короткой" топологии.

ния трека, присущую ядерно-эмulsionному методу, и большую массу мишени, которая обеспечивается свинцовыми пластинами. На рисунке 24 показана структура ячейки (1 мм пластина Pb, затем фотопленка с двумя слоями эмульсии толщиной 50 мкм с каждой стороны пластиковой подложки толщиной 200 мкм). Представлены две топологии τ -событий: "удлиниенная", в которой образование и распад τ -лептона отделены по меньшей мере одной пленкой (выделяется по углу распада), и "короткая", где они сливаются вместе (выделяется по прицельному параметру).

Базовым блоком конструкции мишени является брикет-сэндвич, образуемый прилегающими друг к другу ячейками и заключенный в светонепроницаемую оболочку. Оболочка герметична, в ней создается вакуум, так что атмосферное давление сжимает эмульсионные пленки и свинцовые пластины вместе. Брикеты собираются в "стенки", вертикальные плоские конструкции. За стенкой следуют трекеры, образующие следящую систему с умеренным разрешением и обзором, позволяющим идентифицировать брикет, в котором произошло взаимодействие нейтрино (сработавший брикет), и вести сканирование стенки в режиме off-line. Эта конструкция — стенка плюс трекеры — называется "модулем". "Сработавшие" брикеты будут ежедневно извлекаться и обрабатываться (разборка брикета, проявление и сканирование эмульсионных слоев).

Для подавления фона исключительно важна точность измерения поперечного импульса дочерних частиц (мюона, электрона или адрона). Импульсы мюонов будут определяться специальными спектрометрами, состоящими из дипольного магнита (поле 1,5 Тл) и прецизионной трековой системы на основе дрейфовых трубок. Энергия (импульс) электронов будет устанавливаться по размеру ливня, пересекающего плоскости электронных следящих приборов — трекеров (RPC). Импульс заряженных адронов будет измеряться по многократному рассеянию в эмульсионном сэндвиче.

Последовательность модулей (стенок и трекеров) и следующий за ними спектрометр образуют супермодуль. Три супермодуля составляют весь детектор OPERA с общей эффективной массой 2 кт.

При создании детектора OPERA (рис. 25) будет развит метод ECC, который недавно привел к открытию

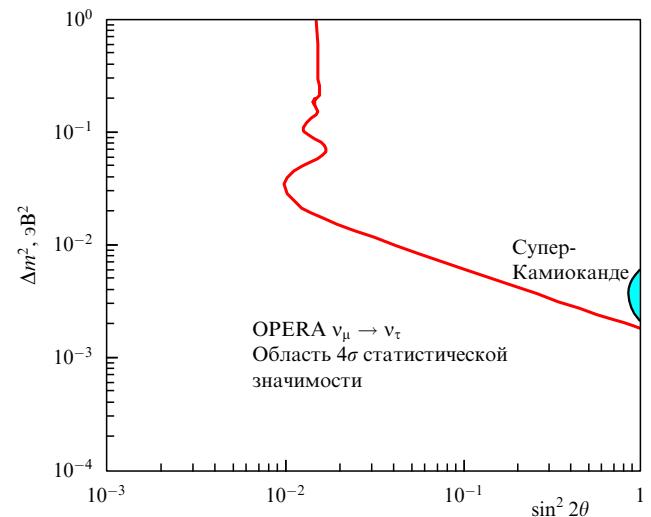


Рис. 25. Ожидаемый предел для 4σ при 5-летней экспозиции детектора OPERA и работе пучка в режиме общего пользования. На оси абсцисс $\theta = \theta_{23}$.

ν_τ в эксперименте DONUT. Необходимые 176000 м² слоев эмульсии предполагается изготовить промышленным способом на автоматической линии, а коллаборация произведет приборы нового поколения для автоматического сканирования пленок и измерения параметров событий. Все однотрековые каналы распада будут внесены с практически одинаковым вкладом в окончательную статистику OPERA. За 5 лет работы можно идентифицировать 18 тау-распадов при 0,6 фоновых событий для $\Delta m^2 = 3,2 \times 10^{-3}$ эВ² (лучшая аппроксимация Супер-Камиоканда), 44 распада для 5×10^{-3} эВ² и 4 распада для $1,5 \times 10^{-3}$ эВ². Отметим возможность оптимизации характеристик пучка, что открывает путь к увеличению этих выходов.

В экспериментах на пучке невозможно определить по отдельности величину Δm^2 и угол смешивания, изменяется только соотношение между ними. Оно представлено полосой на рис. 26 вместе с результатом Супер-Камиоканда на сегодня.

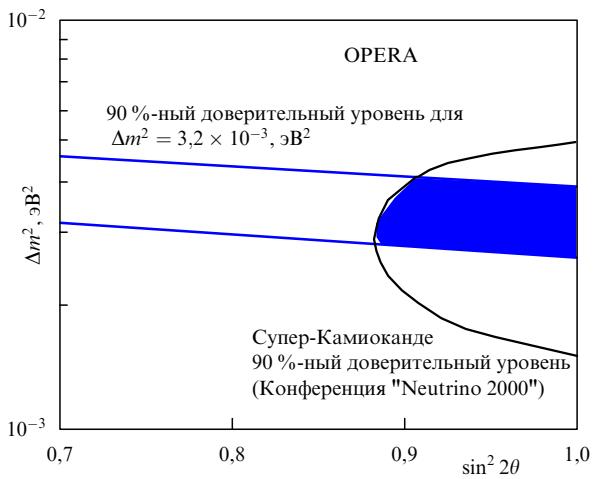


Рис. 26. Горизонтальной полосой показан результат для 5-летнего цикла работы OPERA при $\Delta m^2 = 3,2 \times 10^{-3}$ эВ². По оси абсцисс $\theta = \theta_{23}$.

9. Атмосферные нейтрино

Эксперименты с атмосферными нейтрино дополняют эксперимент CNGS. Как мы уже видели, ожидаемая скорость счета событий, связанных с тау-нейтрино, быстро падает с уменьшением Δm^2 (точнее, обратно пропорциональна $(\Delta m^2)^2$) и очень низка при наименьших значениях Δm^2 в диапазоне Супер-Камиоканда ($1,5 \times 10^{-3}$ эВ 2). Эта проблема возникает потому, что значения L/E для проекта CNGS все-таки малы по сравнению с полупериодом осцилляций. С другой стороны, атмосферные нейтрино имеют пролетные длины в диапазоне от нескольких километров до 13000 км и энергии от долей ГэВ до нескольких ГэВ, что соответствует широкому диапазону значений L/E (времен пролета). Вывод таков, что если величина Δm^2 совсем невелика, скажем, менее $(1-2) \times 10^{-3}$ эВ 2 , то единственной возможностью для поиска осцилляций становится эксперимент в космических лучах.

