

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.123

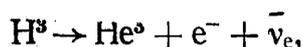
НЕЙТРИННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ И СОЛНЕЧНЫЕ НЕЙТРИНО

Л. Вольфенштейн, Ю. У. Бейер(Университет г. Питсбурга, Пенсильванский университет,
г. Филадельфия, США⁽¹⁾)*(Phys. Today. July 1989. V. 42, No. 7. Pp. 28—36)**Гипотетический квантовомеханический процесс, в котором нейтрино изменяют свой «аромат», может быть обнаружен и изучен с помощью новых высокочувствительных детекторов солнечных нейтрино.*

Элементарная частица нейтрино была постулирована Вольфгангом Паули, чтобы объяснить кажущееся несохранение энергии в процессе бета-распада ядер. Сейчас полагают, что существует по крайней мере три разновидности, или «аромата», нейтрино (которые обозначают ν_e , ν_μ и ν_τ), различающиеся взаимодействием. Имеются также три антинейтрино $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ и $\bar{\nu}_\tau$.

Электронные нейтрино ν_e , которые возникают вместе с позитроном при бета-распаде ядер, должны излучаться Солнцем; регистрировать их можно с помощью реакций обратного бета-распада. Мюонные нейтрино ν_μ возникают при распадах мюонов и пионов. Наконец, тау-нейтрино, ν_τ , которые до сих пор не были обнаружены экспериментально, должны быть продуктом распада тау-лептонов.

Вопрос о величине массы нейтрино был поставлен Энрико Ферми в его первых работах по теории бета-распада. Он обратил внимание на то, что форма энергетического спектра электронов около максимальной энергии чувствительна к величине массы нейтрино. В последние годы эксперименты по измерению массы нейтрино проводятся в основном с ν_e , излучаемыми в бета-распаде трития



потому что в этом распаде граничная энергия электронов достаточно низка: 18 кэВ. Серия экспериментов, выполненных в Москве группой В. А. Любимова [1], дала указание на отличную от нуля массу нейтрино (порядка 30 МэВ). Эксперименты, проведенные другими группами, однако, не подтвердили этот результат, и лучшее на сегодняшний день ограничение, полученное группой в Цюрихе [2], составляет $m_{\nu_e} < 18 \text{ эВ}^{(2)}$.

Подобное ограничение можно получить и из распределения времен

прихода нейтрино от сверхновой SN 1987A. Лучшие ограничения на массы ν_μ и ν_τ составляют $m_{\nu_\mu} \leq 250$ кэВ и $m_{\nu_\tau} \leq 35$ МэВ.

Стандартная теория электрослабых взаимодействий, предложенная Стивеном Вайнбергом, Абдусом Саламом и Шелдоном Глэшоу, обычно записывается в такой форме, в которой все нейтрино полагаются безмассовыми. Однако большинство обобщений этой теории, и в частности теория великого объединения, требуют ненулевой массы нейтрино. Ожидаемые величины масс нейтрино в этих теориях слишком малы, чтобы можно было их измерить прямыми кинематическими методами. В этом случае единственно возможным способом обнаружения массы нейтрино оказывается Квантовомеханический процесс, известный под названием нейтринных осцилляций, в котором нейтрино одного аромата переходят в другой, например ν_e в результате этого процесса становится ν_μ или ν_τ .

