



# Солнечные нейтрино и международный проект «Борексино»

М.Д.Скорохватов

Исследования солнечных нейтрино в значительной степени повлияли как на всю историю развития нейтринной физики, так и на становление современных моделей энергетики Солнца. Эксперименты с солнечными нейтрино дали первые свидетельства наличия у нейтрино массы и смешивания нейтрино разных поколений, что требует расширения Стандартной модели частиц и взаимодействий между ними. Детектирование солнечных нейтрино предоставило прямые подтверждения термоядерного механизма генерации энергии Солнца, а с прецизионными измерениями интенсивности нейтринных потоков в будущих экспериментах связаны сегодня наши надежды на уточнение Стандартной солнечной модели (ССМ).

## Рожденные Солнцем

Нейтрино, наиболее распространенная во Вселенной частица, экспериментально было открыто в середине 50-х годов Ф.Райнесом с сотрудниками в известных опытах у ядерного реактора. Однако наши знания о свойствах нейтрино, суммированные в табл.1, остаются крайне скудными.

Существует по крайней мере три сорта (поколения) нейт-



*Михаил Дмитриевич Скорохватов, доктор физико-математических наук, начальник лаборатории РНЦ «Курчатовский институт», руководитель с российской стороны международного проекта «Борексино» (Borexino). Область научных интересов — ядерная физика и физика частиц, фундаментальные и прикладные исследования в области нейтринной физики.*

**Таблица 1**  
**Свойства нейтрино**

Нейтрино Элементарная частица	
Семейство, группа	фермион, лептон
Взаимодействие	слабое и гравитационное
Античастица	антинейтрино (возможно тождественно нейтрино)
Предсказана	1930 г.
Открыта	1956 г.
Электромагнитные свойства	не обнаружены
Спин	1/2
Число поколений	3
Ограничения на массу:	
электронное нейтрино $\nu_e$	<2,2 эВ
мюонное нейтрино $\nu_\mu$	<170 кэВ
тау-нейтрино $\nu_\tau$	<15.5 МэВ

© Скорохватов М.Д., 2009

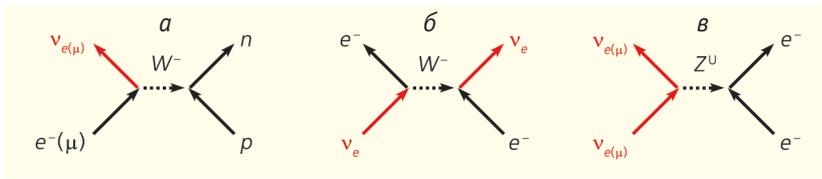


Рис.1. Диаграммы Фейнмана, иллюстрирующие процессы слабого взаимодействия с участием нейтрино: рождения (а) и рассеяния на электроне (б, в). В реакции рождения взаимодействие осуществляется через заряженный W-бозон (говорят, что оно обусловлено заряженными токами). Процессы рассеяния нейтрино, в частности рассеяние нейтрино на электронах, могут быть обусловлены как заряженными (б), так и нейтральными (в) токами (здесь переносчик взаимодействия — нейтральный Z-бозон).

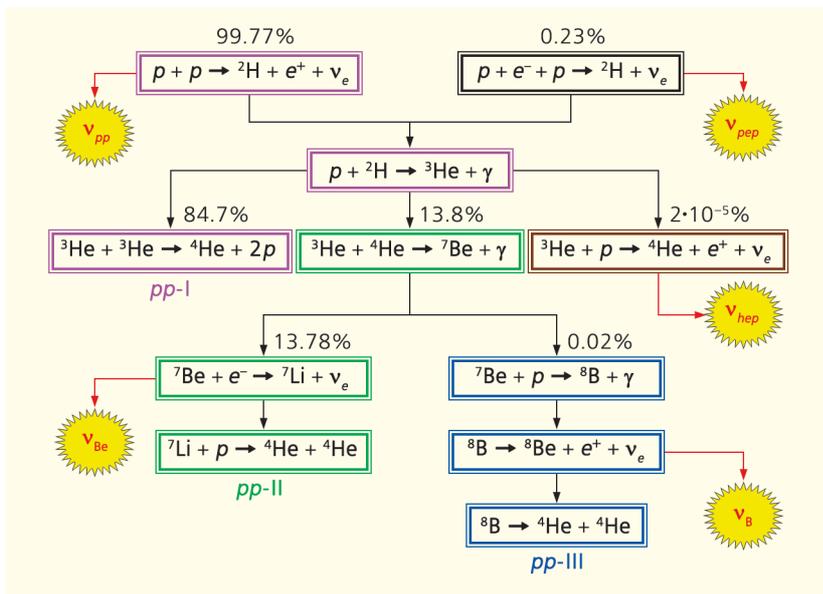


Рис.2. Протон-протонный (pp) цикл термоядерных процессов.

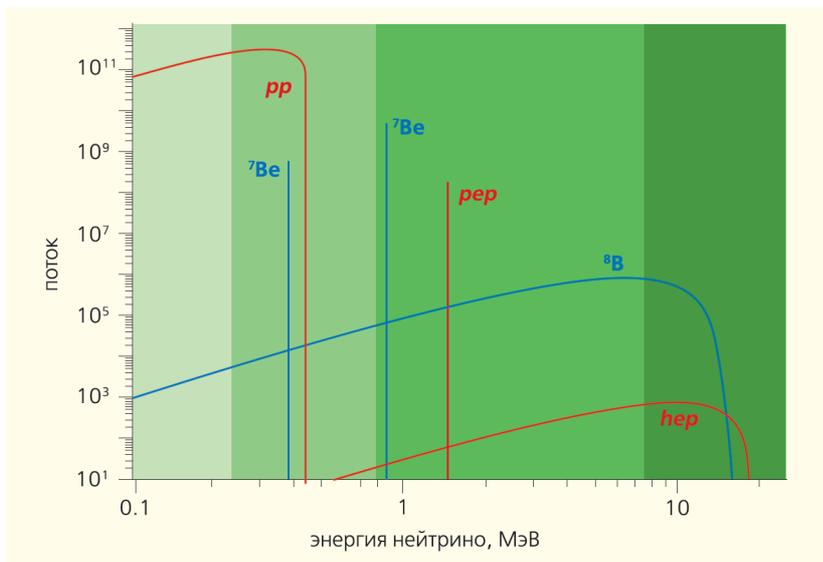


Рис.3. Энергетический спектр солнечных нейтрино в pp-цикле.

рино, или, как принято говорить, три флейворных состояния. Они различаются по заряженному лептону (электрону, мюону или тау), который сопровождает рождение (или поглощение) нейтрино в процессах слабого взаимодействия (см. рис.1). Подобные процессы протекают и в солнечном веществе.

По современным представлениям энергетика Солнца основана на преобразовании четырех протонов в ядро гелия-4, сопровождающемся освобождением энергии  $4.3 \cdot 10^{-12}$  Дж (или 26.7 МэВ). Оно происходит в результате двух возможных цепочек термоядерных процессов — протон-протонного (pp) цикла реакций (рис.2) и углеродно-азотно-кислородного (CNO) цикла реакций. Для звезд с размерами и возрастом нашего Солнца pp-цикл является определяющим, а вклад CNO-цикла составляет не более нескольких процентов, хотя соотношение вкладов зависит от модели и нуждается в экспериментальном подтверждении. Для протекания таких реакций требуются очень высокие температуры, порядка нескольких миллионов градусов, которые существуют только в центральных областях Солнца размером порядка трети радиуса.

Как видно из рисунка, в некоторых реакциях pp-цикла происходит излучение нейтрино. Важно отметить, что солнечные нейтрино — это нейтрино электронного типа, которые часто называют pp-нейтрино, <sup>7</sup>Be-нейтрино, <sup>8</sup>B-нейтрино и т.д., — по реакции, в которых они образуются. Энергия солнечных нейтрино (рис.3) лежит в области менее 20 МэВ, причем более 99% всех нейтрино излучается с энергиями меньше 1 МэВ.