Для улучшения результата Супер-Камиоканда необходимо с максимально возможной точностью измерить энергию мюонного нейтрино E и длину его пролета L с тем, чтобы точнее определить отношение L/E . Величина L определяется направлением нейтрино, которое задается измеряемым направлением мюона. Для более точного определения направления нейтрино, необходимо использовать только мюоны в диапазоне энергий 1 ГэВ или около этого, в котором поток космических лучей мал. Следовательно, для данных измерений необходимы детекторы с массой в несколько килотонн, но не требуется высокого пространственного разрешения. Одним из них является проект MONOLITH [33] — спектрометр массой 35 кт, состоящий из горизонтальных намагниченных (1,3 Тл) пластин Fe толщиной 8 см. Металл прослоен плоскостями трековой системы, имеющей пространственное разрешение 1 см и высокое временное разрешение (1 нс) для разделения событий сверху-снизу.

Для некоторого заданного направления идущие вниз v_μ не осциллируют в отличие от идущих вверх. Отношение этих потоков известно с большой систематической неопределенностью. Его измерение как функции угла с характерным для MONOLITH'а высочайшим разрешением по параметру L/E позволит увидеть первый осцилляционный период, что представлено на рис. 27, для $\Delta m^2 = 5 \times 10^{-3}$ эВ 2 .

MONOLITH позволит также существенно уточнить значение Δm^2 , как это показано на рис. 28 для экспозиции 140 кт год.

Отметим, что характер осцилляций проявляется явственней при уменьшении Δm^2 . Как следствие, эксперименты с атмосферными нейтрино проще проводить в области малых Δm^2 в противоположность экспериментам на пучке от ускорителя.

10. Солнечные нейтрино

Физика солнечных нейтрино будет еще одним важным пунктом программы: в эксперименте GNO в настоящее время продолжается набор данных, установка BOREXINO находится в завершающей стадии строительства и приступит к набору информации в начале 2002 г., проект LENS находится в стадии исследований и разработок.

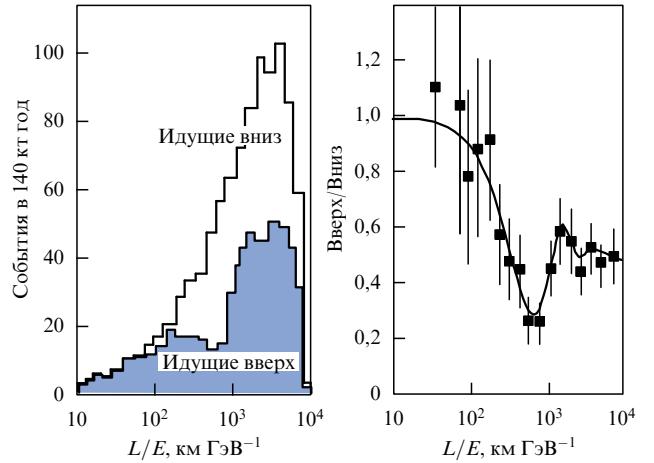


Рис. 27. MONOLITH. Ожидаемые потоки мюонов, идущих вниз и вверх (слева) и зависимость отношения этих потоков от L/E для экспозиции 140 кт год.

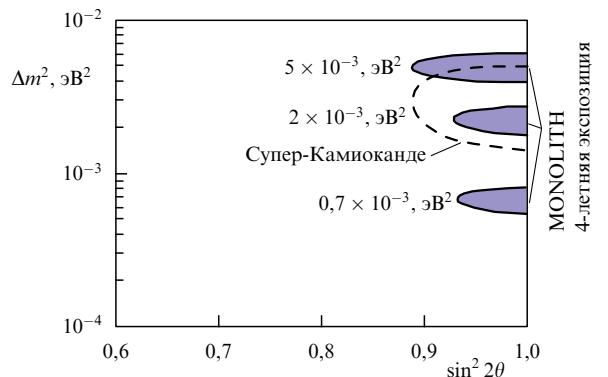


Рис. 28. Ожидаемые результаты в эксперименте MONOLITH при экспозиции 140 кт год для трех различных гипотез относительно Δm^2 в сравнении с имеющимися в настоящее время результатами Супер-Камиоканда. По оси абсцисс $\theta = \theta_{23}$.

Как уже отмечалось, GNO планируется эксплуатировать несколько лет, постепенно снижая статистическую и систематическую неопределенности. Его результат будет весьма важным сам по себе. Можно отметить, в частности, что при окончательно измеренном в эксперименте GALLEX потоке $77,5 \pm 8$ SNU и абсолютном расчетном минимуме 80 SNU, полученном на основе солнечной светимости, одни лишь данные GNO, при условии уменьшения ошибки (и некоторой доли удачи), позволят исключить астрофизическое решение. Кроме того, в случае вакуумного решения или решения LOW могли бы проявиться сезонные вариации.

Как мы уже говорили, поток нейтрино от Be оказывается особенно чувствительным к параметрам нейтринных осцилляций. Измерение этого моноэнергетического (0,86 МэВ) потока в реальном времени является основной целью эксперимента BOREXINO [34]. Электроны отдачи от v_e -рассеяния (сечение v_e -рассеяния для v_μ и v_τ меньше, чем для v_e), производят в веществе жидкостного сцинтиллятора вспышку света, которая регистрируется фотомножителями. В нейлоновой сфере содержится 300 т сверхчистого псевдокумола, 100 т псевдокумола, заключенные в центральной области, составляют эффективный (чувствительный) объем. Нейлоновая сфера окружена

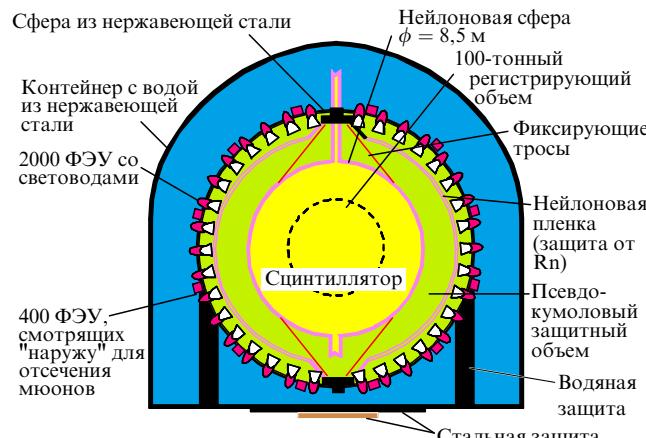


Рис. 29. Схема детектора BOREXINO.

также псевдокумолом, заполняющим сферу из нержавеющей стали диаметром 13,7 м, в которой находятся оптические модули, окружающие нейлоновую сферу. Вся конструкция погружена в резервуар с очищенной водой массой 2500 т (рис. 29).

На рисунке 30 изображен вид изнутри сферы из нержавеющей стали с лесами, подготовленными для монтажа фотоумножителей.

