

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ Б.М. ПОНТЕКОРВО

Эксперименты с солнечными нейтрино

А.В. Дербин

Представлены основные результаты экспериментов с солнечными нейтрино, начиная от данных пионерского Cl–Ag-эксперимента до последних данных Borexino. Приведены потоки и спектры солнечных нейтрино для двух вариантов стандартной солнечной модели, дано краткое описание радиохимических и электронных детекторов. Представлены результаты регистрации ${}^7\text{Be}$ - и pp -нейтрино детектором Borexino. Рассматривается осцилляционное LMA-MSW-решение проблемы солнечных нейтрино.

PACS numbers: 26.65.+t, 14.60.Pq, 95.55.Vj

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201405j.0555

Содержание

1. Введение (555).
 2. Потоки и спектры солнечных нейтрино в стандартной солнечной модели (556).
 - 2.1. Реакции pp -цепочки. 2.2. CNO-цикл. 2.3. Потоки и спектры солнечных нейтрино.
 3. Краткая хронология детектирования солнечных нейтрино (558).
 4. Радиохимические эксперименты (558).
 - 4.1. Cl–Ag-детектор. 4.2. Ga–Ge-детекторы.
 5. Эксперименты с электронными детекторами реального времени (559).
 - 5.1. Kamiokande-II — первый черенковский детектор. 5.2. Super-Kamiokande — большой черенковский водный детектор. 5.3. SNO — детектор с тяжелой водой. 5.4. KamLAND — детектор реакторных нейтрино.
 6. Borexino — сцинтилляционный детектор (561).
 - 6.1. Результаты измерения (ν, e) -рассеяния для ${}^7\text{Be}$ - и ${}^8\text{B}$ -нейтрино. 6.2. Регистрация pp -нейтрино и верхний предел потока CNO-нейтрино. 6.3. Поиск редких процессов. Магнитный момент нейтрино.
 7. Осцилляции нейтрино в вакууме и веществе (564).
 8. Измеренные спектры и потоки солнечных нейтрино и осцилляционное LMA-MSW-решение (564).
 9. Ближайшие перспективы (566).
 10. Заключение (566).
- Список литературы (566).

1. Введение

В настоящее время существование нейтринных осцилляций не вызывает сомнений — активные нейтрино ν_e , ν_μ , ν_τ , возникающие или исчезающие в момент реакции или распада, не являются состояниями с определённой массой. Они связаны с массовыми состояниями ν_1 , ν_2 , ν_3 матрицей Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты (Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata — PMNS) [1–3]. Более того, с хорошей точностью известны как три угла смешивания, θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} , определяющие элементы PMNS-матрицы, так и две разности квадратов масс, $\delta m_{12}^2 = m_2^2 - m_1^2$ и $\delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2$.

Солнечные нейтрино сыграли ключевую роль в открытии нейтринных осцилляций. Нетривиальная проблема — "дефицит" солнечных нейтрино, — поставленная Cl–Ag-экспериментом Р. Дэвиса 45 лет назад [4], была успешно решена благодаря экспериментальным результатам, полученным с детекторами Kamiokande (Kamioka Neutron Decay Experiment) [5], SAGE (Soviet-American Gallium Experiment) [6], GALLEX/GNO (GALLium EXperiment/Gallium Neutrino Observatory) [7], Super-Kamiokande (Super-Kamioka Neutrino Detection Experiment) [8, 9] и SNO (Sudbury Neutrino Observatory) [10, 11], и теоретическим исследованиям осцилляций нейтрино в вакууме [12, 13] и веществе [14–18]. Данные детекторов солнечных нейтрино вместе с результатами регистрации реакторных антинейтрино в эксперименте KamLAND (Kamioka Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector) [19] позволили определить параметры смешивания θ_{12} , δm_{12}^2 и выбрать осцилляционное решение с большим углом смешивания, учитывающее влияние на осцилляции вещества Солнца (Large Mixing Angle (LMA) Mikheyev–Smirnov–Wolfenstein (MSW) solution — LMA-MSW-решение). Детектор Borexino убедительно показал справедливость стандартной солнечной модели (ССМ), продемонстрировав существование ${}^7\text{Be}$ - и pp -нейтрино [20, 21] и подтвердив LMA-MSW-решение.

А.В. Дербин. Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, Орлова роща, 188300 Гатчина, Ленинградская обл., Российская Федерация
Тел. (81371) 4-63-27
E-mail: derbin@pnpi.spb.ru

Статья поступила 6 декабря 2013 г.

В настоящее время актуальные задачи для детекторов солнечных нейтрино связаны как с проверкой современной теории внутреннего строения Солнца, так и с физикой элементарных частиц.

Для астрофизики важнейшей задачей является определение содержания элементов тяжелее гелия в Солнце (металличности). Потoki солнечных нейтрино зависят от металличности. Измерение потоков нейтрино с точностью, которая позволит сделать выбор между солнечными моделями с высокой и низкой металличностью, является первоочередной задачей.

Для физики частиц важно измерение вероятности регистрации электронных нейтрино в зависимости от энергии нейтрино — $P_{ee}(E_\nu)$. Эта зависимость, которая определяется механизмом Михеева–Смирнова–Волфенштейна (MSW), чувствительна к нестандартным взаимодействиям нейтрино с электронами и нуклонами, зависящим от аромата нейтрино.

Другая важная задача состоит в прецизионном измерении спектра электронов отдачи, возникающих при рассеянии pp - и ${}^7\text{Be}$ -нейтрино. Форма спектра весьма чувствительна как к эффективному магнитному моменту нейтрино, так и к нестандартным взаимодействиям. Эксперименты с солнечными нейтрино способны достигнуть точности, которая позволит получить чувствительность к эффективному магнитному моменту нейтрино, сравнимую с чувствительностью лабораторных экспериментов с реакторными нейтрино или нейтрино от искусственных источников.

Детекторы солнечных нейтрино, в которых было достигнуто радикальное снижение уровня фона, необходимое для регистрации нейтрино, были моментально востребованы для поиска других редких процессов: 2β -распада, осцилляций нейтрино в стерильное состояние, регистрации геонейтрино и взаимодействий частиц тёмной материи с веществом.

2. Потоки и спектры солнечных нейтрино в стандартной солнечной модели

Солнце производит энергию посредством превращения водорода в гелий [22]. Суммарная реакция синтеза может быть записана как



Полная энергия, выделяемая при превращении четырёх протонов в ядро гелия, составляет 26,73 МэВ, из которых 0,6 МэВ уносят нейтрино. Основная энергия (99%) производится в реакциях pp -цепочки, цикл CNO (Carbon–Nitrogen–Oxygen) даёт вклад около 1% [23, 24]. Нейтрино излучается в пяти различных реакциях pp -цепочки и в трёх реакциях CNO-цикла.

2.1. Реакции pp -цепочки

Цепочка pp -реакций начинается со слияния двух протонов в ядро дейтерия:



Превращение протона в нейтрон обусловлено слабым взаимодействием, поэтому скорость реакции (2) мала — около 14 млрд лет потребует протону для того, чтобы образовать ядро дейтерия. Именно реакция (2) определяет скорость выгорания Солнца. Излучаемые нейтрино,

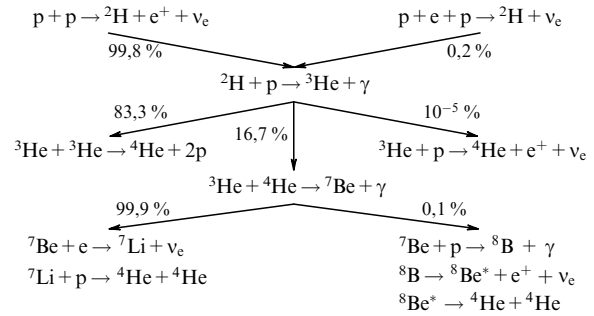


Рис. 1. Пять различных нейтрино (pp , per , hep , ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$) испускается в реакциях pp -цепочки.

известные как pp -нейтрино, имеют непрерывный спектр с граничной энергией 420 кэВ.

Существует альтернативный механизм производства дейтронов:



Скорость реакции (3) с тремя частицами в начальном состоянии примерно в 400 раз меньше, чем скорость основной реакции (2). Энергия per -нейтрино фиксированна — 1,44 МэВ.

Образующийся дейтерий почти мгновенно ($\tau = 6$ с) захватывает протон и превращается в гелий-3:

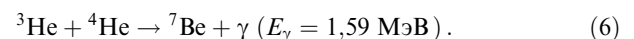


При этом испускается γ -квант с энергией $E_\gamma \approx 5,49$ МэВ. Поскольку скорость реакции велика, концентрация дейтерия в Солнце мала и прямая реакция синтеза ${}^4\text{He}$ из двух ядер дейтерия практически не идёт.

Образующееся ядро ${}^3\text{He}$ имеет три варианта дальнейших превращений (рис. 1). В большинстве случаев ($\approx 83\%$) два ядра ${}^3\text{He}$ сливаются в ядро ${}^4\text{He}$, освобождая при этом два протона и 12,86 МэВ кинетической энергии:



Другая возможность, которая реализуется примерно в 17% случаев, связана с образованием ядра ${}^7\text{Be}$:

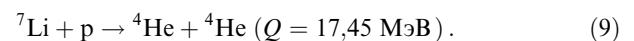
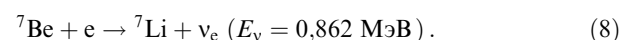


Наконец, существует небольшая вероятность ($\sim 10^{-5}\%$) протекания реакции, вызванной слабым взаимодействием:



Возникающие при этом hep -нейтрино являются самыми высокоэнергетическими солнечными нейтрино (граничная энергия 18,7 МэВ), однако их поток пока слишком мал для того, чтобы его можно было зарегистрировать.

Два варианта превращений ожидают ядро ${}^7\text{Be}$. Электронный захват приводит к образованию ядра ${}^7\text{Li}$, которое распадается на две α -частицы при захвате протона:



где Q — энергвыделение в реакции. Монохроматические ${}^7\text{Be}$ -нейтрино имеют энергию 862 кэВ (89,6%) или 384 кэВ (10,4%), если распад ${}^7\text{Be}$ идёт на первое возбуждённое состояние ядра ${}^7\text{Li}$.