В табл.2 приведены некоторые реакции с эмиссией солнечных нейтрино, которые сегодня играют ключевую роль в экспериментальных исследованиях, а также энергии и ожи-

**Таблица 2**  
**Характеристики реакций, порождающих нейтрино**

Тип нейтрино	Термоядерный процесс	Энергия $E$ , МэВ	Поток, нейтрино/см <sup>2</sup> ·с		Разница потоков, %
			ССМ (НМ)	ССМ (LM)	
$pp$ -нейтрино	$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$	<0.4	$5.97 \cdot 10^{10}$	$6.04 \cdot 10^{10}$	1.2
${}^7\text{Be}$ -нейтрино	${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	0.86 (90%) 0.38 (10%)	$5.07 \cdot 10^9$	$4.55 \cdot 10^9$	10
${}^8\text{B}$ -нейтрино	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$	<15	$5.94 \cdot 10^6$	$4.72 \cdot 10^6$	21

даемые потоки нейтрино, рассчитанные в рамках двух вариантов ССМ с разным содержанием тяжелых элементов внутри Солнца (варианты НМ — «High Metallicity» и LM — «Low Metallicity»). Погрешности расчетов потоков в этих моделях лежат в пределах ~1% для  $pp$ -нейтрино, ~5% для  ${}^7\text{Be}$ -нейтрино и ~10% для  ${}^8\text{B}$ -нейтрино.

Спектрометрические прецизионные измерения интенсивности солнечных нейтрино могут дать уникальную информацию о скорости протекания процессов внутри Солнца и, следовательно, помочь в формировании и отборе моделей.

### Парадокс и его разрешение

Первые наблюдения солнечных нейтрино были проведены в США в 1964—1968 гг. Р.Дэвисом с сотрудниками (в 2002 г. за эти работы Дэвис был удостоен Нобелевской премии). В серии радиохимических экспериментов измерялась скорость образования  ${}^{37}\text{Ar}$  под действием нейтринного излучения в большой емкости, содержащей 615 т  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  (рис.4):  $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ . Скорость оказалась примерно в три раза меньше ожидаемого значения, рассчитанного на основании предсказанного потока солнечных нейтрино. Порог реакции составляет 0.81 МэВ, и основной вклад в образование ядер аргона давал поток  ${}^8\text{B}$ -нейтрино. Так возник «парадокс солнечных нейтрино», который продержался более 30 лет. За это время новые предложения по разрешению парадокса вы-

двигались чаще, чем поступали новые экспериментальные данные. Здесь мы лишь остановимся на гипотезе о нейтринных осцилляциях, высказанной в конце 60-х годов [1, 2], которой было суждено кардинально повлиять на ход дальнейших исследований.

В 1969 г. вышла работа В.Н.Грибова и Б.М.Понтекорво, в которой развивались более ранние идеи Понтекорво о нейтринных осцилляциях и теории японских физиков о смешивании флейворных состояний нейтрино. Предполагалось, что в случае массивных (т.е. имеющих массу) нейтрино состояния физических нейтрино  $|m_i\rangle$ , являющихся собственными состояниями массовой матрицы, не совпадают с флейворными состояниями нейтрино  $|\nu_i\rangle$ . В простом (но, как оказалось впоследствии, близком к реальности) случае, электронное нейтрино представляется суперпозицией:

$$|\nu_e\rangle = \sin\theta_{12}|m_1\rangle + \cos\theta_{12}|m_2\rangle, \quad (1)$$

где  $\theta_{12}$  — угол смешивания, а  $m_1, m_2$  — массы нейтрино. При распространении состояния нейтрино могут изменяться:  $|\nu_e\rangle \leftrightarrow |\nu_\mu\rangle$ .

На этой основе был предложен механизм дефицита образования ядер  ${}^{37}\text{Ar}$  в эксперименте Дэвиса. Идея состояла в том, что поток электронных нейтрино, рожденных в термоядерных процессах на Солнце и достигших Земли, ослабевает в результате трансформации части электронных нейтрино в нейтрино другого флейворного состояния, например в мюонные нейтрино, которые не могут вызвать образование  ${}^{37}\text{Ar}$  в разрешенной

реакции  ${}^{37}\text{Cl}(\nu_e, \mu^-){}^{37}\text{Ar}$  из-за низкой энергии. Не следует думать, что процесс изменения флейворного состояния нейтрино носит хаотический и случайный характер. Этот процесс имеет квантово-механическую природу, и вероятность того, что при распространении в вакууме электронное нейтрино с энергией  $E$  останется в том же состоянии, дается соотношением:

$$P_{ee} = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \times \sin^2 1.27 \Delta m_{12}^2 \frac{L}{E}. \quad (2)$$

Вероятность  $P_{ee}$  — вероятность выживания нейтрино в электронном состоянии на расстоянии  $L$  от источника — зависит от двух параметров: угла смешивания  $\theta_{12}$  и разности квадратов масс физических состояний нейтрино  $\Delta m_{12}^2 = m_1^2 - m_2^2$ . Согласно (2), эффект изменения флейворного состояния возмо-



Рис.4. Первый радиохимический детектор по регистрации солнечных нейтрино, шахта Хоумстейк, Северная Дакота (1964—1968).

жен только для массивных нейтрино, он носит периодический характер и поэтому называется нейтринными осцилляциями.

Учитывая расстояние до Земли ( $1.5 \cdot 10^8$  км) и ограничения на массовый параметр, полученный из имеющихся экспериментальных данных, Понтекорво рассчитал, что периодическая составляющая ( $\sin^2 1.27 \Delta m_{12}^2 L/E$ ) усредняется и дает коэффициент  $1/2$ :

$$P_{ee} = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{12}.$$

Но так как эксперимент Дэвиса указывал на сильное подавление пучка электронных нейтрино, Понтекорво предположил, что угол смешивания велик и «поток наблюдаемых солнечных нейтрино должен быть в два раза меньше полного потока солнечных нейтрино» [3].

Гипотеза Грибова и Понтекорво первоначально не была встречена с большим восторгом: во-первых, в рамках Стандартной модели частиц нейтрино оставались безмассовыми и не было предложений, как сделать эту массу не нулевой, но очень маленькой — на много порядков меньше массы заряженных лептонов; во-вторых, смешивание в кварковом секторе было небольшим, поэтому и в лептонном секторе более естественным казалось небольшое смешивание, а объяснение парадокса солнечных нейтрино с помощью гипотезы об осцилляциях требовало максимального смешивания.

Несмотря на отсутствие энтузиазма у теоретиков, экспериментаторов охватил бум поиска нейтринных осцилляций. Поискные эксперименты начались на ядерных реакторах, ускорителях, в космических лучах. Но только через 30 лет убедительные доказательства, получившие широкое признание, были получены. Проблема нейтринных осцилляций оказалась более глубокой и сложной, чем предполагалась ранее. Экспериментальные исследования продолжают и сегодня, так же как

и дискуссии о теоретических аспектах этого явления.

Интересно отметить, что угол смешивания  $\theta_{12}$  оказался действительно большим, но этого было недостаточно для подавления в три раза потока  $^8\text{B}$ -нейтрино, чтобы объяснить наблюдаемую скорость образования  $^{37}\text{Ar}$  в эксперименте Дэвиса. Однако выход был найден. В 80-х годах идеи осцилляций нейтрино были развиты в работах Л.Валфенштейна, С.П.Михеева и А.Ю.Смирнова, которые разработали теорию распространения нейтрино в среде, в которой присутствуют слабо взаимодействующие с ним электроны [4]. Михеев и Смирнов показали, что при прохождении слоев солнечного вещества с изменяющейся плотностью (от  $\sim 150$  г/см<sup>3</sup> до 0) переходы электронного нейтрино в другие флейворные состояния могут усиливаться. Особенный интерес теории придавало то обстоятельство, что механизм мог работать и при больших, и при малых углах смешивания. Эти сценарии в литературе получили короткие обозначения MSW-LMA и MSW-SMA (Mikheev-Smirnov-Wolfenstein Large(Small)-Mixing-Angle).