Эксперимент планировался с порогом 0,25 МэВ, поскольку энергетический спектр электронов отдачи является непрерывным вплоть до 0,66 МэВ. При таких низких энергиях основной проблемой является контроль

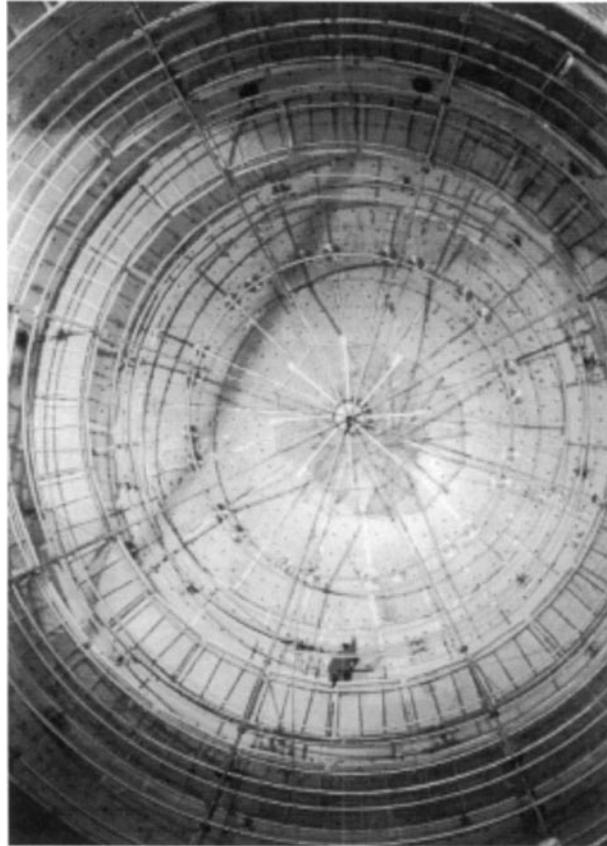


Рис. 30. Вид сферы изнутри с лесами для установки фотоумножителей.

естественной радиоактивности материалов, которая обусловлена присутствующими всюду радиоактивными изотопами. В последние десять лет выполнена обширная программа научно-исследовательских работ для выбора материалов и очистки их до беспрецедентно высоких уровней радиоактивной чистоты. Параллельно были разработаны методы измерения сверхнизких уровней радиоактивности. Достигнуты рекордные значения $10^{-16} - 10^{-17}$ [грамм примеси ("загрязнения") на грамм материала] для ^{232}Th и ^{238}U .

Выход нейтрино от бериллиевой ветви исключительно чувствителен к параметрам осцилляции. Выход составляет 40 событий в сутки для стандартной солнечной модели. На рисунке 31 показаны вероятности выживания электронных нейтрино для трех решений в рамках MSW-эффекта. Большая разница между ними позволяет их разделить. В частности, для решения SMA ожидаемый поток электронных нейтрино равен нулю, но BOREXINO все же сможет регистрировать взаимодействия, вызванные ароматом, в который электронные нейтрино переходят в процессе осцилляций.

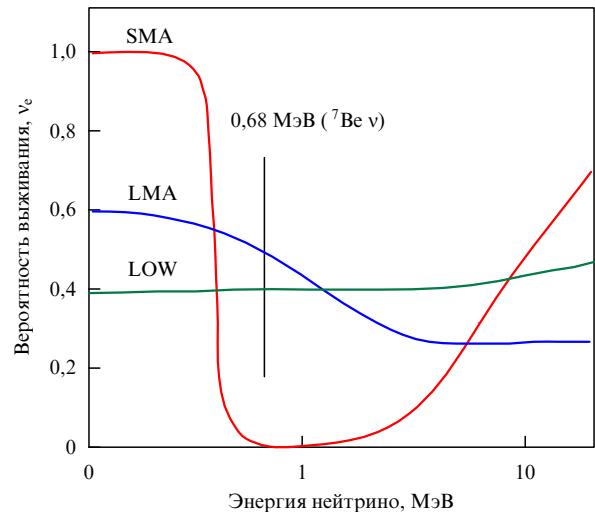


Рис. 31. Зависимость вероятности выживания электронных нейтрино от энергии для различных решений солнечной аномалии.

Если величина Δm^2 достаточно мала, положим $< 10^{-8}$ эВ² как в "вакуумном" решении, ожидаются значительные сезонные вариации нейтринного потока (рис. 32).

Я полагаю, что для полноты программы по физике солнечных нейтрино мы нуждаемся даже в большем, а именно, необходимо измерить спектр нейтрино в реальном времени с тем, чтобы разделить вклады различных ветвей: pp, ^7Be , p-р, ^8B и CNO. Эксперимент должен обеспечить чувствительность к аромату, по крайней мере, в сочетании с результатами других экспериментов. Пока единственным предложением для достижения этой цели является LENS [35]. Предлагаемый проект использует реакцию захвата ν_e (обратный бета-распад) ядрами ^{176}Yb , которые переходят ^{176}Lu в возбужденном состоянии. Регистрируются электрон, образующийся в результате захвата, и запаздывающий γ -квант, используемый как маркер (γ_{tag}) распада возбужденного Lu (рис. 33). Основное состояние ^{176}Lu выше основного состояния ^{176}Yb , что делает этот нуклид устойчивым к

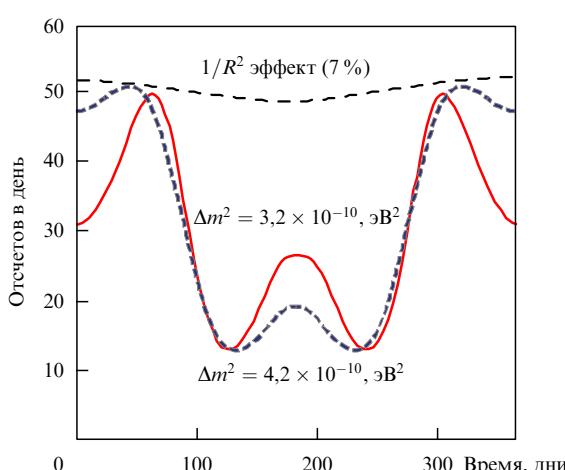


Рис. 32. Ожидаемые сезонные вариации скорости счета в BOREXINO для двух различных значений Δm^2 и максимального смешивания ($\theta_{12} = \pi/4$) в сравнении с чисто геометрическим эффектом, обусловленным эксцентричностью орбиты Земли.

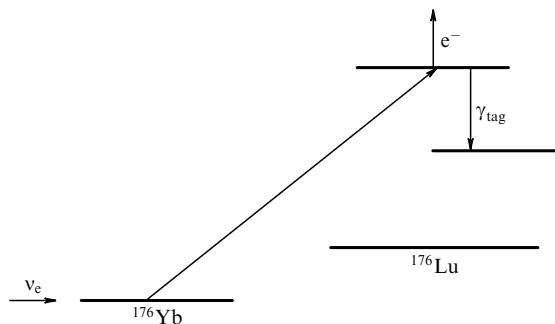


Рис. 33. Схема энергетических уровней при захвате электронного нейтрино ядрами ^{176}Yb .

бета-распаду. Стабильность ядра-мишени является обязательной. Если бы оно было нестабильным (как, например, ^{115}In), электроны β -распада, неотличимые от "захватных" электронов (являющихся сигналом), создавали бы неприемлемый уровень фона.

Эта отличительная черта и низкий (301 кэВ) порог реакции захвата нейтрино делают ядро ^{176}Yb практически уникальным.