Другая возможность для ядра ${}^7\text{Be}$, реализующаяся в 0,1 % случаев, связана с захватом протона:

$${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma \quad (Q = 0,136 \text{ МэВ}), \quad (10)$$

$${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e \quad (Q = 16,3 \text{ МэВ}), \quad (11)$$

$${}^8\text{Be}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He} \quad (Q = 1,6 \text{ МэВ}). \quad (12)$$

${}^8\text{B}$ -нейтрино, испускаемые в β^+ -распаде ${}^8\text{B}$, имеют максимальную энергию 16,3 МэВ. Черенковские детекторы солнечных нейтрино регистрируют рассеяние нейтрино на электроне только для ${}^8\text{B}$ -нейтрино вследствие высокого ($> 3,5 \text{ МэВ}$) порога регистрации электронов.

В настоящее время измерены спектры электронов отдачи для ${}^8\text{B}$ -, ${}^7\text{Be}$ - и pp -нейтрино. Можно надеяться, что в ближайшее время удастся зарегистрировать (ν, e) -рассеяние от pp - и CNO -нейтрино.

2.2. CNO-цикл

Как отмечалось выше, вклад CNO -цикла в общее энерговыделение Солнца составляет около 1 %. Однако для более тяжёлых звёзд, имеющих более высокую температуру центральной области, вклад CNO -цикла может быть определяющим. Энерговыделения в pp -цепочке и CNO -цикле уравниваются при температуре $\sim 2 \times 10^7 \text{ К}$ [23], которая всего лишь в 1,3 раза превышает температуру в центре Солнца.

Основные реакции CNO -цикла в Солнце приведены на рис. 2. При более высоких температурах существует несколько дополнительных циклов. В основном верхнем цикле углерод, как наиболее распространённый (после водорода и гелия) элемент на Солнце, выступает в качестве катализатора. Первый цикл начинается реакцией захвата протона ядром ${}^{12}\text{C}$:

$${}^{12}\text{C} + p \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma \quad (Q = 1,94 \text{ МэВ}), \quad (13)$$

которое вновь освобождается вместе с ядром ${}^4\text{He}$ в реакции

$${}^{15}\text{N} + p \rightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He} \quad (Q = 4,97 \text{ МэВ}). \quad (14)$$

В этом цикле испускается два нейтрино в β^+ -распадах ядер ${}^{13}\text{N}$ и ${}^{15}\text{O}$:

$${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e \quad (E_\nu = 1,20 \text{ МэВ}), \quad (15)$$

$${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e \quad (E_\nu = 1,73 \text{ МэВ}). \quad (16)$$

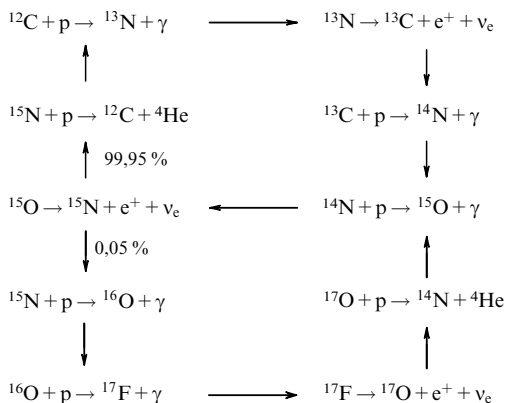


Рис. 2. Реакции CNO -цикла.

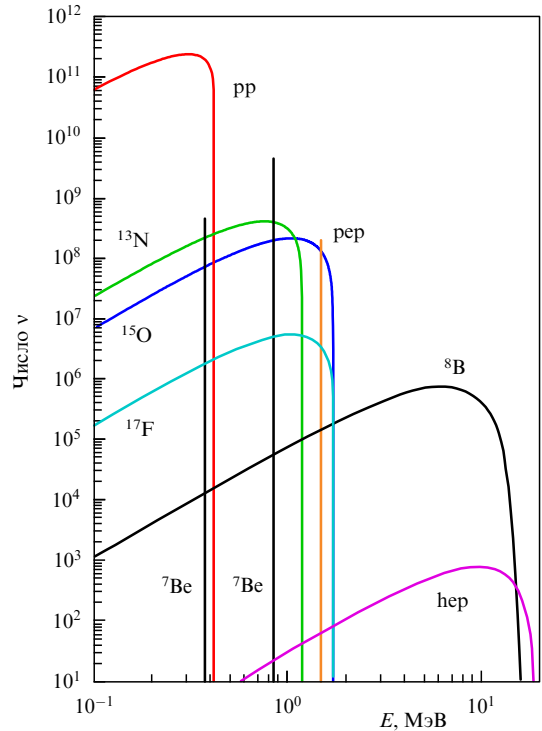


Рис. 3. Энергетические спектры солнечных нейтрино (число ν на $1 \text{ см}^2 \text{ МэВ с}$ для непрерывных спектров и число ν на $1 \text{ см}^2 \text{ с}$ для монохроматических).

Во втором нижнем цикле нейтрино испускаются при β^+ -распаде ${}^{17}\text{F}$, но их поток примерно в 50 раз меньше:

$${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e \quad (E_\nu = 1,74 \text{ МэВ}). \quad (17)$$

Ядра ${}^{13}\text{N}$, ${}^{15}\text{O}$ и ${}^{17}\text{F}$ могут испытывать, помимо β^+ -распадов, электронный захват с испусканием монохроматических нейтрино, но вероятность этой реакции не превышает значения 10^{-3} по отношению к вероятности β -распада [25].

2.3. Потоки и спектры солнечных нейтрино

Спектры солнечных нейтрино показаны на рис. 3, значение потоков приведено в табл. 1. Наиболее интенсивный поток pp -нейтрино составляет $6 \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$; поток ${}^7\text{Be}$ -нейтрино примерно на порядок меньше — $5 \times 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$; поток ${}^8\text{B}$ -нейтрино в тысячу раз

Таблица 1. Потоки нейтрино для высокой металличности (НМ) (Greves, Sauval (1998) (GS98)) [26] и низкой металличности (LM) (Serenelli, Basu, Ferguson (2009) (SBF09)) [27] в модели Serenelli, Haxton, Pena-Gray (2011) (SHP11) [24]

| Тип ν | $R, \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ | НМ | LM | $\sigma, \%$ | $\delta, \%$ |
|-------------------|-------------------------------------|------|------|--------------|--------------|
| pp | 10^{10} | 5,98 | 6,03 | 0,6 | 0,8 |
| pep | 10^8 | 1,44 | 1,47 | 1,2 | 2,1 |
| hep | 10^3 | 8,04 | 8,31 | 30 | 3,4 |
| ${}^7\text{Be}$ | 10^9 | 5,00 | 4,56 | 7 | 8,8 |
| ${}^8\text{B}$ | 10^6 | 5,58 | 4,59 | 14 | 17,7 |
| ${}^{13}\text{N}$ | 10^8 | 2,96 | 2,17 | 14 | 26,7 |
| ${}^{15}\text{O}$ | 10^8 | 2,23 | 1,56 | 15 | 30,0 |
| ${}^{17}\text{F}$ | 10^6 | 5,52 | 3,40 | 17 | 38,4 |

Примечание. R — множитель для потоков с НМ и LM, σ — ошибка значений потоков НМ и LM, δ — относительная разница потоков НМ и LM.

меньше, чем поток ${}^7\text{Be}$ -нейтрино: $6 \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Для сравнения, поток нейтрино (антинейтрино) от реактора тепловой мощностью 3 ГВт на расстоянии 15 м составляет $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Теоретические неопределённости ССМ для pp -цепочки составляют от 0,6 % до 14 %. Различие в предсказаниях моделей с низкой и высокой металличностью составляет 9 % для ${}^7\text{Be}$ -нейтрино, 18 % для ${}^8\text{B}$ -нейтрино и достигает 40 % для CNO -нейтрино. Это связано с зависимостью скорости ядерных реакций от плотности ядер и температуры, на распределение которых по радиусу Солнца влияет металличность.

3. Краткая хронология детектирования солнечных нейтрино

Первая теория слабого взаимодействия — теория β -распада — была создана Э. Ферми в 1934 г., вскоре после того как В. Паули в 1930 г. высказал гипотезу о существовании нейтрино. Первые эксперименты по измерению импульса ядер отдачи, испытавших β -распад, выполненные А. Лейпунским в 1936 г., и К-захват, проведённые Д. Алленом в 1942 г., косвенно подтвердили существование нейтрино. Используя фермиевский лагранжиан и экспериментально определённое значение константы Ферми G_F , Г. Бете и Р. Пайерлс предсказали исключительно малое ($\sim 10^{-44} \text{ см}^2$) сечение взаимодействия нейтрино с энергией 1 МэВ с ядрами [28].

В 1946 г. Б. Понтекорво предложил ${}^{37}\text{Cl}(v, e){}^{37}\text{Ar}$ -реакцию для регистрации нейтрино [29]. Представление об антинейтрино появилось как чисто теоретическое, поскольку нейтрино, не имеющее электрического заряда, может являться истинно нейтральной частицей. Такое нейтрино впервые было предложено Э. Майораной в 1937 г. В 1946 г. для разрешения этой проблемы Б. Понтекорво предложил поискать реакцию обратного электронного захвата (electron capture — EC) на ядре ${}^{37}\text{Cl}$ в реакторном потоке нейтрино (антинейтрино). В эксперименте Дэвиса на реакторе в 1955 г. действительно не удалось обнаружить реакцию ${}^{37}\text{Cl}(v, e){}^{37}\text{Ar}$, что доказывало нетождественность нейтрино, излучаемого в β -распаде, и нейтрино в реакции электронного захвата. Открытие в 1957 г. несохранения пространственной чётности Ли и Янгом [30] и Ву [31] поставило новый вопрос: связано ли отсутствие сигнала в $\text{Cl}-\text{Ar}$ -эксперименте только с различной спиральностью нейтрино и антинейтрино, или с разными свойствами этих частиц относительно зарядового сопряжения? Вопрос до сих пор остаётся открытым. Обнаружение безнейтринного двойного бета-распада будет означать, что нейтрино — майорановская частица.

Возможность регистрации солнечных нейтрино стала реально обсуждаться после того, как в 1958 г. было обнаружено, что сечение реакции ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$ в 1000 раз больше, чем предполагалось ранее. Следовательно, в 10^3 раз увеличивались скорость образования ${}^8\text{B}$ в реакции ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$, а значит, поток ${}^8\text{B}$ -нейтрино [32].