В модели MSW-LMA описание распространения нейтрино зависело от их энергии: для энергий нейтрино менее 1–2 МэВ преобладают вакуумные осцилляции, и вероятность выживания приближенно описывается формулой Понтекорво (3), а для более высокоэнергетичных  $^8\text{B}$ -нейтрино начинает работать механизм усиления переходов, и вероятность выживания определяется в теории как

$$P_{ee} = \sin^2 \theta_{12}. \quad (4)$$

Переходная область энергий, согласно предсказаниям, лежала при значениях  $E = 1 \pm 2$  МэВ.

### Вслед за Дэвисом

Предыдущие экспериментальные исследования солнечных нейтрино можно разделить,

конечно, очень условно, на два периода — на первом этапе (60–90-е годы) развивались радиохимические (накопительные) методы регистрации, затем (середина 80-х — 2000-е годы) — черенковские детекторы большого объема. Среди первых, наряду с экспериментом Дэвиса, большое значение имела разработка и реализация проектов SAGE и GALLEX/GNO, в которых измерялась скорость образования  $^{71}\text{Ge}$  в реакции  $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$  под действием солнечных нейтрино. Порог реакции составляет 0.23 МэВ, и, следовательно, эксперименты были чувствительны к  $pp$ -нейтрино и  $^7\text{Be}$ -нейтрино. Недостаток радиохимического метода — отсутствие спектральной информации, что не позволяет выделить интенсивность потоков нейтрино от отдельных термоядерных процессов.

Водные черенковские детекторы работают в реальном времени, т.е. позволяют осуществлять прямую регистрацию каждого события взаимодействия нейтрино. В экспериментах Kamiokande и Super-Kamiokande солнечные нейтрино регистрировались в реакциях упругого рассеяния (ES — «elastic scattering») нейтрино на электронах мишени (до 50 тыс. т H<sub>2</sub>O):



Взаимодействие ES (5) идет для электронного нейтрино по каналам заряженных (см. рис.1,б) и нейтральных токов (см. рис.1,в). Однако нейтрино в другом флейворном состоянии могут также рассеиваться на электронах, но только за счет нейтральных токов (например, мюонное нейтрино, см. рис.1,в). Поэтому эффекту осцилляций подвержена только часть выхода реакции (5), обусловленная заряженным током для электронного нейтрино.

Мишенью детектора SNO служили 1000 т тяжелой воды D<sub>2</sub>O, в которой солнечные нейтрино регистрировались по реакции (5) и в процессах взаимодейст-

**Таблица 3**  
**Экспериментальные данные, полученные до начала проекта Borexino**

Энергия, МэВ	Процесс регистрации	Точность измерений, %	Данные/ССМ (НМ) (без осцилляций)
>0.23	$^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$	5	0.53
>0.81	$^{37}\text{Cl}(\nu_e, e^-)^{37}\text{Ar}$	9	0.30
>5÷5.5	$d(\nu_e, e^-)pp$	9	0.29
>5÷7	$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$	4	0.40
>2.2	$d(\nu_s, \nu_x)np$	9	0.93

вия заряженных (CCD) и нейтральных (NCD) токов:

$$\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p, \text{ CCD} \quad (6)$$

$$\nu + d \rightarrow \nu + n + p, \text{ NCD} \quad (7)$$

Выход реакции (7) не подвержен осцилляциям, поскольку нейтральные токи одинаковы для любых типов нейтрино. Недостаток черенковских детекторов — высокий порог регистрации (5—7 МэВ, 2.2 МэВ для реакции NCD), поэтому информация поступала только о  $^8\text{B}$ -нейтрино.

В табл.3 представлены результаты: точность экспериментальных данных и отношение измеренных величин к ожидаемым значениям в модели без осцилляций. Расчетные потоки нейтрино были взяты из данных ССМ (в варианте НМ). На первый взгляд величины из последнего столбца выглядят противоречиво и разрозненно. Но в рамках теории MSW–LMA было показано, что данные согласуются при следующих параметрах нейтринных осцилляций:

$$\Delta m_{12}^2 \sim 8 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2, \quad \sin^2 \theta_{12} \sim 0.3. \quad (8)$$

Поясним это на качественном уровне. Согласно предсказаниям MSW–LMA, выход реакции  $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$  определяется заряженными токами под действием  $pp$ - и  $^7\text{Be}$ -нейтрино с энергиями менее 1 МэВ. Вероятность выживания электронных нейтрино в этом случае приближенно можно найти из соотношения (2), которое дает подавление потока электронных нейтрино на величину около 45%.

Измерение потоков  $^8\text{B}$ -нейтрино по каналу заряженных токов в реакциях  $^{37}\text{Cl}(\nu_e, e^-)^{37}\text{Ar}$ ,

$d(\nu_e, e^-)pp$  с энергиями до 15 МэВ приводит, согласно (4), к уменьшению потока электронных нейтрино до 70%.

Для реакции рассеяния на электронах, в которой при энергиях >5 МэВ участвовали только  $^8\text{B}$ -нейтрино, скорость счета событий определял как поток электронных нейтрино  $\Phi(\nu_e) = P_{ee}\Phi(^8\text{B}\text{-нейтрино})$ , взаимодействующих по каналам заряженных и нейтральных токов, так и нейтрино других флейворов  $\Phi(\nu_{\mu,\tau}) = (1 - P_{ee})\Phi(^8\text{B}\text{-нейтрино})$ , но взаимодействующих только по каналу нейтральных токов. Вероятность выживания нейтрино  $P_{ee}$ , как и в предыдущем случае, дается соотношением (4). Однако сечение взаимодействия по нейтральному каналу в шесть раз меньше, чем по заряженному, поэтому осцилляции нейтрино приводят к уменьшению скорости счета приблизительно на 60%.

Выход реакции развала дейтрона  $d(\nu_x, \nu_x)np$  по нейтральному каналу, как отмечалось ранее, не зависит от эффекта осцилляций.

В последние годы параметры (8) были подтверждены в эксперименте KamLand, в котором наблюдались вакуумные осцилляции потока электронных антинейтрино от ядерных реакторов в Японии. И тем не менее исследования солнечных нейтрино далеки от завершения. Как видно из табл.3, точность экспериментов невысока. Дальнейшие прецизионные эксперименты должны, с одной стороны, дать более детальную информацию о потоках солнечных нейтрино для уточнения

Стандартной солнечной модели, а с другой — позволят исследовать механизм нейтринных осцилляций и, в частности, осцилляций нейтрино в веществе.

### Эра больших сцинтилляторов

Сейчас начался новый этап исследований, основанный на сцинтилляционном методе регистрации. В мае 2007 г. был введен в строй детектор солнечных нейтрино, созданный в рамках реализации международного проекта Borexino [5]. Готовятся к запуску другие установки такого рода, которые, по видимому, и будут определять экспериментальную ситуацию в области физики солнечных нейтрино в ближайшие 10 лет. Преимущества сцинтилляционного метода заложены в возможности вести спектрометрию солнечных нейтрино в широком диапазоне энергий в реальном времени. В частности, ближайшие эксперименты нацелены на прямое детектирование солнечных нейтрино в области энергий менее 5 МэВ, недоступной черенковским детекторам, где сосредоточено более 99% частиц и поэтому можно набрать большую статистику.