Электроны захвата и "маркерные" кванты регистрируются по вспышкам в жидкостном сцинтилляторе, содержащем ядра Yb . Если стандартная солнечная модель справедлива, то детектор на основе 20 т природного Yb обеспечит выход величиной 200 событий в год в pp-ветви, 280 — в берилиевой и 16 — в ppp-ветви. Присутствие γ -маркера смягчает жесткие условия на уровень радиочастоты по сравнению с экспериментом BOREXINO. Тем не менее много проблем еще предстоит разрешить. Необходимо разработать методы изготовления больших количеств сцинтиллятора с высокой загрузкой Yb (не менее 8 %), достаточным световым выходом, подходящей прозрачностью (несколько метров) и химически стабильного. Сцинтиллятор должен быть также безопасным при работе под землей и для персонала и населения в случае аварии.

Кроме того, должны быть определены требуемые уровни радиочастоты физической среды, окружающей сцинтиллятор. Необходимы также источники нейтрино для калибровки детектора.

Если проводимые в этом направлении исследования и разработки закончатся успешно и LENS будет построен, его результаты будут исключительно важными. Ожидаемый в эксперименте выход сильно зависит от параметров смешивания, что позволяет определить их точно. На рисунке 34 приведены энергетические спектры, ожидаемые в стандартной солнечной модели и модифицированные для четырех основных решений. В случае SMA-решения количество отсчетов будет равно нулю для энергетической линии Be и почти все 100 % потока по стандартной солнечной модели будут сосредоточены в области pp-реакции. Для решения LMA как в "берилиевой", так и в pp-области количество отсчетов будет близко к 50 %. Для решения LOW как pp, так и Be потоки нейтрино будут подавлены и сильно отличаться днем и ночью. И, наконец, решение JustSo приводит к сильным сезонным вариациям. Отметим также, что в области "берилиевых" нейтрино LENS чувствителен только к электронным нейтрино, в то время как BOREXINO — ко всем ароматам, так что их сочетание обеспечивает высокую общую чувствительность ко всем нейтринным ароматам.

11. Поиск холодного темного вещества

Астрономические наблюдения показали, что вещества во Вселенной гораздо больше, чем реально видимого. Мы видим звезды и другие объекты, поскольку они испускают свет или другое электромагнитное излучение. При этом мы можем оценить "сияющуюся" массу, например, галактики. С другой стороны, измеряя скорость газовых облаков, вращающихся по орбитам вокруг галактики, мы можем легко определить общую массу этой галактики, используя закон Ньютона. В результате такой процедуры для большого числа галактик получается, что их общая масса по меньшей мере в десять раз превышает сияющуюся массу. На этом основании мы делаем вывод, что Вселенная содержит вещество неизвестного вида, которое обобщенно называют "темной материи".

Возможны два типа темной материи. Первый — это небесные тела, которые слишком малы, чтобы излучать свет (например, планеты); в этом случае невидимое вещество является просто обычным веществом, т.е. состоящим из элементарных частиц — барионов, и называется барионной темной материей.

Другой возможный тип темной материи — элементарные частицы, очень слабо взаимодействующие с обычным веществом и поэтому до сих пор не регистрируемые. Это могут быть и нейтрино, если они обладают массой, поскольку мы знаем, что Вселенная заполнена нейтрино (125 в см³ для нейтрино каждого аромата, в дополнение к космическому микроволновому фону). Так как нейтрино движутся с релятивистской скоростью, эта часть темной материи называется "горячей". Другой, еще более интересной возможностью, является присутствие в составе темной материи пока не открытых, слабо взаимодействующих элементарных частиц. Их можно было бы считать похожими на нейтрино, если бы не приписываемая им масса в сотни ГэВ. Этим

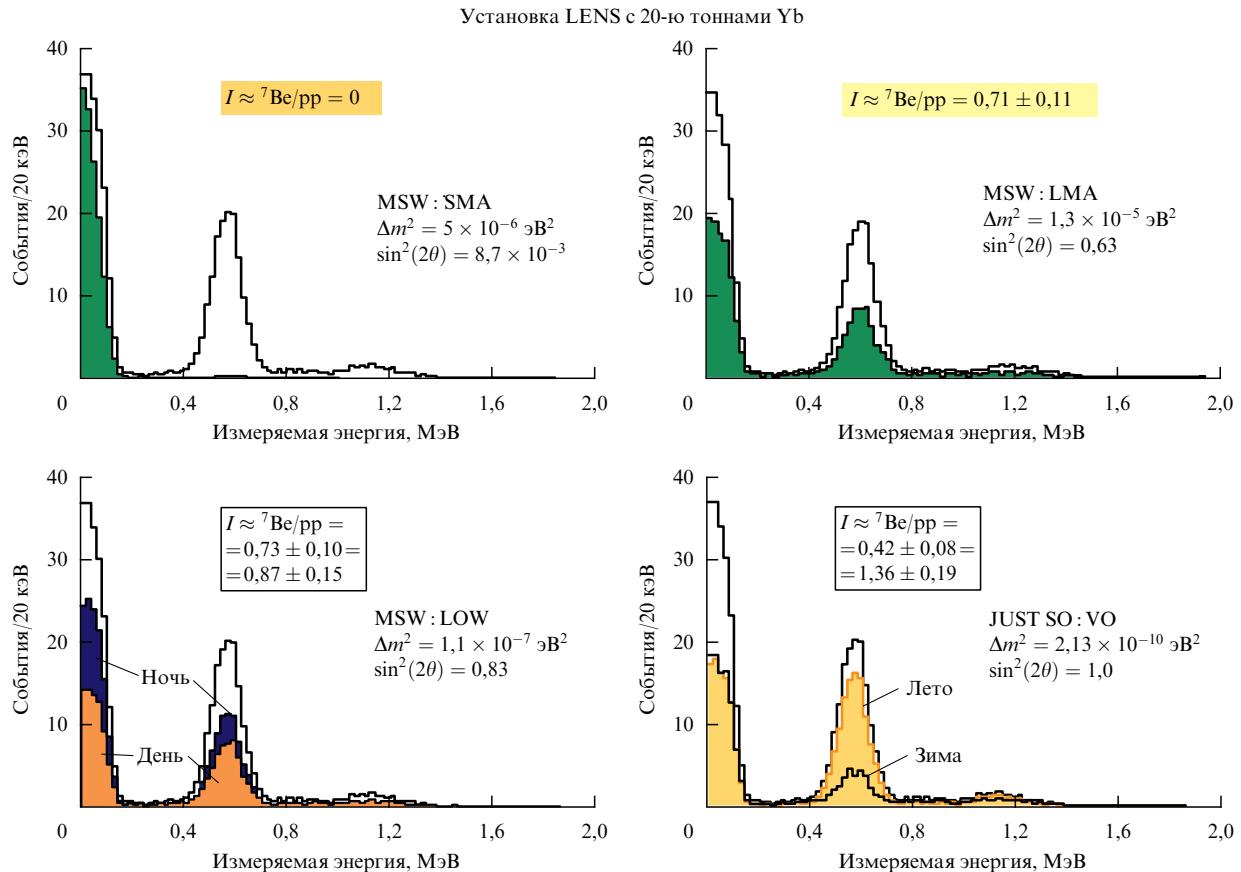


Рис. 34. Энергетические распределения, ожидаемые в эксперименте LENS для различных вариантов решения солнечной аномалии. На каждом графике более светлые гистограммы представляют собой расчет по стандартной солнечной модели $\theta = \theta_{12}$.