Первые вычисления потоков ${}^7\text{Be}$ - и ${}^8\text{B}$ -нейтрино были выполнены Д. Бакалом в 1962–1963 гг. В 1964 г. Р. Дэвис предложил конкретный $\text{Cl}-\text{Ar}$ -детектор для регистрации солнечных нейтрино. В 1964–1967 гг. Ф. Райнес пытался зарегистрировать (v, e) -рассеяние солнечных нейтрино. В 1965 г. В.А. Кузьмин предложил для регистрации

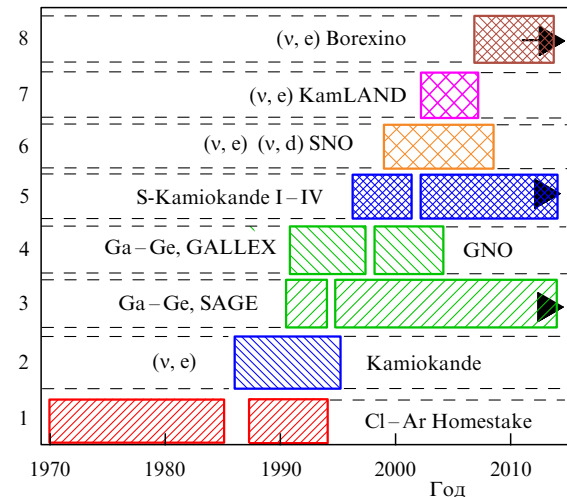


Рис. 4. Хронология появления детекторов, регистрирующих солнечные нейтрино.

солнечных нейтрино реакцию ${}^{71}\text{Ga}(v, e){}^{71}\text{Ge}$, имеющую энергетический порог 233 кэВ [33].

Практически одновременно с первыми результатами $\text{Cl}-\text{Ar}$ -эксперимента Р. Дэвиса появляется знаменитая работа В. Грибова и Б. Понтекорво [12], из которой следует, что для объяснения результатов $\text{Cl}-\text{Ar}$ -эксперимента угол смешивания должен быть близок к максимальному. Угол смешивания нейтрино, больший, чем в кварковом секторе, представлялся в то время с теоретической точки зрения маловероятным. Сейчас мы знаем, что этот угол действительно велик: $\theta_{12} = 34^\circ$.

В 1985 г. появилась другая знаменитая работа С. Михеева и А. Смирнова об осцилляциях нейтрино в веществе [16]. Основываясь на более ранних работах Волффштейна [14, 15], Михеев и Смирнов показали [16–18], что возможен механизм резонансного усиления осцилляций в веществе, который при малом вакуумном смешивании, $\theta_{12} \sim 10^{-2}$, приводит к большой вероятности конверсии электронного нейтрино в мюонное нейтрино в веществе Солнца. Данный механизм также объяснял результаты $\text{Cl}-\text{Ar}$ -эксперимента при общепринятом в то время предположении, что вакуумное смешивание мало. Как оказалось, работы [12, 16–18] решают проблему солнечных нейтрино. Но чтобы понять это, потребовалось создать восемь детекторов солнечных нейтрино (рис. 4). Основные результаты, полученные с этими детекторами, приведены в табл. 2.

4. Радиохимические эксперименты

Два типа радиохимических детекторов регистрировали солнечные нейтрино: хлорный ($\text{Cl}-\text{Ar}$) и галлиевый ($\text{Ga}-\text{Ge}$) детекторы. Основные параметры радиохимических детекторов показаны в табл. 3.

4.1. $\text{Cl}-\text{Ar}$ -детектор

Для регистрации нейтрино использовалась реакция обратного электронного захвата $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$, предложенная Б.М. Понтекорво [29]. Образующийся ${}^{37}\text{Ar}$ извлекали из 615 т тетрахлорэтилена и подсчитывали его активность низкофоновым газовым счётчиком. Измеренная скорость образования ${}^{37}\text{Ar}$ (5 атомов за 1 месяц в 615 т C_2Cl_4 или 2,5 SNU (Solar neutrino unit —

Таблица 2. Детекторы солнечных нейтрино и основные результаты

| Детектор | Основной результат |
|--------------------------------------|---|
| Cl–Ar | Первая регистрация солнечных нейтрино. Поставлена проблема дефицита потока солнечных нейтрино |
| Kamiokande | Первая регистрация нейтрино в реальном времени. Подтверждено, что наблюдаемый сигнал идёт от Солнца |
| SAGE, GALLEX/GNO | Регистрация pp-нейтрино, составляющих основную часть потока солнечных нейтрино. Подтверждён дефицит регистрируемого потока по сравнению с предсказываемым в ССМ |
| Super-Kamiokande | Прецизионное измерение потока ^8B -нейтрино. Открытие осцилляций атмосферных нейтрино |
| SNO | Открытие осцилляций солнечных нейтрино. Измерение потока ^8B -нейтрино в заряженном и нейтральном каналах |
| KamLAND | Открытие осцилляций реакторных нейтрино. Выбор LMA-осцилляционного решения для антинейтрино |
| Borexino | Измерение потоков ^7Be - и pep -нейтрино. Исключено LOW-осцилляционное решение* для нейтрино |
| * LOW — Long Oscillation Wavelength. | |

Таблица 3. Характеристики радиохимических детекторов

| Детектор | Продолжительность эксперимента | Состав, масса детектора | Метод, регистрируемые нейтрино | Порог регистрации, кэВ | Результат * |
|---|--------------------------------|------------------------------------|--|------------------------|---|
| Homestake | 1970–1994 гг., 108 циклов | C_2Cl_4 , 615 т | $\nu_e + ^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$, ^7Be (13,1 %) + pep (2,7 %) + + CNO (2,4 %) + ^8B (81,8 %) | 814 | $2,56 \pm 0,16 \pm 0,16 \text{ SNU}$, $0,322 \pm 0,080$ |
| SAGE (действует) | 1990–2006 гг., 157 циклов | Ga (металл), 50 т | $\nu_e + ^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge} + e^-$, pp (55 %) + ^7Be (28,3 %) + + pep (2,3 %) + + CNO (3,4 %) + ^8B (11 %) | 233 | $65,4 \pm 3,1 \pm 2,7 \text{ SNU}$, $0,511 \pm 0,075$ |
| GALLEX | 1991–1997 гг., 67 циклов | GaCl_3 , 30,3 т | | | $73,4 \pm 6,1 \pm 4,1 \text{ SNU}$, $0,574 \pm 0,098$ |
| GNO-30 | 1998–2003 гг., 58 циклов | | | | $62,9 \pm 5,4 \pm 2,5 \text{ SNU}$, $0,492 \pm 0,081$ |
| GALLEX + GNO | | | | | $67,6 \pm 4,0 \pm 3,2 \text{ SNU}$, $0,529 \pm 0,079$ |
| * Измеренная скорость счёта (в SNU) и отношение измеренной скорости счёта к ожидаемой в ССМ SHP11(GS98) [24]. | | | | | |

1 захват нейтрино на 10^{36} ядер мишени в 1 с) составила $\sim 1/3$ от предсказываемой ССМ. Так возникла проблема солнечных нейтрино, которая была разрешена через 30 лет.

4.2. Ga–Ge-детекторы

В экспериментах SAGE, GALLEX/GNO для регистрации нейтрино используется реакция, предложенная В. Кузьминым: $\nu_e + ^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge} + e^-$ [33]. Порог реакции составляет всего 233 кэВ, что позволяет регистрировать основную часть pp-нейтрино, вклад которых в общую скорость счёта солнечных нейтрино равен 55 % (см. табл. 2). Важное преимущество галлиевого детектора состоит также в более коротком времени жизни ^{71}Ge — 16,5 сут против 50,6 сут у ^{37}Ar , что позволяет чаще проводить извлечение Ge из объёма детектора.

Эксперименты GALLEX и GNO проводились в лаборатории Гран Сассо (3500 метров водного эквивалента (м.в.э.)) в 1991–2003 гг. с детектором массой 30 т [7, 34–36].

Эксперимент в Баксанской нейтринной обсерватории (4700 м.в.э.) — SAGE — начался в 1991 г. и продолжает измерения в настоящее время [6, 37]. Масса галлия в детекторе SAGE вдвое больше, чем в GALLEX/GNO. Несмотря на существенное различие в способах извлечения Ge из огромной массы галлия, результаты SAGE и GALLEX/GNO для скорости счёта оказываются совпадающими в пределах экспериментальных ошибок. Это

явилось дополнительным подтверждением регистрации нейтрино. SAGE и GALLEX подтвердили дефицит нейтрино, но отношение регистрируемого потока к ожидаемому составило величину 0,55, а не 0,3, как в Cl–Ar-эксперименте.

Важным достоинством детекторов SAGE и GALLEX является тот факт, что они были прокалиброваны с источником нейтрино ^{51}Cr . Детектор SAGE в 2004 г. был дополнительно прокалиброван с источником ^{37}Ar . Интересно, что число событий, зарегистрированных от источников нейтрино, оказалось меньше ожидаемого со статистической значимостью 3σ [38]. Это может быть связано с осцилляциями электронного нейтрино в стерильное состояние. Область возможных осцилляционных параметров (разность квадратов масс δm_s^2 и угол смешивания θ_s) оказалась совместимой с параметрами, найденными в ускорительных и реакторных экспериментах [39]. Для поиска таких переходов предлагается разместить источник ^{51}Cr в центре Ga-детектора, разделённого на две концентрические зоны. Эксперимент чувствителен к осцилляциям с $\delta m^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$ с амплитудой осцилляций $\sin^2(2\theta_s)$ в несколько процентов [40].