Первый (и, насколько нам известно, единственный) сцинтилляционный детектор был сделан Райнесом с сотрудниками еще в 1964 г. Солнечные нейтрино в нем должны были регистрироваться по реакции рассеяния на электронах [6]. Детектор содержал 200 л жидкого сцинтиллятора и был установ-

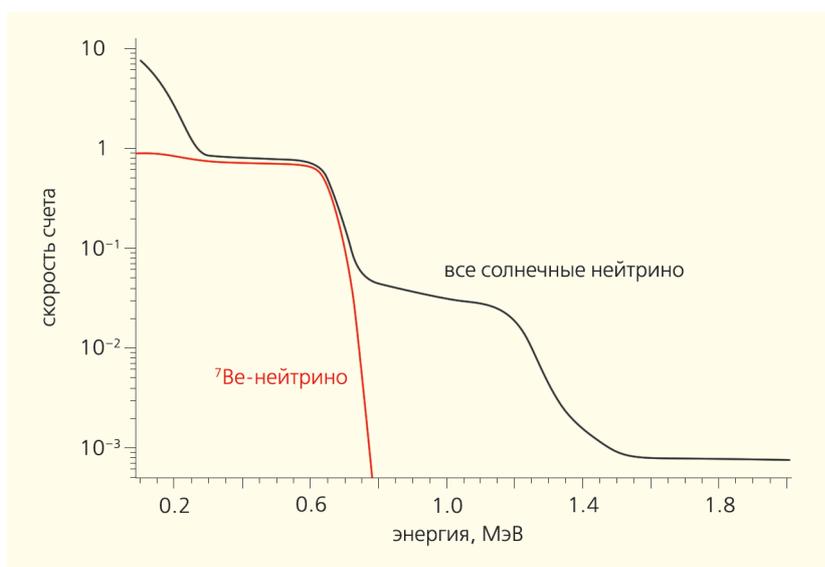


Рис.5. Энергетический спектр электронов отдачи при рассеянии солнечных нейтрино (скорость счета в интервале 10 кэВ/сут на 100 т сцинтиллятора).

лен в соляной шахте на глубине ~600 м. Обнаружить нейтрино так и не удалось, зато очень быстро стали очевидны трудности эксперимента:

- сечение взаимодействия нейтрино с электроном слишком мало ( $\sim 10^{-44}$  см<sup>2</sup>);

- энергия электрона отдачи лежит в области с высоким уровнем фона, связанного с космическим излучением и естественной радиоактивностью материалов.

Сам принцип регистрации заключается в следующем. Нейтрино, рассеиваясь на электронах мишени, могут передавать им в реакции (5) значительную долю энергии. Двигаясь в жидкости, электроны отдачи теряют эту энергию на ионизацию, что приводит к возбуждению молекулярных уровней основного материала сцинтиллятора — прозрачной флуоресцирующей органической жидкости, в которой возбуждение снимается путем испускания ультрафиолетовых квантов. В жидкость добавляется небольшая примесь другого флуоресцирующего материала, который «перехватывает» УФ-кванты (длина их поглощения очень мала) и испускает кванты видимого света. Послед-

ние распространяются в жидкости без поглощения и достигают установленных по краям мишени регистрирующих счетчиков — фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), спектральная чувствительность которых подобрана по длине волны излучаемого света. Общее число образовавшихся квантов пропорционально энергии электрона и составляет около 10 тыс. при потере электроном 1 МэВ энергии в жидком сцинтилляторе.

Кинетическая энергия рассеянного в реакции (5) электрона зависит от энергии налетающего нейтрино и угла рассеяния. Для моноэнергетических нейтрино, например солнечных <sup>7</sup>Ве-нейтрино с энергией 0.86 МэВ, энергетический спектр рассеянных электронов имеет вид пологого склона с резко обрывающимся «комптоновским» краем при максимальной кинетической энергии электрона  $T_{\max} = E/(1 + m/2E) = 0.66$  МэВ, где  $m$  — масса электрона. Известный профиль спектра отдачи от порога регистрации до «комптоновского» края, зависящего от энергии нейтрино  $E$ , используется для восстановления энергетического спектра падающих нейтрино.

На рис.5 представлен расчетный энергетический спектр электронов отдачи при взаимодействии с солнечными нейтрино, который был смоделирован для реального сцинтилляционного детектора, обладающего энергетическим разрешением ~5% при  $E = 1$  МэВ. Ожидаемая скорость счета <sup>7</sup>Ве-нейтрино, рассчитанная в модели MSW-LMA для мишени 100 т жидкого сцинтиллятора с порога регистрации ~250 кэВ, составляет около 50 событий/день. Это соответствует счету  $\sim 5 \cdot 10^{-9}$  Бк/кг. Для сравнения, естественная радиоактивная загрязненность воды — 10 Бк/кг. Концентрация природных радиоактивных примесей (<sup>238</sup>U, <sup>232</sup>Th, <sup>40</sup>K, а также радиоактивных газов — Kr, Ar, Rn) в материалах недопустимо высока. Даже отбор конструкционных материалов не обеспечивает приемлемый уровень фона детектора, и требуется изощренная техника очистки для снижения содержания примесей. Так, испытания образцов жидкого сцинтиллятора в условиях низкофонных подземных лабораторий (Баксан, 1976 г.) давали скорость счета на уровне  $10^{-1} \div 10^{-2}$  Бк/кг, т.е. для успешной спектрометрии солнечных нейтрино требовалось уменьшение фоновой активности по крайней мере на семь порядков.

За решение этой задачи физики взялись в середине 90-х годов, образовав международное сообщество (коллаборациюorexino) [7]. Цели амбициозного проекта включали актуальные задачи физики частиц, физики Солнца, Земли, астрофизики и др. Были собраны большие силы — более 100 специалистов из крупнейших научных центров Венгрии, Германии, Италии, Польши, России, США, Франции. Национальный институт ядерной физики Италии для создания крупномасштабного детектора предоставил большую площадь в подземной лаборатории Гран Сассо, обладающей внушительной инфраструктурой. От России в проект вошли фи-

зики из РНЦ «Курчатовский институт», ОИЯИ и, в последние годы, специалисты из Санкт-Петербургского института ядерной физики и НИИ ядерной физики МГУ.

Для успешной реализации проекта нужно было решить несколько основных задач. Прежде всего, разработать новые технологии очистки материалов от радиоактивных примесей, в несколько миллионов раз более эффективные, чем применяющиеся в индустрии полупроводников. Были сомнения, можно ли в принципе получить жидкий сцинтиллятор с уровнем активности  $10^{-9}$  Бк/кг (уровень загрязненности  $10^{-16}$  г/г по урану и торью). Исследования показали, что в неполярных жидкостях, которые служат основой (растворителем) для жидкого сцинтиллятора, растворимость тяжелых металлов на несколько порядков меньше, чем предполагалось ранее. Очистить жидкий сцинтиллятор оказалось проще, чем полярную жидкость — воду, ультратонкая очистка которой имела принципиальные ограничения. В частности, последнее обстоятельство затрудняет использование водных черенковских детекторов, в которых порог регистрации в упомянутых выше экспериментах не удавалось опустить ниже 5–7 МэВ из-за фонового излучения.

Далее, нужно решить технические проблемы создания

крупномасштабного детектирующего комплекса объемом более 4000 м<sup>3</sup>, вспомогательных детектирующих устройств и высокопроизводительных заводов по производству ультрачистых жидкостей в условиях подземной лаборатории.

Однако подавить все источники фона, основываясь только на очистке жидкостей и масштабе детектора, по-видимому, невозможно, даже размещая этот детектор глубоко под землей. Определенные надежды возлагались на современные информационные технологии для моделирования и реконструкции событий взаимодействия нейтрино, способствующих выделению полезного сигнала среди фоновых процессов. Это дорогостоящая составляющая проекта, которая связана с разработкой программ, средств сбора, хранения и передачи больших объемов информации, анализа данных на базе компьютерных станций и распределенных систем вычислений.