гипотетическим частицам присвоено общее название WIMP (слабо взаимодействующие массивные частицы). Поскольку WIMPы являются нерелятивистскими частицами, они составляют "холодную" компоненту темной материи.

В самом деле, мы имеем основательные причины верить, что небарионная темная материя существует. Указания на это следуют также из исходной распространенности легких элементов, в частности,дейтерия, которые были синтезированы в молодой, небольшой и очень горячей Вселенной в результате процесса, зависящего от общей барионной массы. По измеренным значениям распространенности можно оценить общую барионную массу, которая оказывается гораздо меньшей полной массы темной материи. Эти факты приводят к заключению — небарионная темная материя должна существовать.

Подсказку относительно природы небарионной темной материи дает физика элементарных частиц. Стандартная теория с высокой точностью успешно проверена экспериментами, однако, исходя из логических аргументов, мы полагаем, что она может быть не полной. Среди наиболее подходящих кандидатов для расширения теории можно назвать суперсимметрию. В этой теории предполагается, что каждая элементарная частица имеет компаньона, называемого супер搭档ом. Самый легкий из них, предположительно нейтралино, является стабильным. Нейтралино, образовавшиеся в первые мгновения существования Вселенной, должны еще присутствовать вокруг нас. Мы не наблюдаем их

присутствия, поскольку, как и нейтрино, они вступают лишь в очень слабое взаимодействие с веществом, но нейтралино могут составлять большую долю массы Вселенной.

Активный поиск нейтралино ведется в экспериментах на ускорителях, но пока безрезультатно. В частности, данные эксперимента LEP позволяют предполагать, что нейтралино, если они существуют, имеют гораздо более высокую массу — свыше 50 ГэВ.

В Гран Сассо уже проводятся различные эксперименты по поиску темной материи, конкретнее — небарионной холодной темной материи, или WIMP, часть проектов находится в стадии проработки. Это исключительно сложные и тонкие эксперименты.

Мы предполагаем, что в Галактике присутствует холодная темная материя в виде WIMP, монотонно распределенных как огромное облако с плотностью несколько ГэВ на см³ в нашей области. Солнце движется в Галактике со скоростью 230 км с⁻¹, пересекая облако WIMP. Земля вращается вокруг Солнца со скоростью 30 км с⁻¹. В июне направление ее движения параллельно направлению движения Солнца, в декабре — антипараллельно. WIMP падают на наш детектор со скоростью порядка 230 км с⁻¹ ($\beta \approx 10^{-3}$). При соударении WIMP с ядром массы M кинетическая энергия ядра отдачи составит

$$E_k = \frac{\mu^2}{M} \beta^2 (1 - \cos \theta),$$

где μ — масса WIMP, а угол θ — угол рассеяния. Для $\mu = \text{ГэВ} - \text{ТэВ}$, $E_k = 1 - 100 \text{ кэВ}$. Это действительно очень низкая энергия. Ситуация осложняется еще и тем, что может быть зарегистрирована лишь часть энергии Q , выделяющейся в детекторе. Для сцинтиляторов, например, $Q = 0,1$ для йода, $Q = 0,25$ для Ge и $Q = 0,6$ для Xe, для болометров Q близка к 1. Отметим также, что энергетический спектр сигналов WIMP имеет максимум в области низких энергий и быстро падает с увеличением энергии. Точно так же, как фон!

Кроме того, сигналы от WIMP очень редки, поэтому в качестве мишени приходится использовать тяжелые ядра. Имея большую длину волн, WIMP "видят" ядро как единый объект, иными словами, рассеиваются когерентно с вероятностью, пропорциональной \bar{A}^2 . Но даже для когерентных взаимодействий скорость счета событий невелика. Например, суперсимметричные модели предсказывают от 10 до 10^{-6} событий в сутки на килограмм массы детектора. Очевидно, что для установки необходимы материалы с низким фоном. Детекторы должны иметь очень низкий энергетический порог, большую чувствительную массу (от десятков до сотен килограммов или более), хорошее энергетическое разрешение, сверхвысокую радиочистоту и эффективную дискриминацию фона.

Группами, работающими в Гран Сассо, для поиска WIMP развиты три основных уникальных метода.

Первый метод, основанный на использовании сцинтиляторов большой массы, как кристаллических, так и жидкостных, разработан коллаборацией DAMA.

Второй метод использует болометры при температурах ниже одного градуса Кельвина. За последние годы в эксперименте CRESST были выполнены необходимые исследования и разработки, и характеристики их детекторов сейчас близки к интересующим нас уровням чувствительности и фона. Кроме того, в этом направлении в рамках экспериментов MIBETA, CUORICINO и CUORE активно работает также миланская группа.

Третий метод базируется на германиевых детекторах, используемых для поиска двойного бета-распада Гейдельбергской группой. Уже получены рекордные уровни фона при интересующих энергиях, т.е. около 2 МэВ. Для снижения фона в области очень низких энергий, где ведется поиск "холодной" темной материи, т.е. от 10 до 50 кэВ, нужны дополнительные исследования.

В эксперименте DAMA в результате четкой программы исследований и разработок уже несколько лет работает комплекс радиоактивно чистых кристаллов NaI(Tl) общей массой 115 кг. Стратегией эксперимента является поиск годовой модуляции скорости счета при низкой энергии, которая характерна для сигнала, но не для фона (или, по крайней мере, для большей его части). Как отмечалось выше, скорость Земли и детектора относительно Галактики или WIMP меняется в течение года, приобретая максимум в июне и минимум в декабре. Учитывая факт, что плоскость эклиптики не параллельна плоскости орбиты Солнца, находим, что двойная амплитуда модуляции скорости составляет 7 %. Это максимальная ожидаемая модуляция выхода для WIMP.

На рисунке 35 показана зависимость скорости счета от времени (после вычитания постоянной составляющей) в эксперименте DAMA [36] за четырехлетний период. В начале наблюдений периоды накопления информации перемежались периодами наладки оборудования, за

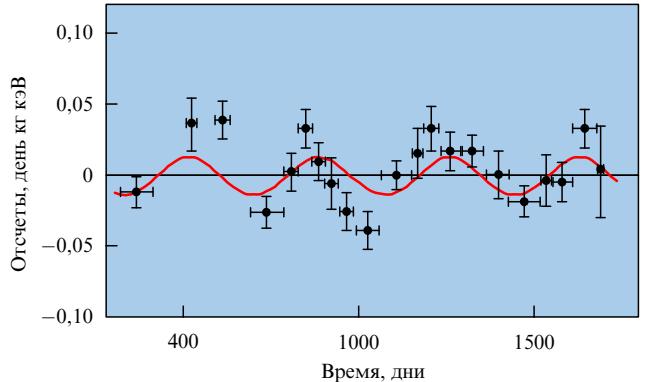


Рис. 35. Зависимость скорости счета от времени в эксперименте DAMA после вычитания постоянной составляющей. Я включил синусоидальную кривую, чтобы показать ожидаемый вид изменения сигнала.