5. Эксперименты с электронными детекторами реального времени

Основные параметры пяти электронных детекторов приведены в табл. 4. Kamiokande, Super-Kamiokande

Таблица 4. Характеристики электронных детекторов *

| Детектор | Время эксперимента | Состав, масса детектора | Метод, регистрируемые нейтрино | Порог регистрации, МэВ | $R = \Phi_{\text{meas}} / \Phi_{\text{SHP11(GS98)}}$, Φ , $10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ |
|---|--------------------|-----------------------------------|---|---|---|
| Kamiokande-II | 1986–1995 гг. | H ₂ O, 3 кт | $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$ ⁸ B (100%) | 7,5 | $R_{\text{SB}} = 0,50 \pm 0,07$ $\Phi_{\text{ve}} = 2,80 \pm 0,38$ |
| Super-Kamiokande | I | 1996–2001 гг. 1496 сут | H ₂ O, 50 кт, 32 кт — IV, 18 кт — OV | 5,5 | $R_{\text{SB}} = 0,43 \pm 0,01$ $\Phi_{\text{ve}} = 2,38 \pm 0,08$ |
| | II | 2002–2005 гг. 791 сут | | | $R_{\text{SB}} = 0,43 \pm 0,03$ $\Phi_{\text{ve}} = 2,41 \pm 0,16$ |
| | III | 2006–2008 гг. 548 сут | | | $R_{\text{SB}} = 0,42 \pm 0,01$ $\Phi_{\text{ve}} = 2,32 \pm 0,06$ $R_{\text{SB}} = 0,42 \pm 0,01$ $\Phi_{\text{ve}} = 2,34 \pm 0,05$ |
| | IV | С 2008 г. | | | |
| SNO | I | D ₂ O, 1006 т | $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ CC **, 4 МэВ | 6,5 | $R_{\text{SB}} = 0,32 \pm 0,02$ $\Phi_{\text{CC}} = 1,76 \pm 0,11$ |
| | | | $\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$ NC, 2,22 МэВ | | $R_{\text{SB}} = 0,43 \pm 0,05$ $\Phi_{\text{ve}} = 2,39 \pm 0,27$ |
| | | | $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ ES *** | | $R_{\text{SB}} = 0,91 \pm 0,11$ $\Phi_{\text{NC}} = 5,09 \pm 0,62$ |
| | II | 2001–2004 гг. 391 сут | + NaCl 2 т | $^{35}\text{Cl} + n \rightarrow ^{36}\text{Cl} + 8,6 \text{ МэВ} (2-4\gamma)$ | $\Phi_{\text{CC}} = 1,68 \pm 0,11$ $\Phi_{\text{ve}} = 2,35 \pm 0,27$ $\Phi_{\text{NC}} = 4,94 \pm 0,43$ |
| | III | 2004–2006 гг. | + ³ He-счётчики | $^3\text{He} + n \rightarrow p + ^3\text{H}$ +0,76 МэВ | $\Phi_{\text{CC}} = 1,67 \pm 0,09$ $\Phi_{\text{ve}} = 1,77 \pm 0,24$ $\Phi_{\text{NC}} = 5,54 \pm 0,45$ |
| I + II + III, подгонка для всех реакций | | | | | $R_{\text{SB}} = 0,94 \pm 0,04$ $\Phi_{\text{B}} = 5,25 \pm 0,20$ |
| KamLAND | 2002–2007 гг. | Додекан 0,8, РС 0,2, 1000 т | $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$ ⁸ B (100%) | 5,5 | $R_{\text{SB}} = 0,50 \pm 0,07$ $\Phi_{\text{B}} = 2,77 \pm 0,41$ |
| Borexino | | | $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$ ⁷ Be (0,862 МэВ) пер ⁸ B (> 3 МэВ) | 0,2 | $R_{\text{7Be}} = 0,62 \pm 0,04$ 46 ± 2,2 событий в 1 сут на 100 т $R_{\text{пер}} = 0,69 \pm 0,16$ 3,1 ± 0,7 событий в 1 сут на 100 т $R_{\text{SB}} = 0,43 \pm 0,08$ 0,22 ± 0,04 событий в 1 сут на 100 т |

* Φ — регистрируемый поток ⁸B-нейтрино, R — отношение измеренной скорости счёта к ожидаемой в CCM SHP11(GS98) [24].
** Заряженный ток.
*** (ν, e)-рассеяние.

и SNO являются черенковскими детекторами, а KamLAND и Borexino — сцинтилляционными детекторами.

5.1. Kamiokande-II — первый черенковский детектор

Детектор Kamiokande-II располагался в шахте Камиока (2700 м.в.э.). Первоначально предполагалось использовать его для поиска распада протона. Детектор представлял собой цилиндр диаметром 15,6 м и высотой 16 м, заполненный 3000 т очищенной воды, которая просматривалась 1000 фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), смонтированных на поверхности танка. Благодаря высокой степени очистки воды порог регистрации электронов удалось понизить до 7,5 МэВ и зарегистрировать нейтрино вначале от сверхновой SN1987A, а затем и солнечные ⁸B-нейтрино. Восстановление направления электронов отдачи, использующее конус черенковского излуче-

ния, продемонстрировало, что источником нейтрино является Солнце [5].

Первый результат Kamiokande-II был опубликован до получения данных Ga–Ge-детекторов. Разность отношений измеренной скорости нейтрино счёта к ожидаемой, $R = \Phi_{\text{meas}} / \Phi_{\text{CCM}}$, для Kamiokande-II и Cl–Ar-детектора на $1,3\sigma$ отличается от нуля. Это явилось первым указанием на зависимость величины дефицита солнечных нейтрино от энергии нейтрино.

5.2. Super-Kamiokande — большой черенковский водный детектор

Успехи Kamiokande-II в нейтринной физике и отрицательный результат поиска распада протона привели к созданию детектора Super-Kamiokande (SK), масса которого в 17 раз больше. Super-Kamiokande представляет собой цилиндрический бак из нержавеющей стали с

почти равными между собой высотой (41,4 м) и диаметром (39,3 м), содержащий 50 кт хорошо очищенной воды. Внутри бака выделен центральный (внутренний) объём (IV) (32 кт) также в форме цилиндра, оптически отделённый от внешнего объёма. Все ФЭУ установлены на поверхности внутреннего детектора: 11 тыс. ФЭУ с диаметром фотокатода 20 дюймов просматривают внутренний объём, а 1800 ФЭУ с диаметром фотокатода 8 дюймов — внешний объём (OV). Внешний детектор подавляет окружающую γ -активность и нейтронную активность и играет роль мюонного вето. Коллаборация Super-Kamiokande начала измерения в 1996 г. и уже через два года объявила об открытии осцилляций атмосферных нейтрино [41].

Хронологически работа детектора делится на четыре периода: SK-I, SK-II, SK-III и SK-IV (см. табл. 4) [9]. Окончание первого периода определило одновременное разрушение 6600 ФЭУ вследствие гидравлического удара. После полного восстановления всех ФЭУ наступил период SK-III. Период SK-IV соответствует началу работы новой электроники и, в частности, регистрации ускорительных нейтрино в эксперименте T2K (Tokai to Kamioka). За 17 лет работы Super-Kamiokande порог регистрации электронов был понижен в с 5,5 МэВ до $\approx 3,5$ МэВ.

Результат SK-I подтвердил дефицит солнечных ^8B -нейтрино, при этом поток ^8B -нейтрино был измерен с точностью 3,4 % [8].

5.3. SNO — детектор с тяжёлой водой

Канадская подземная лаборатория SNO расположена на глубине 6000 м.в.э. Одноимённый детектор содержит 1 кт тяжёлой воды (D_2O), которая находится в акриловой сфере диаметром 12 м. Сфера просматривается смонтированными на ажурной конструкции диаметром 17 м 9500 ФЭУ, обеспечивающими 60%-ную геометрическую эффективность. Полость, внутри которой находится акриловая сфера, заполнена 70 кт обычной воды для поддержки сферы и подавления внешней γ - и n -активности.

Детектор SNO регистрирует, помимо реакции рассеяния нейтрино на электроны, два взаимодействия нейтрино с дейтроном:



Первая реакция идёт через заряженный ток и вызывается только электронными нейтрино, вторая — через нейтральный ток и вызывается нейтрино с любым ароматом.

Детектор SNO работал с мая 1999 г. по ноябрь 2006 г. Первые измерения с детектором, заполненным чистой D_2O , опубликованные [42] в 2001 г., показали, что поток нейтрино, зарегистрированных в реакции нейтрального тока (19), соответствует предсказаниям CCM. Поток ^8B -нейтрино, зарегистрированных через заряженный ток (18), составлял 1/3 от предсказываемого CCM [43]. Таким образом, было убедительно продемонстрировано существование осцилляций нейтрино со сменой аромата.

Во второй фазе эксперимента в детекторе было растворено 2 т соли (NaCl) для увеличения эффективности регистрации нейтронов, возникающих в реакции (19) с нейтральным током. Ядро ^{35}Cl имеет большое сечение

захвата нейтронов, при этом испускаются мгновенные γ -кванты с энергией 8 МэВ [10].

На окончательной, третьей, фазе эксперимента для регистрации нейтронов использовался массив из 36 ^3He -счётчиков, размещённых в тяжёлой воде [11]. Результаты всех этапов согласуются между собой (см. табл. 4). Окончательная подгонка [44], выполненная на полной статистике для всех реакций, даёт значение потока ^8B -нейтрино $\Phi_{\text{B}} = (5,25 \pm 0,20) \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что находится в согласии с предсказанием CCM SHP11(GS98) — $\Phi_{\text{B}} = (5,58 \pm 0,78) \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

В 2014 г. начнёт работу новая модификация детектора — SNO+. Это сцинтилляционный детектор на основе линейного алкилбензола, основная цель которого — регистрация реп-нейтрино, SNO-нейтрино и геонейтрино, а также поиск безнейтринного двойного бета-распада ^{130}Te [45].

5.4. KamLAND — детектор реакторных нейтрино

Детектор KamLAND представляет собой прозрачную сферу диаметром 13 м, заполненную 1 кт жидкого сцинтиллятора на основе додекана (80 %) и псевдокумола (PC) (20 %). Акриловая сфера просматривается смонтированными на сфере из нержавеющей стали диаметром 18 м 2100 ФЭУ (17- и 20-дюймовыми), и обеспечивающими 30%-ное геометрическое покрытие. Пространство между двумя сферами заполнено минеральным маслом. Вся конструкция находится внутри цилиндрической водной полости, в которой установлено 225 ФЭУ для регистрации мюонов.

Детектор был создан для поиска осцилляций электронного антинейтрино на больших (> 100 км) расстояниях от реактора. KamLAND начал измерения в январе 2002 г. и через 145 дней представил первый результат, согласно которому было зарегистрировано только 61 % реакторных нейтрино [46]. Это соответствовало осцилляционным параметрам, найденным для солнечных нейтрино в случае LMA-решения.

KamLAND представил результаты регистрации (ν, e)-рассеяния для солнечных ^8B -нейтрино [47] в период 2002–2007 гг. Измеренное значение потока ^8B -нейтрино $\Phi = (2,77 \pm 0,26 \pm 0,32) \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ согласуется с результатами Super-Kamiokande и SNO. Работы, направленные на существенное снижение энергетического порога детектора, не позволили, тем не менее, зарегистрировать ^7Be -нейтрино от Солнца.

В настоящее время проводится эксперимент KamLAND-Zen (KamLAND: Zero Neutrino) по поиску $2\beta\nu$ -распада ^{136}Xe : 300 кг ^{136}Xe растворено в объёме 17 м³, расположенном в центре сцинтилляционного детектора [48].

Другое предполагаемое использование детектора связано с поиском осцилляций электронного нейтрино в стерильное состояние. В проекте CeLAND источник ^{144}Ce активностью 50 кКи планируется разместить в центре детектора KamLAND [49].