### От макета к установке

Идея Borexino состояла в том, чтобы поместить большое количество жидкого сцинтиллятора в прозрачную нейлоновую сферу, которая подвешена внутри несцинтиллирующей (буферной) жидкости. По краю буферной жидкости предполагалось установить ФЭУ. Буферная жид-

кость защищает внутреннюю мишень-сцинтиллятор от внешнего излучения конструкционных материалов детектора, стен лаборатории и от загрязненности самих ФЭУ. Жидкий сцинтиллятор и буферную жидкость было предложено изготовить на основе растворителя — очищенного псевдокумола (1.2.3.триметилбензола) — ароматического углеводородного соединения с химической структурой C<sub>6</sub>H<sub>5</sub>(CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub>.

Разработка проекта началась с создания прототипа детектора — низкофоновой установки STF (Counting Test Facility) с массой жидкого сцинтиллятора около 4 т в нейлоновой сфере, окруженной 1000 л очищенной воды (рис.6). Все стадии производства и очистки жидкого сцинтиллятора испытывались на опытных образцах, которые проходили контроль с использованием детектора STF. Псевдокумол добывался с большой глубины, где концентрация радиоактивных (космогенных) изотопов, образованных космическим излучением за длительные времена, была значительно ниже, быстро транспортировался в подземную лабораторию Гран Сассо и проходил очистку вместе со сцинтилляционными добавками методами фильтрации, дистилляции, водной экстракции, продувки специально очищенным азотом. Одновременно разрабатывались технические детали проекта.

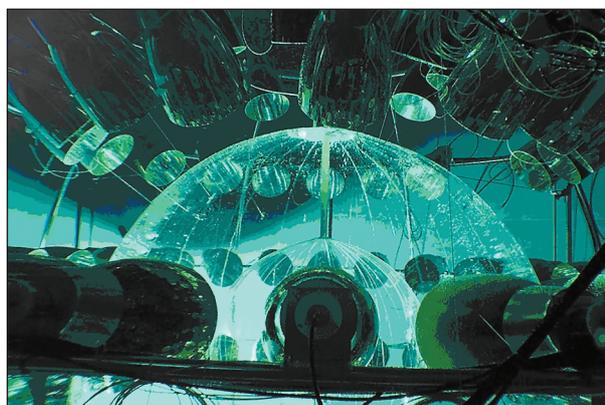
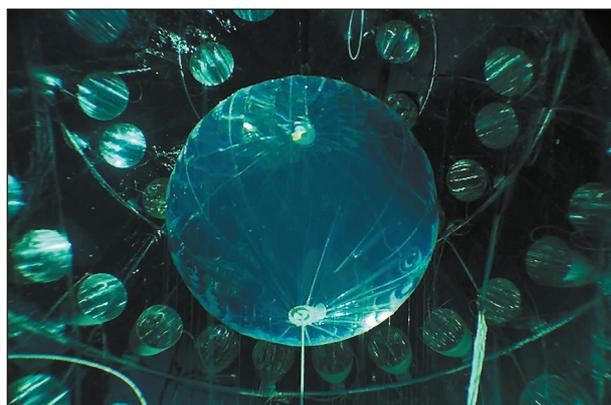


Рис.6. Детектор STF — прототип детектора Borexino.

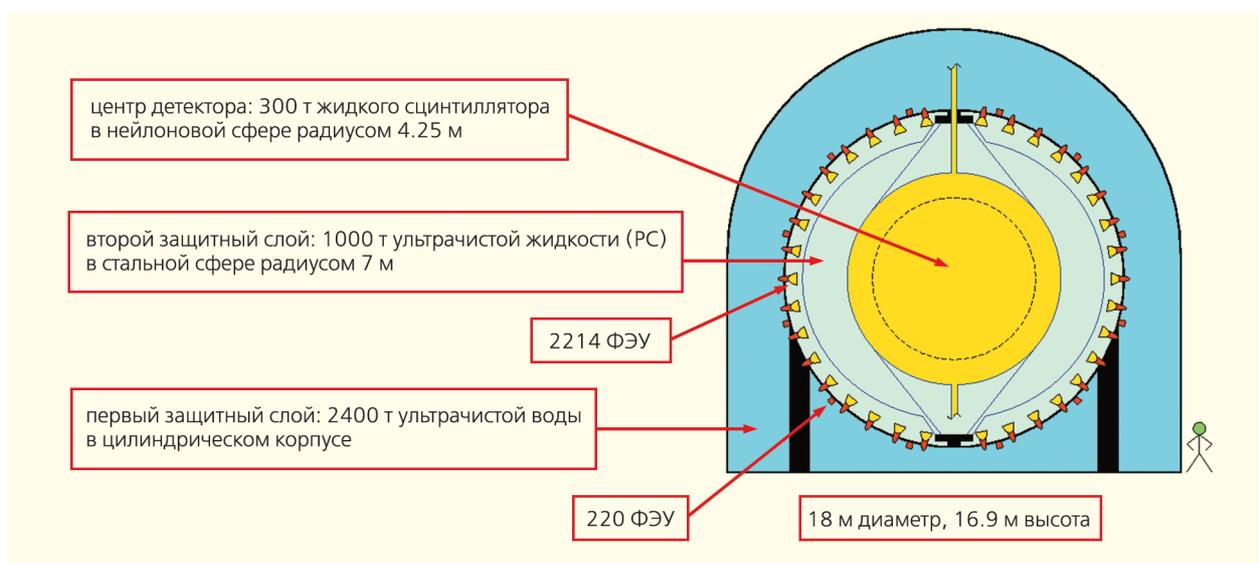


Рис.7. Схема детектора Borexino.

Полномасштабный детектор Borexino представляет собой стальной цилиндр, в верхней части имеющий сферическую форму диаметром 18 м; внутри он состоит из нескольких слоев и напоминает русскую матрешку, реализуя принцип многослойной защиты для последовательного улучшения радиационной чистоты от внешних к внутренним зонам (рис.7). Внешний слой заполнен 2400 т сверхчистой воды, защищающей детектор от природной радиоактивности горных пород и материалов внешних конструкций. Этот же слой способен

регистрировать редкие космические мюоны, не поглотившиеся в 1000-метровой толще скал, окружающих подземную лабораторию (рис.8). Следующий слой — стальная сфера, заполненная 1000 т сверхчистого псевдокумола, используемого для защиты центральной части детектора. На внутренней поверхности стальной сферы установлены 2214 ФЭУ, а в центре детектора находится прозрачный нейлоновый шар радиусом 4.25 м, содержащий 300 т сцинтиллирующей жидкости (рис.9).

Удалось ли в итоге выполнить ключевое требование экс-

перимента — обеспечить экстремально низкую фоновую скорость счета, на уровне или ниже скорости взаимодействия 0.5 событий/(тонна·день), ожидаемой для  ${}^7\text{Be}$ -нейтрино? Проведенное моделирование показало, что центральная область детектора, содержащая приблизительно 1/3 часть жидкого сцинтиллятора, обладала максимально возможной защитой от внешних источников излучения (защита от космического излучения подавляет фоновые события на уровне 99.99%), в том числе от примесей, содержащихся в незначительном коли-

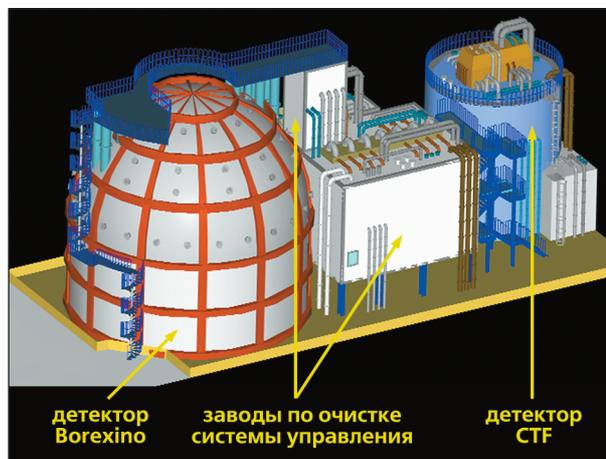


Рис.8. Подземная лаборатория, в которой расположен экспериментальный комплекс Borexino, и схема комплекса.