последние годы сбор данных не прерывался. На этом рисунке я позволил себе добавить синусоидальную кривую, чтобы показать ожидаемый ход изменения сигнала.

Допустим, что сигнал от WIMP действительно наблюдаем. В этом случае аппроксимация, выполненная коллаборацией, дает результат, показанный на рис. 36, где ξ — отношение между фактической (неизвестной) и предполагаемой плотностью WIMP. Различные контуры соответствуют различным предположениям относительно распределения WIMP.

Эти результаты исключительно интересны, но требуют дальнейшей работы. Например, для многих физических явлений характерным является годовой период, некоторые из них могут давать вклад в фон, имитирующий сигнал. Группа DAMA уже рассмотрела все предположительные возможности такого рода и способна исключить их, тем не менее, необходимы дальнейшие проверки.

Пока DAMA продолжает набирать информацию в рамках ее 6-летнего рабочего цикла, в этом направлении начат новый этап работы (дублирующая установка

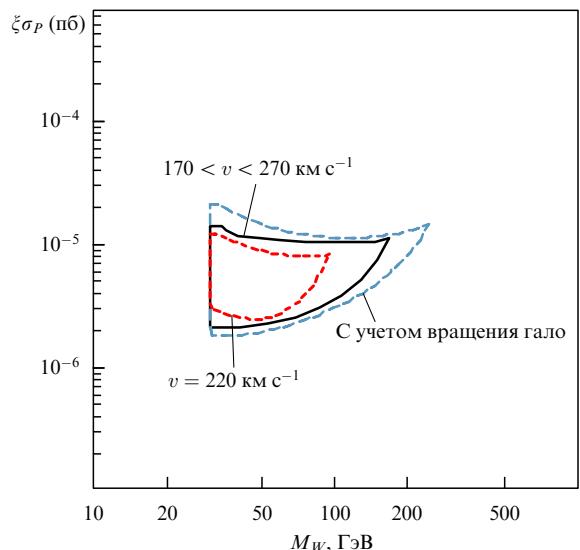


Рис. 36. Области параметров, полученные DAMA, при различных допущениях в характеристиках WIMP.

LIBRA). Уже получены порошки с повышенной радиочистотой, выращены кристаллы NaI с общей массой 250 кг (в два раза больше, чем в первой фазе). Пробный сеанс набора информации будет проведен с конца 2002 г. по сентябрь 2003 г. Затем начнется полноценная 4-летняя программа сбора данных.

Ввиду важности и сложности поиска темной материи, программа Лаборатории включает разные подходы, использующие различные методы и различные ядра-мишени.

Проект CRESST базируется на криогенных калориметрах. Энергия, выделяемая ядрами отдачи в поглотителе, создает фононы, которые термализуются и собираются термометром, находящимся на поверхности поглотителя. Термометр сделан из вольфрама, работающего в сверхпроводящей фазе (при 12 мК) вблизи температуры перехода. В этой области электрическое сопротивление круто растет с ростом температуры. Это явление, связанное с высокой удельной теплоемкостью характерной для криогенных температур, делает изменение сопротивления исключительно чувствительным способом оценки энерговыделения. Существует широкий спектр возможных материалов поглотителя, для текущей фазы эксперимента CRESST2 выбран CaWO₄.

Решающими параметрами являются энергетическое разрешение и фон. Длительная программа исследований и разработок привела к заключению о возможности достичь на CRESST2 [37] энергетического разрешения 133 эВ при 1,5 кэВ и фона в $b = 1$ соб. (кг кэВ сут)⁻¹ при 15 кэВ, в основном из-за радиоактивного загрязнения. Такие характеристики недостаточны.

В радиоактивный фон дают вклад два основных процесса: ионизация, создаваемая электронами и фотонами (этот процесс доминирует) и фон, связанный с нейтронами. Последний дает меньший вклад и создается энерговыделениями ядер отдачи, являясь практически неотличимым от сигнала. С другой стороны, в то время как регистрация фононов обеспечивает одинаковую чувствительность к фотонам, электронам и ядрам отдачи, сцинтилляционные вспышки от ионизации слабее для ядер отдачи и сильнее для электронов и фотонов. Используя эту отличительную черту двух методов, CRESST2 планирует одновременно регистрировать фононы и сцинтилляционный свет для дискриминации, как это схематически показано на рис. 37.

На рисунке 38 представлены данные, полученные с помощью детектора-прототипа, облучаемого фотонами и нейtronами. Наличие двух четко разделенных полос позволяет проводить дискриминацию двух типов событий с высокой достоверностью. Основываясь на этих результатах, в утвержденном недавно эксперименте CRESST2 планируется использовать детектор массой 10 кг, собранный из 33 модулей массой 300 г CaWO₄ каждый, с предполагаемым уровнем отбора 99,7 %.

Ожидается, что за трехлетний период работы будет достигнута чувствительность, показанная на рис. 39 (порог = 15 кэВ, фон до дискриминации $b = 1$ событие на 1 кг кэВ сут). Программа предусматривает изготовление модулей в 2001–2002 гг. и начало набора данных в 2003 г.

Третий метод в программе Гран Сассо основан на применении германиевых детекторов. Я уже говорил об эксперименте группы Гейдельберг–Москва в рамках поиска распада $0\nu2\beta$. Та же самая аппаратура может

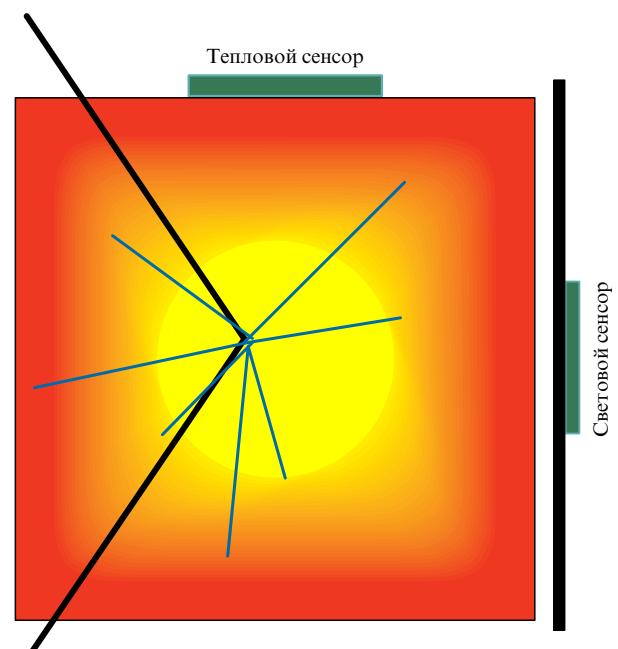


Рис. 37. Принцип регистрации детектора CRESST2.