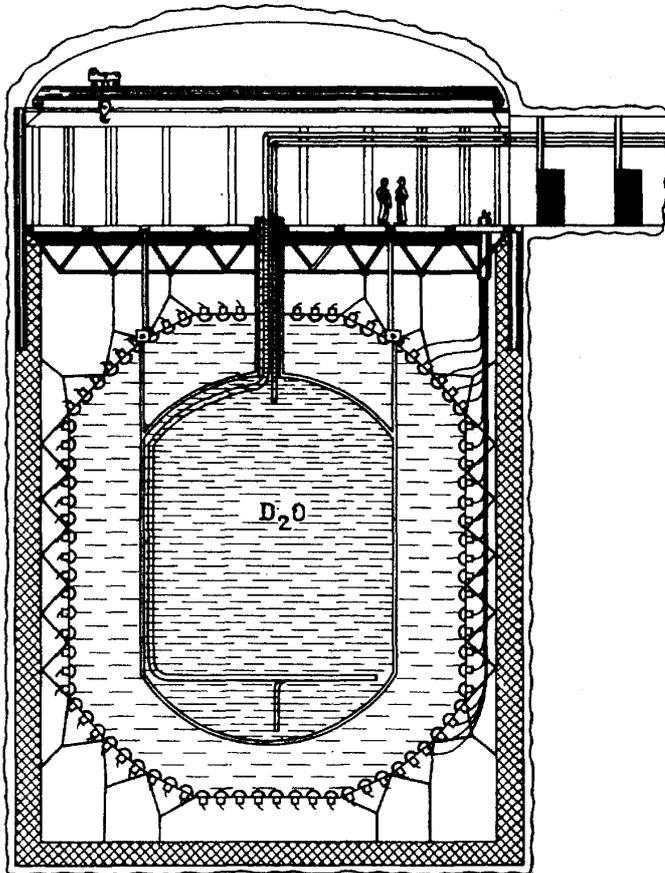


Рис. 1. Нейтринная обсерватория Сэдбери. Детектор солнечных нейтрино, показанный здесь, будет расположен на глубине 2 км в шахте около г. Сэдбери (провинция Онтарио, Канада). Помещение в шахте будет диаметром 20 м и высотой 30 м. Центральная часть детектора (D_2O) будет заполнена 1000 т тяжелой воды (такое количество D_2O доступно только в Канаде). Нейтрино, излученные Солнцем, будут взаимодействовать с дейтерием по схеме трех различных реакций; такой метод изучения солнечных нейтрино сделает эксперимент не чувствительным к деталям расчета потока солнечных нейтрино, но в тоже время чувствительным практически к любому типу нейтринных осцилляций. Тяжелая вода будет находиться в акриловой емкости, окруженной ультрачистой обычной водой H_2O , которая будет служить в качестве защиты от радиоактивного излучения окружающих материалов. Фотоумножители будут регистрировать черенковский свет, генерируемый электронами, которые возникают при взаимодействии нейтрино. Кирпичи (заштриховано) представляют низкофоновую защиту, а темный слой — окружающий установку грунт

Полагают, что Солнце служит обильным источником нейтрино; около 2% его энергии излучается в виде этих частиц. Еще в 1930 г. было предположено, что источником излучаемой Солнцем энергии служат термоядерные реакции, протекающие в его центре. И только несколько месяцев назад результаты эксперимента, чувствительного к направлению прихода частиц, определенно показали, что Солнце действительно излучает нейтрино. Это первое экспериментальное доказательство ядерной природы излучаемой Солнцем энергии.

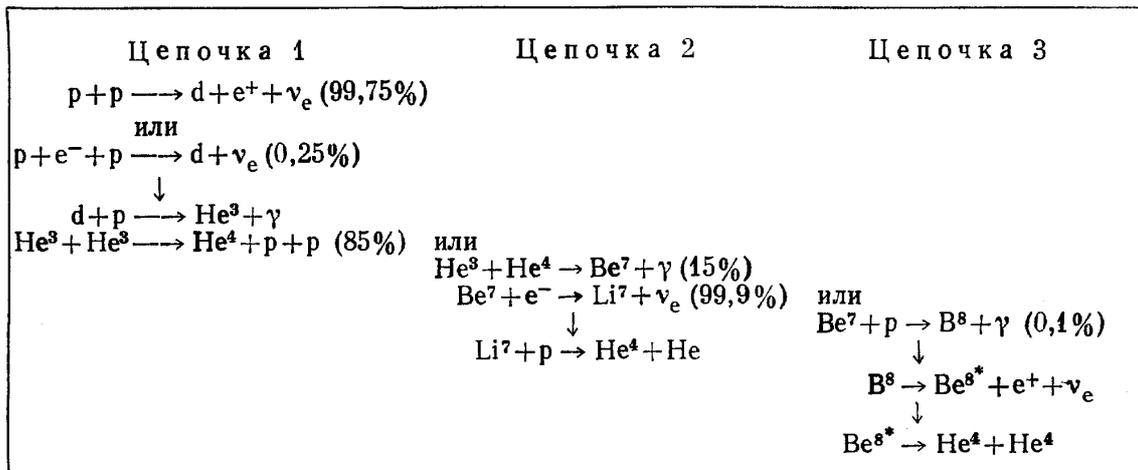
Было проведено много безуспешных поисков нейтринных осцилляций с пучками нейтрино, получаемыми на ускорителях и реакторах. Если в