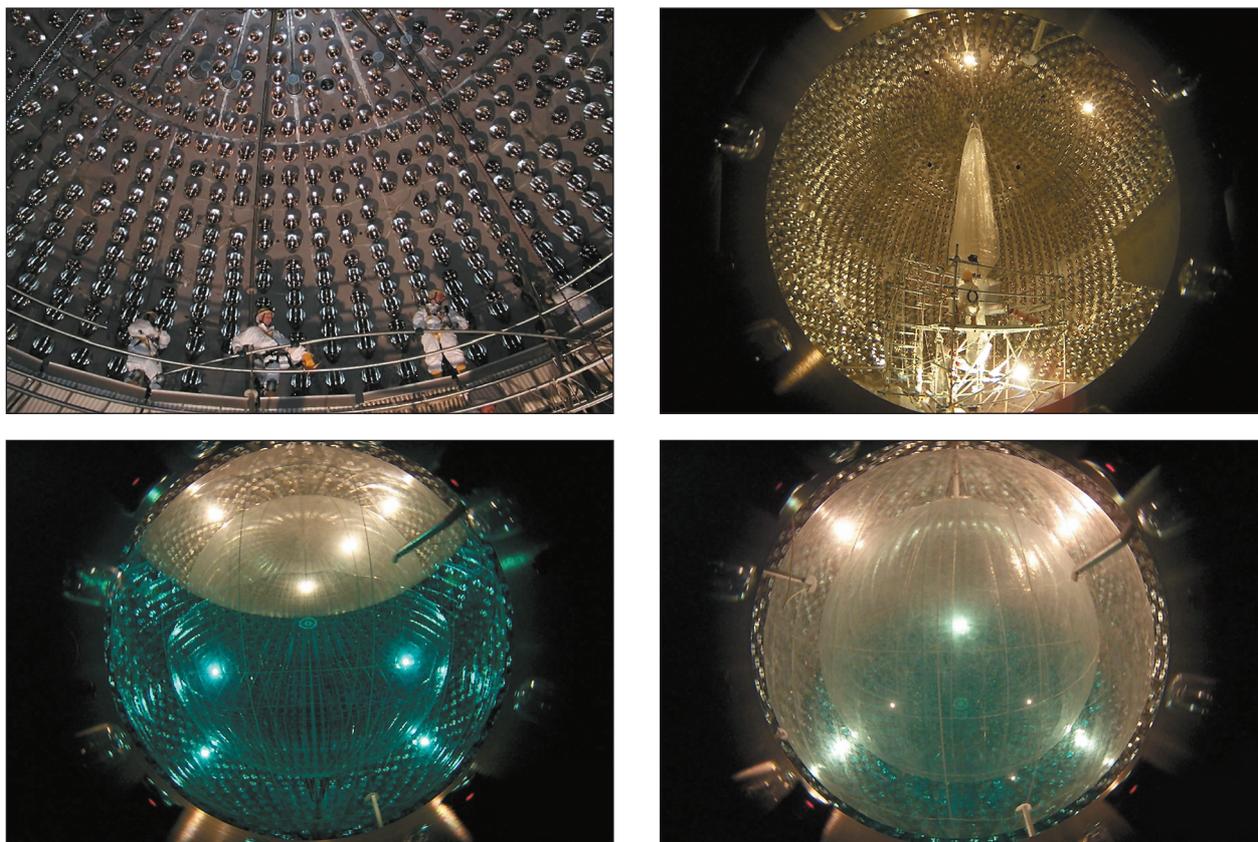


Рис.9. Этапы создания детектора: монтаж ФЭУ (2001—2002), установка прозрачной нейлоновой сферы внутри детектора (2004), заливка детектора жидким сцинтиллятором.

честве в оболочке нейлоновой сферы. Окончательный уровень фона детектора в значительной степени зависел от разработанных методов отбора зарегистрированных сигналов ФЭУ, т.е. выделения событий, которые были вызваны рассеянными электронами при взаимодействии солнечных нейтрино внутри жидкого сцинтиллятора.

Отбор событий — сложная многоступенчатая компьютерная процедура. Сначала отбираются одиночные события, которые могут быть ассоциированы с сигналами от одиночных электронов в реакции. Затем рассматриваются возможные корреляции с сигналами от регистрируемых мюонов космического излучения и продуктов распада радиоактивных примесей. Сигналы ФЭУ анализируются по форме, чтобы выделить электроны на фоне  $\alpha$ -частиц. Наконец, рекон-

струкция событий — алгоритм, основанный на времяпролетных характеристиках регистрации фотонов люминесценции с помощью ФЭУ, — позволяет восстановить пространственные координаты взаимодействия внутри жидкого сцинтиллятора. Последний этап дает возможность анализировать события в центральном объеме мишени радиусом 3 м, содержащем около 100 т сцинтиллятора. В области  $E = 1$  МэВ энергетическое разрешение детектора ( $1\sigma$ ) составляет ~5%, а пространственное разрешение — около 5 см.

Специальный анализ данных детектора (анализ совпадений  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц в распадах висмута и полония, содержащихся в цепочках распада урана и тория) показал, что была достигнута рекордная чистота жидкого сцинтиллятора по содержанию урана и тория на уровне

$10^{-17}$  г/г, т.е. на  $10^{11}$  порядков лучше, чем содержание этих элементов в обычных материалах. Отметим, что полученный уровень чистоты был на порядок лучше, чем требовалось для успешной реализации проекта.

Ожидаемый энергетический спектр  $\text{Borexino}$  в области энергий менее 2 МэВ (рис. 10), смоделированный на основе многолетних исследований фона с прототипом детектора STF и предварительных данных по концентрации тяжелых элементов в сцинтиляторе, показывает: электроны от рассеяния  ${}^7\text{Be}$ -нейтрино полностью доминируют в области энергий 200—800 кэВ. Скорость регистрации нейтрино от других источников в несколько раз меньше (спектр  ${}^8\text{B}$ -нейтрино на рисунке не показан).

Фоновая скорость счета определяется следующими основными источниками.

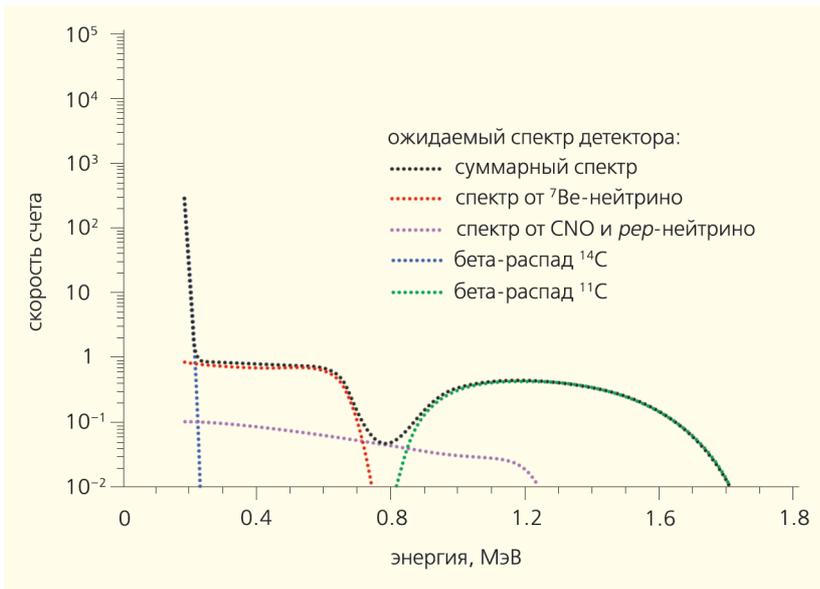


Рис.10. Ожидаемый энергетический спектр детектора (скорость счета в интервале 10 кэВ/сут на 100 т скнтиллятора).