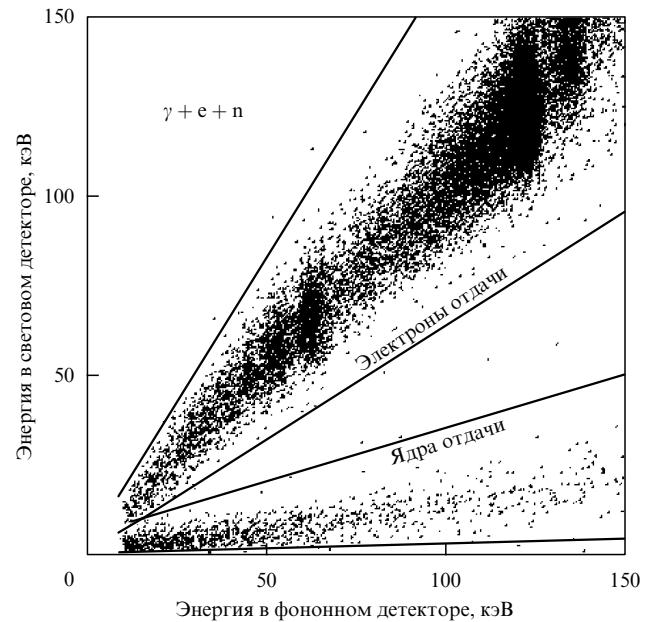


Рис. 38. Зависимость амплитуды светового импульса (кэВ) от амплитуды импульса от фононов (кэВ) в прототипе установки CRESST2, облученном нейтронами, электронами и γ -квантами.

использоваться для поиска холодной темной материи. Здесь важным является фон в области от 10 до 50 кэВ, поэтому, с точки зрения подавления фона, это более сложная задача, чем поиск распада $0\nu2\beta$ (2 МэВ).

Группой предложен эксперимент HDMS [38], предусматривающий возможность подавления фона до необходимого уровня. Он состоит из двух детекторов. Внутренний детектор, содержащий 200 г Ge (р-типа) и являющийся чувствительным объемом, почти полностью окружен внешним детектором (кристалл Ge п-типа), работающим на антисовпадения. Это позволяет отсечь фон окружающей среды (рис. 40). На установке —

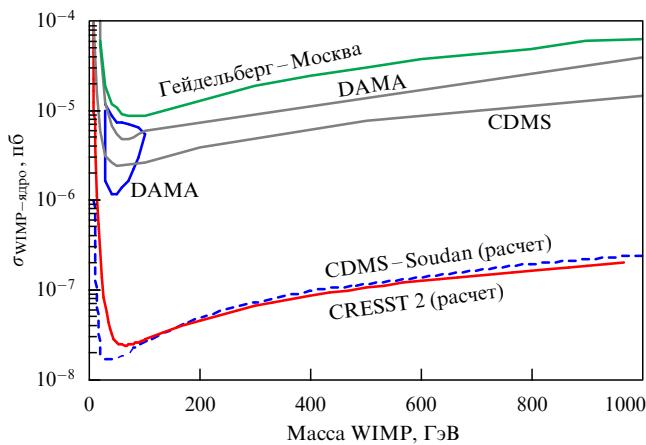


Рис. 39. Ожидаемая чувствительность эксперимента CRESST2 для экспозиции 10 кг в течение 3 лет с фоном до дискриминации $b = 1$ событие на 1 кг кэВ сут. Для сравнения включены лучшие из опубликованных результатов.

прототипе набираются данные уже больше года и на сегодня достигнут уровень фона $b = 0,5$ события на 1 кг кэВ сут в области энергий от 2 до 40 кэВ. Важная составляющая фона собственно кристалла производится космическими лучами за время выращивания кристалла. В окончательном варианте установки используется обогащенный ^{73}Ge (процесс обогащения исключает большую часть космогенного ^{68}Ge), на ней в настоящее время происходит набор данных. Запроектированная чувствительность HMDS охватывает значения сечения от 2×10^{-6} пб для массы WIMP 20 ГэВ до 3×10^{-6} пб для массы 100 ГэВ. Этот эксперимент, в частности, чувствителен и в области работы установки DAMA.

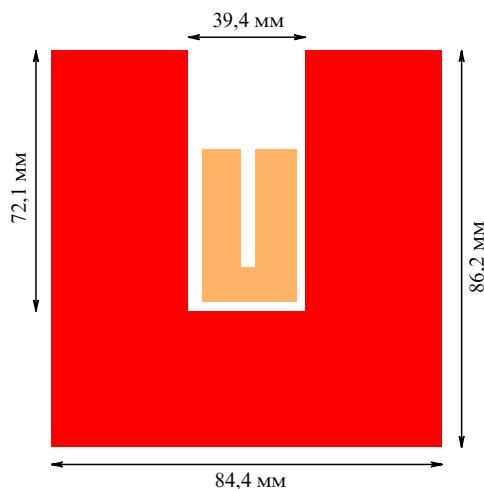


Рис. 40. Схема детектора HMDS.

Та же группа может получить аналогичные или даже лучшие результаты при реализации проекта GENIUS-TF [10]. Этот проект одобрен Лабораторией в основном как опытный при разработке установки GENIUS, но может дать интересные физические результаты и сам по себе. В нем используются 14 гиперчистых германиевых детекторов с чувствительной массой около 40 кг, погруженных в ванну ультрачистого жидкого азота, которая окружена

несколькими экранами. Расчеты по методу Монте-Карло показывают, что в области свыше 11 кэВ можно достичь уровня фона $b = 10^{-2}$ событий на 1 кг кэВ сут.

В дальнейшем установки GENINO с массой 100 кг и GENIUS [9] с массой 1000 кг смогут исследовать большую часть пространства параметров. Но требуются огромные усилия для снижения фона в этих экспериментах в обратной пропорции к нарастающей массе.

12. Заключение

Нейтринная физика в последние годы вступила в новую эру. Открытие нейтринных осцилляций показало, что нейтрино имеют ненулевую массу, а лептонные ароматы не сохраняются. В поисках двойного безнейтринного бета-распада по майорановской массе уже достигнута чувствительность, способная ограничить или исключить некоторые расширения стандартной теории в область высоких энергий. В поисках темной материи достигнуты области, где могут появиться сигналы.

Результаты, которые указывают на существование явлений за пределами стандартной теории, были получены в подземных низкофоновых лабораториях. Вклад Лаборатории Гран Сассо в эти исследования я описал.

Перед нами — исключительно интересное будущее, где возможны революционные открытия. Качество существующей в Гран Сассо инфраструктуры и появление новых экспериментальных помещений стимулировали выдвижение ряда интересных идей и предложений, которые находятся сейчас на разных стадиях проработки, исследований и проверок. Возможно, не все из них будут реализованы экспериментально, но сегодня мы обладаем хорошими шансами, что при определенной доле удачи некоторые из них в ближайшие годы дадут выдающиеся результаты.