6. Borexino — сцинтилляционный детектор

Самый "молодой" детектор солнечных нейтрино Borexino начал набор данных [50–52] в мае 2007 г. Эксперимент проводится в лаборатории Гран Сассо. Это крупнейшая подземная лаборатория, как по размерам, так и по количеству проводимых экспериментов. Хотя лабо-

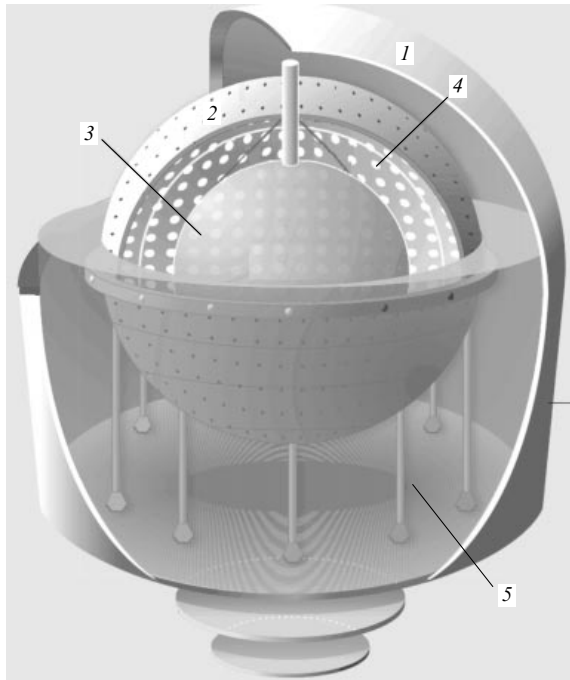


Рис. 5. Детектор Bogexino: 1 — бак с водой, 2 — стальная сфера, 3 — нейлоновая сфера, 4 — фотоумножители, 5 — водная защита. (Из работы [53].)

ратория называется подземной, в действительности она находится на высоте 1000 м над уровнем моря в тоннеле под Апеннинскими горами, которые обеспечивают подавление потока мюонов, эквивалентное 3500 м.в.э.

Сцинтиллятор (РС + РРО (оксид пропилен)) массой 278 т находится внутри тонкой нейлоновой сферы, которая окружена концентрическим буферным слоем РС толщиной 2,6 м (рис. 5). Буферный слой (РС + ДМР (диметоксипропан)) разделён нейлоновой плёнкой для уменьшения диффузии радона в объём сцинтиллятора. Полная масса РС (1200 т) находится внутри стальной сферы диаметром 13,7 м. Сцинтилляционный свет собирается 2212 ФЭУ, равномерно распределёнными по поверхности сферы. Стальная сфера находится внутри бака, содержащего 2100 т очищенной воды, которая является дополнительной защитой от внешних γ -квантов и нейтронов. 208 ФЭУ, размещённых внутри бака, регистрируют черенковское излучение мюонов в воде.

Каждое событие в детекторе характеризуется числом сработавших ФЭУ, для которых записываются амплитуда и время прихода импульса. На основе этих данных восстанавливаются энергия события, его пространственные координаты и определяется тип частицы (e , p , α).

6.1. Результаты измерения (ν , e)-рассеяния для ${}^7\text{Be}$ - и ${}^8\text{B}$ -нейтрино

Спектр центральной части детектора массой 76 т показан на рис. 6 и 7 [20]. Из спектра удалены события, совпадающие по времени в пределах 2 мс с сигналом мюонного вето, а также последовательные события, временной интервал между которыми не превышает 2 мс.

При низких энергиях фон определяется β -распадами ${}^{14}\text{C}$ ($E_\nu = 156$ кэВ), которые и определяют нижний порог области, доступной для анализа (≈ 200 кэВ). Интенсивный пик при энергии ≈ 450 кэВ связан с α -распадом ${}^{210}\text{Po}$.

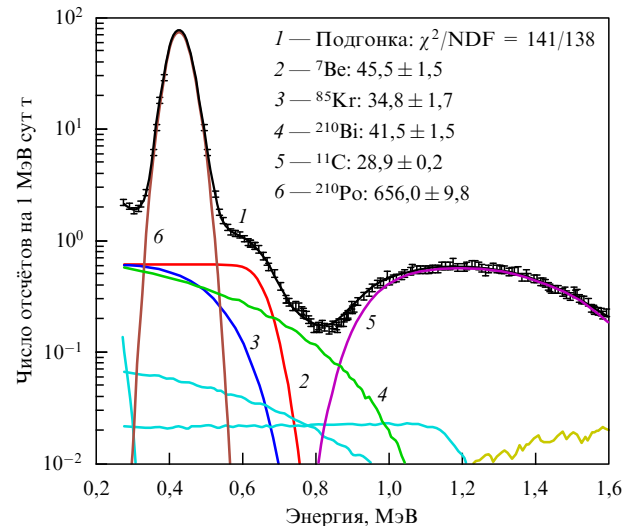


Рис. 6. Энергетический спектр, измеренный Bogexino за 741 сут. Показаны основные составляющие спектра. Для спектров 2–6 приведено число отсчётов в 1 сут на 100 т. (Из работы [20].)

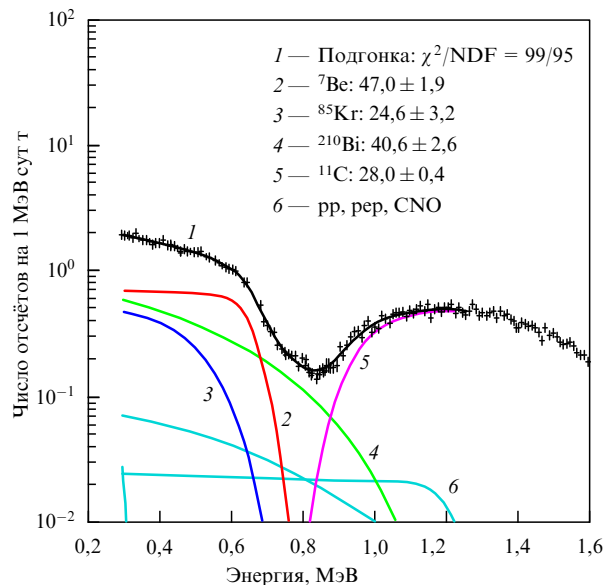


Рис. 7. Энергетический спектр после удаления событий, связанных с α -распадом ${}^{210}\text{Po}$. Для спектров 2–6 приведено число отсчётов в 1 сут на 100 т. Значение потока CNO-нейтрино при подгонке фиксировалось. (Из работы [20].)

Скорость распада ${}^{210}\text{Po}$ находится не в равновесии со скоростью β -распада предыдущего ядра ${}^{210}\text{Bi}$.

Ступенька в спектре при энергии 660 кэВ соответствует началу спектра электронов отдачи при рассеянии моноэнергетических ${}^7\text{Be}$ -нейтрино ($E_\nu = 862$ кэВ). В интервале 1,0–2,0 МэВ фон определяется β^+ -распадами изотопа ${}^{11}\text{C}$ ($\tau = 29$ мин, $Q = 1,98$ МэВ), который образуется из ${}^{12}\text{C}$ под действием мюонов. Определённая скорость наработки ${}^{11}\text{C}$ составляет $29 \pm 0,2$ ядер на 100 т в 1 сут. Уровень фона Bogexino при энергиях ~ 1 МэВ по крайней мере в 100 раз ниже, чем уровень фона, достигнутый с любым другим детектором.

Определение скорости счёта ${}^7\text{Be}$ -нейтрино было выполнено как для экспериментального спектра, содержащего α -пик от распада ${}^{210}\text{Po}$ (см. рис. 6), так и для спектра после удаления сигналов от α -частиц (см. рис. 7). Оба

фитирования дали практически одинаковый результат. Vogexino регистрирует $46,0 \pm 1,5$ (стат.) $\pm 1,5$ (сист.) событий (ν, e)-рассеяния ${}^7\text{Be}$ -нейтрино (862 кэВ) в 100 т РС в сутки [20]. В ССМ с высокой металличностью (SHP11(GS98)) [24] ожидаемая скорость счёта для неосцилляционного решения составляет $74,0 \pm 5,2$ событий за 1 сут в 100 т, что отклоняется от измеренного значения на $5,0\sigma$.

Для установленных значений осцилляционных параметров [54, 55] для LMA-MSW-решения поток ${}^7\text{Be}$ -нейтрино $\Phi_{7\text{Be}} = (4,84 \pm 0,24) \times 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Рассеяние нейтрино на электроны обусловлено обменом W- и Z-бозонами, при этом электронное нейтрино рассеивается за счёт как заряженного (W), так и нейтрального (Z) токов, а μ - и τ -нейтрино рассеиваются только за счёт нейтрального тока. В результате ожидаемый спектр электронов отдачи выражается следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{dE_e} = P_{ee} \left. \frac{d\sigma}{dE_e} \right|_{W+Z} + (1 - P_{ee}) \left. \frac{d\sigma}{dE_e} \right|_Z, \quad (20)$$

где P_{ee} — доля электронных нейтрино.

Определённая Vogexino вероятность выживания электронных нейтрино при энергии 862 кэВ составляет $P_{ee}(0,862 \text{ МэВ}) = 0,51 \pm 0,07$ для предсказаний ССМ SHP11(GS98) [24].

Отношение измеренного потока ${}^7\text{Be}$ -нейтрино к потоку, ожидаемому в ССМ (приведённый поток), составляет $f_{7\text{Be}} = 0,97 \pm 0,09$. Значения $f_{7\text{Be}}$, определённые из предыдущих экспериментов, лежали в широком интервале (0–1,27). Таким образом, существование ${}^7\text{Be}$ -нейтрино впервые было надёжно установлено экспериментом Vogexino. Поток ${}^7\text{Be}$ -нейтрино измерен с точностью 4,8 %.

Включение данных по потоку ${}^7\text{Be}$ -нейтрино в общие уравнения баланса для всех солнечных нейтрино существенно улучшает точности определения потоков остальных нейтрино [56]. Так, поток рр-нейтрино с учётом данных Vogexino и других солнечных экспериментов, определённый из уравнений баланса при условии ограничения солнечной светимости,

$$\Phi_{\text{pp}} = (6,06_{-0,06}^{+0,02}) \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1},$$

а приведённый поток $f_{\text{pp}} = 1,013_{-0,01}^{+0,003} (1\sigma)$ [20].