— Неустранимый фон от электронов  $\beta^-$ -распада  $^{14}\text{C}$ -изотопа, который входит в естественную смесь углерода на уровне  $10^{-18}$  г/г. Природная  $\beta$ -активность этого изотопа ограничивает проведение измерений в области менее 200 кэВ и тем самым затрудняет на настоящем этапе проекта наблюдение солнечных  $pp$ -нейтрино.

— Фон от  $\beta^+$ -распада  $^{11}\text{C}$  с граничной энергией 960 кэВ. Изотоп  $^{11}\text{C}$  образуется под действием космических мюонов в процессе  $\mu + ^{12}\text{C} \rightarrow \mu + ^{11}\text{C} + n$  и затем распадается:  $^{11}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + e^+ + \nu_e$  с временем жизни 30 мин. Регистрация позитронов и аннигиляционных гамма-квантов затрудняет измерение спектра электронов рассеяния от  $pp$ -нейтрино в области более 0.8 МэВ. Однако следует отметить, что разработан специальный метод отбора событий, который будет реализован в дальнейшем для подавления этого источника фона.

—  $\alpha$ -частицы от распада  $^{210}\text{Po}$ , скнтилляционные сигналы которых отделяются от сигналов  $\beta$ -частиц с помощью техники разделения по форме импульсов.

— При энергии менее 1 МэВ могут присутствовать небольшие вклады в фон от электронов  $\beta^-$ -распада  $^{85}\text{Kr}$  и  $^{210}\text{Bi}$ , которые вычитаются методом подгонки известных энергетических  $\beta$ -спектров этих изотопов.

— В области более 2 МэВ основной фон детектора связан с  $\beta^-$ - и  $\beta^+$ -распадами космогенных изотопов, обладающих временем жизни от долей секунды до нескольких минут и даже дней, которые образуются в жидком скнтилляторе под действием космического излучения. Для подавления фона в этой области и выделения событий взаимодействия  $^8\text{B}$ -нейтрино используется корреляционный анализ с мюонными событиями детектора.

### Первые результаты

Порог регистрации был установлен ниже 100 кэВ, и, таким образом, впервые детектирование солнечных нейтрино проводилось в реальном времени в диапазоне менее 2 МэВ. К настоящему времени набрана статистика измерений за время более года [8, 9]. Массивы «сырых»

данных были частично обработаны. Спектр отобранных событий в низкоэнергетической области за 192 дня показан на рис.11,а. Для анализа спектра в области более 2 МэВ, в которой содержатся события от  $^8\text{B}$ -нейтрино, были отобраны измерения в течение 246 дней (рис.11,б).

В результате статистического анализа вкладов от нейтринных событий и фоновых процессов в полученный энергетический спектр была найдена скорость счета детектором нейтрино с энергией 0.86 МэВ:  $49 \pm 3$  событий в день на 100 т жидкого скнтиллятора, где указана только статистическая погрешность измерений. Таким образом, впервые в результате прямых измерений обнаружен и измерен поток солнечных  $^7\text{Be}$ -нейтрино.

На рис.11,б представлены экспериментальные точки и ожидаемые энергетические спектры электронов отдачи при взаимодействии  $^8\text{B}$ -нейтрино. Расчеты были проведены в модели без осцилляций (пунктирная линия) и в рамках модели MSW—LMA с осцилляциями (непрерывная линия). Видно, что экспериментальные данные находятся в согласии с гипотезой об осцилляциях нейтрино. Скорость счета  $^8\text{B}$ -нейтрино с энергетического порога 2.8 МэВ составила  $0.26 \pm 0.04$  событий в день на 100 т жидкого скнтиллятора, где также приведена только статистическая погрешность анализа.

Результаты измерений, кроме указанных выше статистических погрешностей, содержат значительную систематическую неопределенность, составляющую около 8.5%. В основном она связана с погрешностями в определении чувствительного объема детектора и энергетической шкалы. Устранить эти неопределенности позволит детальная калибровка детектора с помощью нескольких радиоактивных источников. Такие источники должны быть временно введены внутрь детектора, что

увеличивает риск разгерметизации детектора и попадания в него нежелательных изотопов, например радона. Поэтому в течение полутора лет основное внимание было уделено набору статистики и анализу фона. Детальные калибровки начались лишь в октябре 2008 г. и будут продолжены в 2009 г.

С учетом систематической погрешности были получены значения скорости счета солнечных  ${}^7\text{Be}$ -нейтрино и  ${}^8\text{B}$ -нейтрино детектором Borexino:

$$n({}^7\text{Be}-\nu) = [49 \pm 3 \text{ (статистика)} \pm 4 \text{ (систематика)}] \text{ событий/сут./100 т,} \quad (9)$$

$$n({}^8\text{B}-\nu) = [0.26 \pm 0.04 \text{ (статистика)} \pm 0.02 \text{ (систематика)}] \text{ событий/сут./100 т.} \quad (10)$$

Анализ экспериментальных данных с использованием потоков нейтрино, предсказанных ССМ НМ, позволяет сделать несколько выводов.

Как и в предыдущих экспериментах, в рамках подхода без нейтринных осцилляций наблюдаемые потоки солнечных нейтрино не согласуются с ожидаемыми потоками, предсказанными ССМ. Прямое детектирование указывает на дефицит солнечных  ${}^7\text{Be}$ -нейтрино с энергией 0.86 МэВ:

$$\frac{\Phi(\text{экспер.})}{\Phi(\text{ССМ})} = 0.65 \pm 0.08. \quad (11)$$

Результат одновременного измерения потока  ${}^8\text{B}$ -нейтрино с порога 2.8 МэВ находится в согласии с результатами предыдущих измерений, выполненных с помощью черенковских детекторов, и дает более глубокое подавление потока:

$$\frac{\Phi(\text{экспер.})}{\Phi(\text{ССМ})} = 0.45 \pm 0.09. \quad (12)$$

Подчеркнем, что в настоящем эксперименте измерения потока  ${}^8\text{B}$ -нейтрино проводились с наиболее низкого порога.

Напротив, в рамках MSW-LMA модели с осцилляциями ожидаемые скорости счета солнечных нейтрино согласуются с экспериментальными значениями. Для значений параметров