Благодарность. Я сердечно благодарен Л.Б. Окуню, В.Л. Гинзбургу, В.А. Матвееву и О.Г. Ряжской за их любезное приглашение провести семинары на основе этой статьи, а также за полезные обсуждения. Благодарю В. Березинского и Ф. Виссани за многочисленные плодотворные дискуссии.

Список литературы

- Bettini A "The Gran Sasso Laboratory 1979–1999", Preprint INFN (1999)
- Понтекорво Б М ЖЭТФ **33** 549 (1957); **34** 247 (1958); Gribov N, Pontecorvo B Phys. Lett. B **28** 493 (1969)
- Wolfenstein L Phys. Rev. D **17** 2369 (1978); **20** 2634 (1979); Михеев С П, Смирнов А Ю ЯФ **42** 1441 (1985); Mikheyev S P, Smirnov A Yu Nuovo Cimento C **9** 17 (1986)
- Fogli G L, Lisi E, Scioscia G Phys. Rev. D **52** 5334 (1995); Fogli G L, Lisi E, Montanino D Phys. Rev. D **54** 2048 (1996)
- Apollonio M et al. (CHOOZ Collab.) Phys. Lett. B **466** 415 (1999)
- Vissani F Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **100** 273 (2001); hep-ph/0012018
- Weinheimer C et al. Phys. Lett. B **460** 219 (1999); Neutrino 2000 Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **91** 273 (2001); Lobashev V M et al. Phys. Lett. B **460** 219 (1999); Neutrino 2000 Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **91** 280 (2001)
- Klapdor-Kleingrothaus H V *Sixty Years of Double Beta Decay — From Nuclear Physics to Beyond Standard Model Particle Physics* (Singapore: World Scientific, 2000)
- Preprints LNGS-LOI 9/97; LNGS-LOI 9/97 add. 1; LNGS P23/2000; GENIUS MPI-Report MPI-H-V26-1999
- Preprints MPI-Report MPI-H-V4-2001; LNGS P27/2001
- Alessandrello A et al. Phys. Lett. B **486** 13 (2000)

12. Preprints LNGS-LOI 16/99; LNGS-LOI 12/98
13. Aglietta M et al. (LVD Collab.) *Nuovo Cimento A* **105** 1793 (1992)
14. Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 1562 (1998); Neutrino 2000 *Nucl. Phys. B* **91** 127 (2001); см. [13]
15. Ambrosio M et al. (MACRO Collab.) *Phys. Lett. B* **434** 451 (1998); *Phys. Lett. B* **478** 5 (2000)
16. (MACRO Collab.), Neutrino 2000 *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **91** 141 (2001)
17. Bahcall J N, Basu S, Pinsonneault M H *Phys. Lett. B* **433** 1 (1998); Bahcall J N, Pinsonneault M H, Basu S *Astrophys. J.* **555** 990 (2001); astro-ph/0010346; Turck-Chièze S, Lopes I *Astrophys. J.* **408** 347 (1993)
18. Cleveland B T et al. *Astrophys. J.* **496** 505 (1998); Davis R *Prog. Part. Nucl. Phys.* **32** 13 (1994)
19. Fukuda Y et al. (Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **77** 1683 (1996)
20. Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **86** 5656 (2001); hep-ex/0103033; Fukuda Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 1158 (1998); Erratum **81** 4279 (1998); **82** 1810 (1999); **82** 2430 (1999); Suzuki Y *Nucl. Phys. B* **77** 35 (1999)
21. (GALLEX Collab.) *Phys. Lett. B* **285** 376 (1992); **314** 445 (1993); **327** 377 (1994); **342** 440 (1995); **357** 237 (1995); **388** 384 (1996); *Phys. Lett. B* **447** 127 (1999)
22. Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *Phys. Lett. B* **328** 234 (1994); Abdurashitov J N et al. *Phys. Rev. C* **60** 055801 (1999); Garvin V N, Neutrino 2000 *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **91** 36 (2001)
23. Altmann M et al. *Phys. Lett. B* **490** 16 (2000)
24. Fogli G L et al. "Solar neutrinos: where are the oscillations?", in *9th Intern. Workshop on Neutrino Telescopes; Venice, March 6–9 2001*; *5th Topical Workshop at the Gran Sasso Laboratory, March 12–14 2001*
25. Bonetti R et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 5205 (1999)
26. (K2K Collab.), Neutrino 2000 *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **91** 203 (2001)
27. Preprints MINOS Technical Design Report, Nu-MI-L-337, October 1998
28. Preprints CERN 98-02, INFN/AE-98/05; CERN-SL/99-034(DI), INFN/AE-99/05
29. Preprints ICANOE proposal to LNGS-SC and CERN SPSC: LNGS-P21/99, CERN/SPSC 99-25; LNGS-P21/99.Add.1; 2, CERN/SPSC 99-40
30. Rubbia A, Private communication
31. See for example: Richter B, Preprints SLAC-PUB-8587 (Aug. 2000); hep-ph/0008222
32. Preprints CERN/SPSC 2000-028; SPSC/P318; LNGS P25/2000 (July 10, 2000)
33. Preprints LNGS P26/2000; CERN/SPSC 2000-031; SPSC/M657 (August 15th, 2000)
34. Arpesella C et al. BOREXINO proposal (Univ. of Milan) 1991; v. Feilitzsch F et al. *Astro Phys.* **8** 141 (1998); Alimonti G et al. (BOREXINO Collab.), hep-ex/0012030 (submitted to *Astropart. Phys.*)
35. Preprints LNGS-LOI 18/99; LNGS P18/99 add.1
36. Bernabei R et al. *Phys. Lett. B* **480** 23 (2000); Bernabei R et al. *Eur. Phys. J. C* **18** 283 (2000)
37. Preprints CRESST2 proposal. LNGS-EXP 29/2001; MPI-PhE/2001-2; LNGS P24/2001 Add.1
38. Preprints HDMS proposal. LNGS-EXP 27/98

Physics beyond the Standard Model: experiments at the Gran Sasso Laboratory

A. Bettini

Dipartimento di Fisica G. Galilei dell'Università di Padova,
INFN Gran Sasso National Laboratory and Sezione di Padova
E-mail: Alessandro.Bettini@lngs.infn.it

Underground laboratory experiments have yielded convincing evidence for physics beyond the standard model. The anomalies observed in solar electron neutrino fluxes and atmospheric muon neutrino data can be explained if neutrinos have mass and oscillate. The physics research program we are currently planning at the Gran Sasso Laboratory ushers neutrino studies into a new stage, in which experiments on CERN's muon-neutrino beam (CNGS project) as well as on solar, atmospheric, and supernova-produced neutrinos will be involved. The relevant thermonuclear cross sections will be measured. The Majorana vs. Dirac nature of electron neutrinos will be explored by searching for neutrino-less double beta decays in different isotopes. Experiments on non-baryonic dark matter have already reached a sensitivity level close to the detection threshold for the neutralino, a particle that some optimistic theories predict. In the coming years, efforts at increasing sensitivity by orders of magnitude through the use of additional techniques will be undertaken as part of the program.

PACS numbers: **12.60.−i**, 14.60.Pq, **26.65.+t**, **95.35.+d**

Bibliography — 38 references

Received 28 March 2001