В эксперименте удалось зарегистрировать, помимо ${}^7\text{Be}$ -нейтрино, (ν, e)-рассеяние высокоэнергетичных ${}^8\text{B}$ -нейтрино [57]. Ожидаемая скорость счёта ${}^8\text{B}$ -нейтрино в ~ 200 раз меньше, чем для ${}^7\text{Be}$ -нейтрино. Измеренная скорость счёта ${}^8\text{B}$ -нейтрино с порога 3 МэВ составила $0,217 \pm 0,038$ (стат.) $\pm 0,008$ (сист.) отсчётов в сутки на 100 т, что соответствует потоку

$$\Phi_{8\text{B}} = (2,4 \pm 0,4) \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$$

и вероятности выживания $P_{ee}(8,6 \text{ МэВ}) = 0,29 \pm 0,10$. Важно, что впервые в одном эксперименте определены доли электронных нейтрино для энергетических интервалов с различным влиянием вакуумных осцилляций и осцилляций в веществе. Отношение вероятностей выживания для ${}^7\text{Be}$ - и ${}^8\text{B}$ -нейтрино, $P_{ee}({}^7\text{Be})/P_{ee}({}^8\text{B}) = 1,5$, находится в согласии с LMA-MSW-решением и отличается от 1 на $1,8\sigma$, указывая, что P_{ee} зависит от энергии нейтрино.

6.2. Регистрация рер-нейтрино и верхний предел потока CNO-нейтрино

Как отмечалось в разделе 2, рер-нейтрино возникают в реакции производства дейтерия. Энергия рер-нейтрино равна 1,44 МэВ, край (ν, e)-рассеяния соответствует энергии 1,22 МэВ. Основной вклад в фон в этой области связан с β^+ -распадами ядер ${}^{11}\text{C}$ ($\tau = 29,4$ мин), которые образуются под действием мюонов в реакции $\mu({}^{12}\text{C}, {}^{11}\text{C})n$. Для подавления фона ${}^{11}\text{C}$ использовались совпадения между треком мюона и восстановленной точкой регистрации 2,2 МэВ-ного γ -кванта от захвата нейтрона на водороде. Исключив все события, происходящие в сфере радиусом 1 м в течение 30 мин, удалось в 11 раз понизить фон ${}^{11}\text{C}$, сохранив при этом 48,4 % времени накопления. Дополнительный критерий был связан с отбором событий, в которых позитрон, появившийся в β^+ -распаде ядра ${}^{11}\text{C}$, образует ортопозитроний (o-Ps). В жидком органическом сцинтилляторе время жизни o-Ps составляет около 3 нс, регистрация задержки аннигиляционных квантов относительно первых сцинтилляционных фотонов позволила дополнительно уменьшить фон в два раза [21].

Результаты подгонки показаны на рис. 8 [21]. Определённая скорость счёта составила $3,1 \pm 0,6$ (стат.) $\pm 0,4$ (сист.) событий на 100 т в сутки, что соответствует потоку нейтрино $(1,6 \pm 0,3) \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ для осцилляционного LMA-MSW-решения и ССМ SHP11(GS98). Вероятность наблюдения электронного нейтрино составляет $P_{ee}(1,44 \text{ МэВ}) = 0,62 \pm 0,17$.

Одновременно получено наиболее строгое ограничение на поток CNO-нейтрино: $\Phi_{\text{CNO}} \leq 7,7 \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что в лишь 1,5 раза превышает поток, ожидаемый в ССМ SHP11(GS98).

6.3. Поиск редких процессов. Магнитный момент нейтрино

Рекордно низкий уровень фона, достигнутый на детекторе Vogexino, обеспечивает высокую чувствительность к редким низкоэнергетическим процессам. К настоящему времени проведён поиск магнитного момента солнечных нейтрино [51], переходов с нарушением принципа Паули

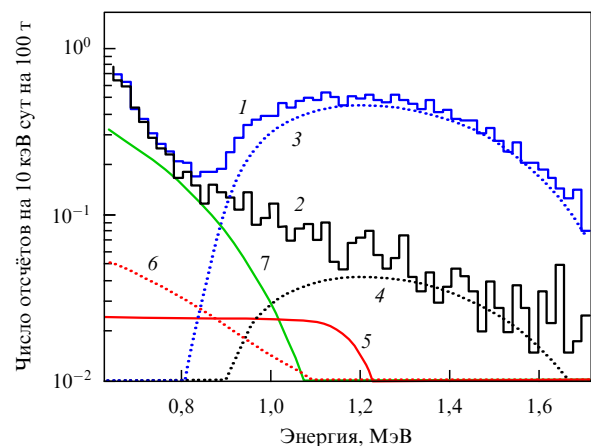


Рис. 8. Спектр событий в центральной части детектора Vogexino до (1) и после (2) отбора тройных пространственно-временных совпадений, соответствующих образованию и распаду ${}^{11}\text{C}$. Приведены также вклады в спектр ${}^{11}\text{C}$ до (кривая 3) и после (кривая 4) отбора. Кривыми 5–7 показаны соответственно вклады рер- и CNO-нейтрино и ${}^{210}\text{Bi}$. (Из работы [21].)

в ядре ^{12}C [58], солнечных и реликтовых антинейтрино [59], солнечных аксионов с энергией 5,5 МэВ из реакции $p(d, {}^3\text{He})n$ [60] и тяжёлого стерильного нейтрино, излучаемого в ${}^8\text{B}$ -распаде на Солнце [61].

Для обнаружения или установления верхнего предела магнитного момента нейтрино использовалась характерная энергетическая зависимость спектра электронов отдачи в случае рассеяния, обусловленного магнитным моментом. В то время как сечение слабого рассеяния выходит на константу при энергии электрона отдачи E_e , стремящейся к нулю, сечение магнитного рассеяния возрастает как $1/E_e$:

$$\frac{d\sigma}{dE_e} = \pi r_0^2 \mu_{\text{eff}}^2 \left(\frac{1}{E_e} - \frac{1}{E_\nu} \right). \quad (21)$$

Здесь r_0 — классический радиус электрона, E_ν — энергия нейтрино.

Поскольку нейтрино являются смешанными, при рассеянии нейтрино на электроне регистрируется эффективный магнитный момент:

$$\mu_{\text{eff}}^2 = \sum_j \left| \sum_k \mu_{kj} A_k(E_\nu, L) \right|^2, \quad (22)$$

где μ_{jk} — элемент матрицы электромагнитных моментов нейтрино, $A_k(E_\nu, L)$ — амплитуда k -го массового состояния в точке рассеяния [62]. Для майорановского нейтрино отличны от нуля только переходные моменты $\mu_{j \neq k}$, а диагональные элементы матрицы μ_{jj} равны нулю. Для дираковского нейтрино все элементы матрицы μ_{jk} могут быть отличны от нуля. Эффективный магнитный момент может быть представлен как в массовом (что более естественно), так и в ароматовом базисе.

Для осцилляционного MSW-решения в предположении, что $\theta_{13} \approx 0$, эффективный магнитный момент может быть выражен через магнитные моменты ароматовых состояний [63–65]:

$$(\mu_{\text{eff}}^2)_{\text{MSW}} = P_{ee} \mu_e^2 + (1 - P_{ee})(\cos^2 \theta_{23} \mu_\mu^2 + \sin^2 \theta_{23} \mu_\tau^2). \quad (23)$$

По результатам измерений за 192 сутorexino установлен верхний предел: $|\mu_{\text{eff}}| \leq 5,4 \times 10^{-11} \mu_B$, где μ_B — электронный магнетон Бора (90%-ный уровень достоверности) [51]. Полученный предел является консервативным — при $\mu_{\text{eff}} = 5,4 \times 10^{-11} \mu_B$ почти 20% событий, зарегистрированных в интервале энергий 230–310 кэВ, должны быть вызваны (ν, e) -рассеянием, связанным с магнитным моментом нейтрино.

С использованием наиболее вероятных значений P_{ee} , θ_{12} и θ_{23} из условия $\mu_{\text{eff}} \leq 5,4 \times 10^{-11} \mu_B$ могут быть получены следующие пределы [52]: для электронного нейтрино $\mu_{\nu_e} \leq 7,3 \times 10^{-11} \mu_B$, для мюонного нейтрино $\mu_{\nu_\mu} \leq 11,4 \times 10^{-11} \mu_B$, для τ -нейтрино $\mu_{\nu_\tau} \leq 11,4 \times 10^{-11} \mu_B$. Данные ограничения следует сравнить с ограничениями, полученными из реакторных и ускорительных экспериментов по изучению (ν, e) -рассеяния: $\mu_{\nu_e} < 2,9 \times 10^{-11} \mu_B$ — эксперимент GEMMA (Germanium Experiment for measurement of Magnetic Moment of Antineutrino) [66], $\mu_{\nu_\mu} < 68 \times 10^{-11} \mu_B$ — эксперимент LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) [67], $\mu_{\nu_\tau} < 39000 \times 10^{-11} \mu_B$ — эксперимент DONUT (Direct Observation of NU Tau) [68]. Как видно, результатorexino существенно улуч-

шил ограничения на магнитные моменты μ - и τ -нейтрино.

Дальнейшие планы коллаборацииorexino связаны с возможной регистрацией pp - и CNO-нейтрино, продолжением накопления событий геоантинейтрино и реакторных антинейтрино и поиском редких процессов.

Высокое энергетическое и пространственное разрешение, низкий уровень фона детектораorexino являются очевидным преимуществом при поиске осцилляций электронных нейтрино в стерильное состояние при параметрах смешивания $\delta m_s^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$ и $\sin^2(2\theta_s) \sim 0,1$. В настоящее время готовится эксперимент с искусственными источниками нейтрино ${}^{51}\text{Cr}$ и ${}^{144}\text{Pr}$ [69].