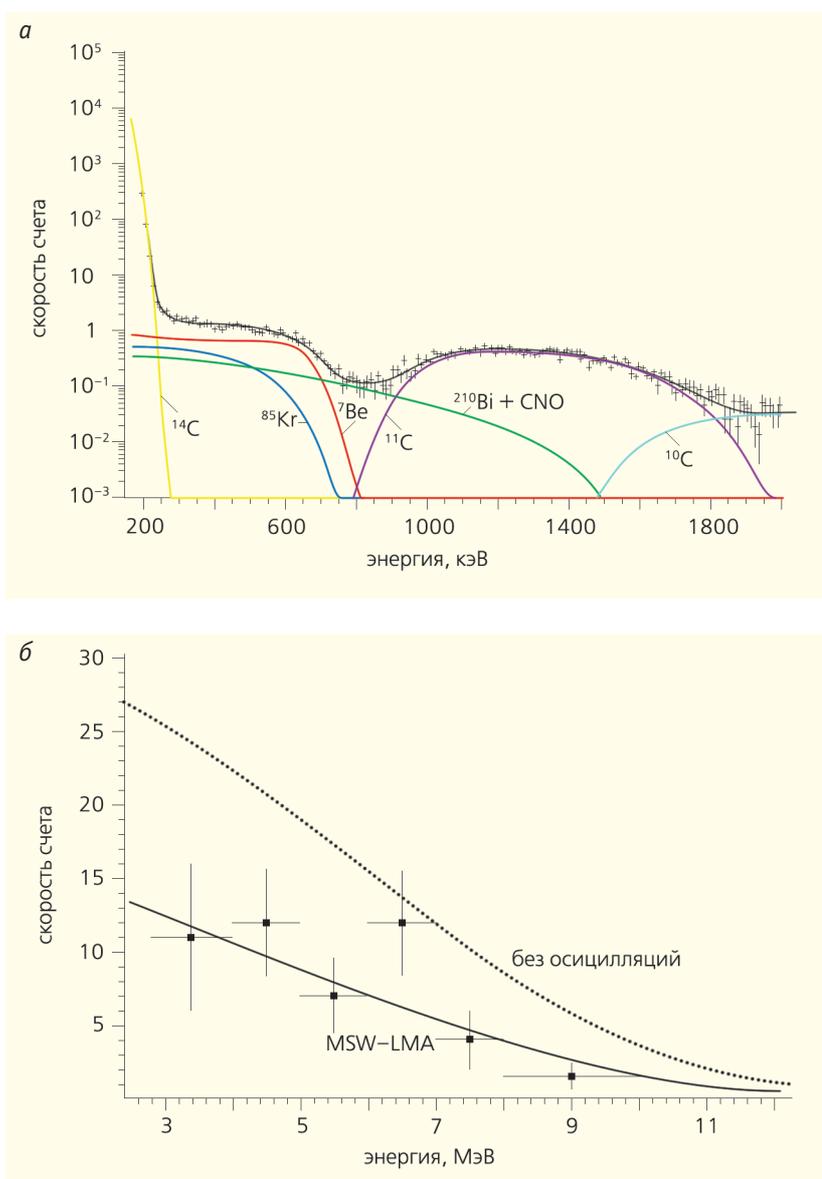


Рис.11. Спектр событий детектора с энергиями до (а) и более (б) 2 МэВ.

осцилляций (8) скорость счета  ${}^7\text{Be}$ -нейтрино составляет  $48 \pm 4$ , что согласуется с экспериментальным значением (9). Спектральные данные (рис.10) и сравнение потока  ${}^8\text{B}$ -нейтрино с ожидаемым значением также подтверждают MSW-LMA теорию нейтринных осцилляций.

Наконец, полученные результаты позволяют впервые в одном эксперименте подтвердить присутствие MSW-эффекта (усиления нейтринных осцилляций в веществе) при распространении  ${}^8\text{B}$ -нейтрино с энергиями

более 2.8 МэВ. Опираясь на предсказания потоков нейтрино в рамках солнечной модели, можно рассчитать вероятность выживания электронных нейтрино для потоков  ${}^7\text{Be}$ -нейтрино с энергией 0.86 МэВ и  ${}^8\text{B}$ -нейтрино со средней энергией 8.6 МэВ:

$$P_{ee}({}^7\text{Be}-\nu) = 0.56 \pm 0.10 \text{ (0.862 МэВ)}, \quad (13)$$

$$P_{ee}({}^8\text{B}-\nu) = 0.35 \pm 0.10 \text{ (8.6 МэВ)}, \quad (14)$$

которые показывают присутствие эффекта на уровне  $1.8\sigma$ , рис.12.

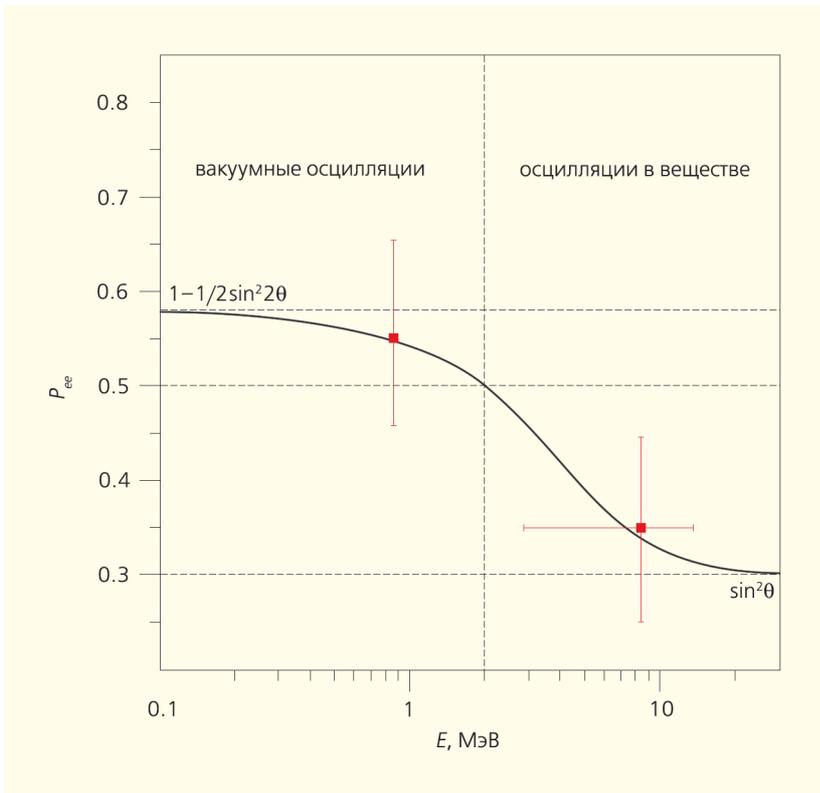


Рис.12. Вероятность выживания солнечных нейтрино в электронном состоянии.

## Заявка на будущее

Исследования с помощью детектора Borexino открывают и другие возможности для экспериментальной нейтринной физики. Он обладает высокой чувствительностью к геонейтрино (антинейтрино, излучаемым дочерними продуктами распада изотопов урана и тория), которые содержатся в недрах Земли. Научные цели проекта также включают регистрацию антинейтрино от удаленных ядерных реакторов Европы, мониторинг пучка мюонных нейтрино, направляемого в лабораторию Гран Сассо из ЦЕРНа в рамках проекта CNGS (CERN-GranSasso), и даже нейтрино от вспышек сверхновых на расстояниях до 100 кпс от Земли. Комплекс Borexino будет включен в мировую сеть для регистрации нейтринного излучения, сопровождающего вспышки сверхновых. Хочется верить, что с его помощью будет получено еще немало интересных результатов. ■

## Литература

1. Беседа с Б.М.Понтекорво // Природа. 1983. №8. С.74—76.
2. Понтекорво Б.М. // УФН. 1983. Т.141. №4. С.675—709.
3. Понтекорво Б.М. // ЖЭТФ. 1967. Т.53. Вып.5. С.1717—1725.
4. Михеев С.П., Смирнов А.Ю. // УФН. 1987. Т.153. №1. С.3—58.
5. РНЦ «Курчатовский институт». «Детектор Борексино регистрирует нейтрино, рожденные в центре Солнца». Заявление для прессы 20 августа 2007 года.
6. Reines F., Kropp W.R. // Phys. Rev. Lett. 1964. V.12. P.457—459.
7. Borexino Collaboration «Science and Technology of Borexino» // Astroparticle Physics. 2002. V.16. P.205—234.
8. Borexino Collaboration «Direct Measurement of the  $^7\text{Be}$  Solar Neutrino Flux with 192 Days of Borexino Data» // Phys. Rev. Lett. 2008. V.101. P.091302.
9. Borexino Collaboration «Measurement of the Solar  $^8\text{B}$  Neutrino Flux with 246 Live Days of Borexino and Observation of the MSW Vacuum-Matter Transition» // arXiv: hep-ex/0808.2868, 2008.