7. Осцилляции нейтрино в вакууме и веществе

В простейшем случае, когда электронное нейтрино, появляющееся в β - или EC-распаде, представляет собой суперпозицию двух массовых состояний:

$$|\nu_e\rangle = \cos \theta_{12} |\nu_1\rangle + \sin \theta_{12} |\nu_2\rangle, \quad (24)$$

вероятность наблюдения (выживания) электронного нейтрино на расстоянии R выражается как

$$P_{ee}^{\text{vac}} = 1 - \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2 \left(\delta m_{12}^2 \frac{R}{2E} \right). \quad (25)$$

Поскольку P_{ee}^{vac} усредняется по размерам источника и энергии нейтрино, для расстояний, больших, чем длина осцилляций $L = 4\pi E / \delta m_{12}^2$, детектируется среднее значение потока электронных нейтрино:

$$P_{ee}^{\text{vac}} = 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta_{12}). \quad (26)$$

Осцилляционное поведение нейтрино в среде изменяется вследствие взаимодействия с электронами, поскольку все нейтрино с тремя ароматами (ν_e, ν_μ, ν_τ) взаимодействуют с электроном через нейтральный ток, но электронное нейтрино имеет дополнительное взаимодействие через заряженный ток. В результате амплитуда осцилляций определяется углом смешивания в веществе:

$$\sin^2(2\theta_m) = \frac{\sin^2(2\theta_{12})}{[\cos(2\theta_{12}) - Z]^2 + \sin^2(2\theta_{12})}, \quad (27)$$

где

$$Z = \frac{2\sqrt{2} G_F n_e E_\nu}{\delta m_{12}^2}. \quad (28)$$

Параметр Z , описывающий различие амплитуд рассеяния ν_e и ν_μ, ν_τ , зависит от константы Ферми G_F , локальной плотности электронов n_e и энергии нейтрино E_ν . В зависимости от энергии нейтрино и плотности электронов меняются угол смешивания и длина осцилляций — это MSW-эффект [14–18].

8. Измеренные спектры и потоки солнечных нейтрино и осцилляционное LMA-MSW-решение

На рисунке 9 показаны области возможных значений осцилляционных параметров δm_{12}^2 и θ_{12} , полученные из экспериментов с солнечными нейтрино [54, 55]. Эксперименты с солнечными нейтрино приводили к пяти вариан-

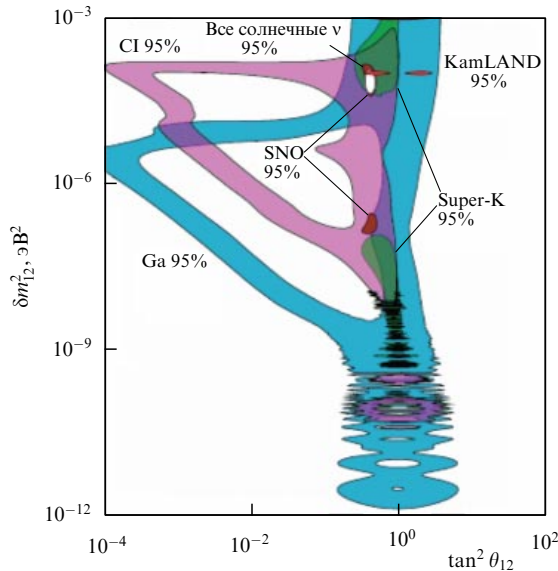


Рис. 9. Области осцилляционных параметров, разрешённые различными экспериментами в схеме смешивания двух нейтрино. (Из работы [54].)

там осцилляционных решений. Одна область соответствовала небольшому углу смешивания (SMA — Small Mixing Angle), $\delta m^2_{12} \sim 10^{-5} \text{ эВ}^2$ и $\tan^2 \theta_{12} \sim 10^{-3}$, и определялась пересечением областей, разрешённых CI–Ar- и Ga–Ge-экспериментами. Четыре других области были найдены для большого угла смешивания ($\tan^2 \theta_{12} \sim 1$): VAC (vacuum) — $\delta m^2_{12} \sim 10^{-11} \text{ эВ}^2$ — длина осцилляций сравнима с расстоянием до Земли; QVO (Quasi-Vacuum Oscillations) — $\delta m^2_{12} \sim 10^{-9} \text{ эВ}^2$; LOW — $\delta m^2_{12} \sim 10^{-7} \text{ эВ}^2$ и LMA — $\delta m^2_{12} \sim 10^{-4} \text{ эВ}^2$. После получения результатов эксперимента SNO все осцилляционные решения, кроме LMA и LOW, были отброшены.

Следует отметить, что до получения результата KamLAND модель спин-ароматовой прецессии, связанная с магнитными моментами нейтрино и их взаимодействием с магнитным полем Солнца, имела лучшее согласие с экспериментальными данными, чем любое осцилляционное решение. Эксперимент KamLAND, зарегистрировав недостаток реакторных нейтрино, убедительно продемонстрировал справедливость осцилляционного LMA-решения для антинейтрино.

Наконец, в эксперименте Borexino с точностью 1 % не обнаружено изменения скорости счёта "день – ночь" для ^7Be -нейтрино. Это позволило исключить LOW-осцилляционное решение, соответствующее $\delta m^2_{12} \sim 10^{-7} \text{ эВ}^2$, без привлечения данных реакторного эксперимента KamLAND, т.е. без предположения о CPT-сохранении в нейтринном секторе [70].

Совместный анализ результатов экспериментов с солнечными нейтрино даёт значения $\delta m^2_{12} = 5,2^{+1,6}_{-0,9} \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$ и $\tan^2 \theta_{12} = 0,468^{+0,039}_{-0,03} \times 10^{-3}$ при использовании потоков нейтрино в CCM SHP11(GS98) [20]. Включение данных KamLAND по реакторным антинейтрино приводит к существенному увеличению точности для δm^2_{12} : $\delta m^2_{12} = 7,5^{+0,16}_{-0,24} \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$ и $\tan^2 \theta_{12} = 0,457^{+0,033}_{-0,025} \times 10^{-3}$.

Результаты измерения потоков солнечных нейтрино в сравнении с предсказаниями CCM SHP11(GS98) приведены в табл. 5.

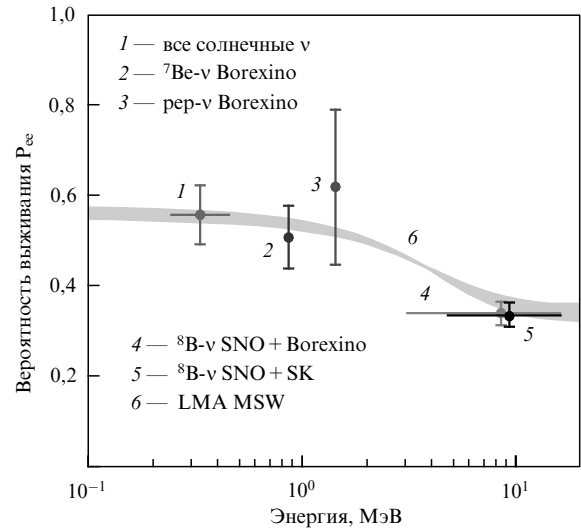


Рис. 10. Вероятность наблюдения электронного нейтрино для LMA-MSW-решения (для $^8\text{B}(R)$ -распределения). Ширина линии соответствует погрешности 1σ в осцилляционных параметрах. Показаны результаты экспериментов с солнечными нейтрино. (Из работы [21].)

Таблица 5. Измеренные потоки солнечных нейтрино и результаты расчётов этих потоков в CCM SHP11(GS98) [24]

| Тип ν | Размерность потока ν | Эксперимент | Модель SHP11(GS98) | P_{ee}^* |
|---------------|--|----------------------------|---------------------|------------------|
| pp | $10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ | $6,02(1^{+0,003}_{-0,01})$ | $5,98(1 \pm 0,006)$ | $0,56 \pm 0,07$ |
| ppp | $10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ | $1,63(1 \pm 0,21)$ | $1,44(1 \pm 0,012)$ | $0,62 \pm 0,17$ |
| ^7Be | $10^9 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ | $4,84(1 \pm 0,05)$ | $5,00(1 \pm 0,07)$ | $0,51 \pm 0,07$ |
| ^8B | $10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ | $5,33(1 \pm 0,026)$ | $5,58(1 \pm 0,13)$ | $0,33 \pm 0,018$ |
| CNO | $10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ | $\leq 7,7$ (у.д. 95 %) | $5,24(1 \pm 0,23)$ | — |

* P_{ee} — измеренная доля электронных нейтрино.

На рисунке 10 показана вероятность наблюдения электронного нейтрино в зависимости от энергии нейтрино для LMA-MSW-решения. Высокоэнергетические ^8B -нейтрино рождаются в области большой электронной плотности, что соответствует $Z \gg \cos(2\theta_{12})$ и $\theta_m \approx \pi/2$, согласно выражению (27). В результате нейтрино покидает Солнце в виде второго массового состояния $\approx |\nu_2\rangle$. Вероятность зарегистрировать электронное нейтрино на Земле $|\langle \nu_2 | \nu_e \rangle|^2 = \sin^2 \theta_{12}$. Оставшаяся часть потока нейтрино проявляет себя как поток ν_μ - и ν_τ -нейтрино и также даёт вклад в (ν, e) -рассеяние через обмен Z-бозоном. Однако сечение (ν, e) -рассеяния, обусловленное нейтральным током, примерно в семь раз меньше, чем для заряженного тока.

Эксперименты SNO и Super-Kamiokande обеспечили 3%-ную точность измерения потока ^8B -нейтрино. Определённая вероятность выживания электронных ^8B -нейтрино составила $P_{ee\nu} = 0,33 \pm 0,018 \approx \sin^2 \theta_{12}$.

Для нейтрино с малыми энергиями, $Z \ll \cos(2\theta_{12})$, осцилляции в Солнце происходят, как в вакууме, и вероятность наблюдения электронного нейтрино определяется выражением (26), которое с хорошей точностью описывает осцилляции pp-нейтрино: $P_{ee}(pp) = 0,56 \pm 0,07 \approx 1 - (1/2) \sin^2(2\theta_{12})$.

Поведение $P_{ee}(E)$ в области со взаимным влиянием вакуумных осцилляций и осцилляций в веществе чув-

ствительно к нестандартным взаимодействиям нейтрино, когда константы связи нейтрино с электронами зависят от аромата нейтрино или даже когда аромат изменяется при (ν, e) - и (ν, N) -взаимодействии. Поэтому важно улучшить точность измерения P_{ee} для монохроматических ${}^7\text{Be}$ -нейтрино ($E_\nu = 0,862$ МэВ) и рер-нейтрино ($E_\nu = 1,44$ МэВ).

9. Ближайшие перспективы

Три детектора, SAGE, Kamiokande и Borexino, продолжают работу. SAGE более 20 лет ведёт измерения радиохимическим методом, при этом половина регистрируемых событий вызывается рр-нейтрино. Многолетние измерения дают возможность поиска зависимости скорости счёта от времени.

От Super-Kamiokande следует ожидать дальнейшего улучшения точности определения потока ${}^8\text{B}$ -нейтрино с более низкого ($\sim 3,5$ МэВ) порога.

Borexino улучшит свои результаты по рер- и CNO-нейтрино, и он способен измерить поток рр-нейтрино в ближайшее время.

В 2014 г. должны начаться измерения на скintилляционном детекторе SNO+. На глубине расположения SNO+ поток мюонов на два порядка меньше, чем в Borexino, соответственно уменьшается фон, связанный с распадами ${}^{11}\text{C}$. Это позволяет надеяться на выделение сигнала от CNO-нейтрино.

Существенного увеличения точности измерения потоков солнечных нейтрино следует ожидать, если будет создан большой скintилляционный детектор LENA (Low Energy Neutrino Astrophysics) массой 50 кт [71].

Нижний порог регистрации жидких скintилляционных детекторов на основе углеводов определяется β -активностью радиоуглерода ${}^{14}\text{C}$. Важнейшей задачей является создание детекторов нейтрино, не содержащих углерода и имеющих низкий порог регистрации. Наиболее обещающими являются детекторы на жидких благородных газах, таких как ксенон, аргон и неон. Детекторы Xenon, LUX (Large Underground Xenon) и EXO (Enriched Xenon Observatory) уже показали свои возможности в экспериментах по поиску рассеяния частиц тёмной материи на ядрах и двойного бета-распада. Для регистрации солнечных нейтрино необходимо увеличить массу в несколько сотен раз. Это предполагается реализовать в проектах CLEAN (Cryogenic Low Energy Astrophysics with Noble gases) [72], XMASS (Xe MASSive ν -detector) [73].

10. Заключение

Скоро исполнится полвека с тех пор, как были зарегистрированы первые солнечные нейтрино. Вместе с этим возникла проблема дефицита солнечных нейтрино. Сегодня мы знаем, что наблюдаемые потоки солнечных нейтрино определяются как вакуумными осцилляциями, так и осцилляциями нейтрино в веществе. Благодаря экспериментам с солнечными нейтрино найдены осцилляционные параметры θ_{12} и δm_{21}^2 .

Детекторами реального времени измерены потоки ${}^8\text{B}$ -, ${}^7\text{Be}$ - и рер-нейтрино и установлены ограничения на поток CNO-нейтрино, которые всего в 1,5–2,0 раза превышают предсказания CSM.

Задача следующего поколения детекторов состоит в прецизионном измерении спектров электронов отдачи для всех солнечных нейтрино. Это позволит лучше понять как структуру и процессы, происходящие в Солнце, так и возможный вклад нестандартных взаимодействий нейтрино, изменяющих и механизм нейтринных осцилляций в веществе, и форму спектров электронов отдачи.

Рекордно высокая степень очистки скintиллятора, достигнутая в эксперименте Borexino, позволяет надеяться, что проблемы фона при низких энергиях, связанные с естественной и искусственной радиоактивностью, могут быть решены. Экспериментальные задачи состоят, в первую очередь, в увеличении массы детекторов и создании детекторов без ${}^{14}\text{C}$.

Существующие и создаваемые детекторы солнечных нейтрино оказываются эффективными для решения других физических задач, таких как регистрация геонейтрино (KamLAND, Borexino), поиск безнейтринного двойного бета-распада (KamLAND-Zen, SNO+, Borexino), поиск частиц тёмной материи (XMASS, CLEAN) и осцилляций нейтрино в стерильное состояние (SOX (Short distance neutrino Oscillations with Borexino), KamLAND–CeLAND).

Работа поддержана грантом РФФИ 13-02-01199.

Список литературы

1. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **33** 549 (1957); Pontecorvo B *Sov. Phys. JETP* **6** 429 (1958)
2. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **34** 247 (1958); Pontecorvo B *Sov. Phys. JETP* **7** 172 (1958)
3. Maki Z, Nakagawa M, Sakata S *Prog. Theor. Phys.* **28** 870 (1962)
4. Cleveland B T et al. *Astrophys. J.* **496** 505 (1998)
5. Hirata K S et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 16 (1989)
6. Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *Phys. Rev. C* **80** 015807 (2009)
7. Kaether F et al. *Phys. Lett. B* **685** 47 (2010)
8. Hosaka J et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. D* **73** 112001 (2006)
9. Abe K et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. D* **83** 052010 (2011)
10. Aharmim B et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. C* **72** 055502 (2005)
11. Aharmim B et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 111301 (2008)
12. Gribov V, Pontecorvo B *Phys. Lett. B* **28** 493 (1969)
13. Биленький С М, Понтекорво Б М *УФН* **123** 181 (1977); Bilen'kii S M, Pontecorvo B *Sov. Phys. Usp.* **20** 776 (1977)
14. Wolfenstein L *Phys. Rev. D* **17** 2369 (1978)
15. Wolfenstein L *Phys. Rev. D* **20** 2634 (1979)
16. Михеев С П, Смирнов А Ю *ЯФ* **42** 1441 (1985); Mikheev S P, Smirnov A Yu *Sov. J. Nucl. Phys.* **42** 913 (1985)
17. Mikheyev S P, Smirnov A Yu *Nuovo Cimento C* **9** 17 (1986)
18. Михеев С П, Смирнов А Ю *ЖЭТФ* **91** 7 (1986); Mikheev S P, Smirnov A Yu *Sov. Phys. JETP* **64** 4 (1986)
19. Abe S et al. (The KamLAND Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **100** 221803 (2008)
20. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **107** 141302 (2011)
21. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 051302 (2012)
22. Bethe H A *Phys. Rev.* **55** 434 (1939)
23. Haxton W C, Serenelli A M *Astrophys. J.* **687** 678 (2008); arXiv:0805.2013
24. Serenelli A M, Haxton W C, Peña-Garay C *Astrophys. J.* **743** 24 (2011); arXiv:1104.1639
25. Stonehill L C, Formaggio J A, Robertson R G H *Phys. Rev. C* **69** 015801 (2004)
26. Grevesse N, Sauval A J *Space Sci. Rev.* **85** 161 (1998)
27. Serenelli A M, Basu S, Ferguson J W, Asplund M *Astrophys. J.* **705** L123 (2009)
28. Bethe H, Peierls R *Nature* **133** 532 (1934)
29. Pontecorvo B, Chalk River Laboratory Report PD-205 (1946)
30. Lee T D, Yang C N *Phys. Rev.* **104** 254 (1956)

31. Wu C S et al. *Phys. Rev.* **105** 1413 (1957)
32. Bahcall J N, Davis R (Jr.) *CERN Courier* **40** (6) 17 (2000); *Publ. Astron. Soc. Pacific* **112** 429 (2000); astro-ph/9911486
33. Кузьмин В А *ЖЭТФ* **49** 1532 (1965); Kuz'min V A *Sov. Phys. JETP* **22** 1051 (1966)
34. Anselmann P et al. (GALLEX Collab.) *Phys. Lett. B* **285** 376 (1992)
35. Hampel W et al. (GALLEX Collab.) *Phys. Lett. B* **447** 127 (1999)
36. Altmann M et al. (GNO Collab.) *Phys. Lett. B* **616** 174 (2005)
37. Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *Phys. Lett. B* **328** 234 (1994)
38. Giunti C, Laveder M *Phys. Rev. C* **83** 065504 (2011); arXiv:1006.3244
39. Abazajian K N et al., arXiv:1204.5379
40. Gavrin V N et al., arXiv:1006.2103
41. Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 1562 (1998)
42. Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **87** 071301 (2001)
43. Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 011301 (2002)
44. Aharmim B et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. C* **88** 025501 (2013)
45. Lozza V (for SNO+ Collab.), arXiv:1201.6599
46. Eguchi K et al. (KamLAND Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **90** 021802 (2003)
47. Abe S et al. (KamLAND Collab.), arXiv:1106.0861
48. Gando A et al. (KamLAND-Zen Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **110** 062502 (2013)
49. Gando A et al., arXiv:1309.6805
50. Arpesella C et al. (Borexino Collab.) *Phys. Lett. B* **658** 101 (2008)
51. Arpesella C et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 091302 (2008)
52. Дербин А В *ЯФ* **73** 1987 (2010); Derbin A V *Phys. Atom. Nucl.* **73** 1935 (2010)
53. Borexino Experiment, <http://borex.lngs.infn.it>
54. Beringer J et al. (Particle Data Group) *Phys. Rev. D* **86** 010001 (2012)
55. Nakamura K (Particle Data Group) *J. Phys G Nucl. Part. Phys.* **37** 075021 (2010)
56. Gonzalez-Garcia M C, Maltoni M, Salvado J *JHEP* (05) 072 (2010)
57. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. D* **82** 033006 (2010)
58. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. C* **81** 034317 (2010)
59. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *Phys. Lett. B* **696** 191 (2011)
60. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. D* **85** 092003 (2012)
61. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. D* **88** 072010 (2013)
62. Beacom J F, Vogel P *Phys. Rev. Lett.* **83** 5222 (1999)
63. Joshipura A S, Mohanty S *Phys. Rev. D* **66** 012003 (2002)
64. Grimus W et al. *Nucl. Phys. B* **648** 376 (2003)
65. Montanino D, Picariello M, Pulido J *Phys. Rev. D* **77** 093011 (2008)
66. Beda A G et al. *Письма в ЭЧАЯ* **10** 217 (2013); *Phys. Part. Nucl. Lett.* **10** 139 (2013)
67. Auerbach L B et al. (LSND Collab.) *Phys. Rev. D* **63** 112001 (2001)
68. Schwienhorst R et al. (DONUT Collab.) *Phys. Lett. B* **513** 23 (2001)
69. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *JHEP* (08) 038 (2013); arXiv:1304.7721
70. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *Phys. Lett. B* **707** 22 (2012)
71. Wurm M et al. *Astropart. Phys.* **35** 685 (2012)
72. McKinsey D N, Coakley K J *Astropart. Phys.* **22** 355 (2005)
73. Abe K et al. (XMASS Collab.), arXiv:1301.2815

Solar neutrino experiments

A.V. Derbin

*B.P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute,
Orlova roshcha, 188300 Gatchina, Leningrad region, Russian Federation
Tel. +7 (81371) 4 63 27
E-mail: derbin@npni.spb.ru*

The main results of solar neutrino experiments are presented, ranging from the pioneering Cl–Ar experiment up to the most recent Borexino data. Solar neutrino fluxes and spectra are given for two versions of the standard solar model, and radiochemical and electronic detectors are briefly described. The results of ${}^7\text{Be}$ - and pep-neutrino detection by Borexino are presented. The LMA MSW oscillation solution of the solar neutrino problem is considered.

PACS numbers: **26.65.+t**, 14.60.Pq, 95.55.Vj

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201405j.0555

Bibliography — 73 references

Received 6 December 2013

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **184** (5) 555–567 (2014)

Physics–Uspekhi **57** (5) (2014)