качестве источника нейтрино использовать Солнце, то это позволяет проводить поиски осцилляции на гораздо большем расстоянии, что в свою очередь делает их чувствительными к существенно меньшим значениям масс нейтрино. (На рис. 1 показана установка, предложенная для регистрации солнечных нейтрино.) Более того, вещество Солнца может усиливать осцилляции нейтрино, пока они движутся внутри Солнца. И вообще, солнечные нейтрино дают нам возможность изучать те их свойства, которые трудно или невозможно изучать с помощью земных источников нейтрино.

Вплоть до последнего времени группа Раймонда Дэвиса, которая экспонирует большую мишень, содержащую Cl^{37} , в глубокой золотоносной шахте Хоумстейк в штате Южная Дакота [3], (США), была единственной, пытавшейся регистрировать солнечные нейтрино. В этом эксперименте, продолжающемся уже 20 лет, измерен поток нейтрино, однако его величина оказалась существенно ниже той величины, которую следует ожидать согласно стандартной теоретической модели Солнца [4]. Это расхождение теории и эксперимента часто называют проблемой «потерянных» солнечных нейтрино.

Несмотря на существование до последнего времени всего единственного экспериментального результата, было предложено множество решений этой проблемы. Эти решения можно разделить на два широких класса: решения, в которых причиной расхождения является Солнце, т. е. неверна стандартная солнечная модель, и решения, в которых причиной оказываются неизвестные пока свойства нейтрино. В тех случаях, когда ответственность возлагается на солнечную модель, отмечается, что хлорный детектор чувствителен только к весьма малой доле солнечного нейтринного излучения, которая сама по себе очень чувствительна к величине температуры в центре Солнца. Нестандартные солнечные модели, использующие необщепринятые идеи о составе Солнца или о перемешивании вещества в Солнце, уменьшают ожидаемый эффект в детекторе без серьезных изменений основных идей об источниках энергии звезды. С другой стороны, возможно, что стандартная солнечная модель справедлива, а изменяются свойства ν на их пути к Земле.

Протон-протонный цикл ядерных реакций в Солнце



Поток солнечных нейтрино. Согласно стандартной солнечной модели энергия генерируется внутри Солнца в процессе ядерных реакций, в итоге которых четыре протона сливаются в ядро гения. В таблице показана последовательная цепочка реакций, а рис. 2 демонстрирует результирующий спектр нейтрино. Необходимой стартовой реакцией для всей цепочки служит слабое взаимодействие двух протонов, в результате которого образуется дейтрон. В этой реакции возникает обильный

поток нейтрино с непрерывным спектром до энергии 420 кэВ. Затем дейтрон достаточно быстро вступает в реакцию с протоном и образует ядро He^3 , после чего цепочка разветвляется на две части. Для нас представляет интерес та ветвь, где рождается Be^7 , который затем сгорает двумя возможными способами. Ядро Be^7 может захватить электрон и при этом излучить нейтрино (с вероятностью 90% энергия нейтрино составляет 862 кэВ и с вероятностью 10% — 384 кэВ). Более важной с точки зрения наблюдателя оказывается второй способ выгорания Be^7 , приводящий к образованию ядра B^8 , так как при бета-распаде этого ядра возникают нейтрино с энергиями вплоть до 15 МэВ, детектировать которые наиболее просто. Относительно небольшой поток нейтрино можно ожидать от реакций с образованием ядер углерода, азота и кислорода, сгорающих в недрах Солнца. Однако вклад этих источников нейтрино в темп счета любого из предложенных детекторов солнечных нейтрино незначителен.

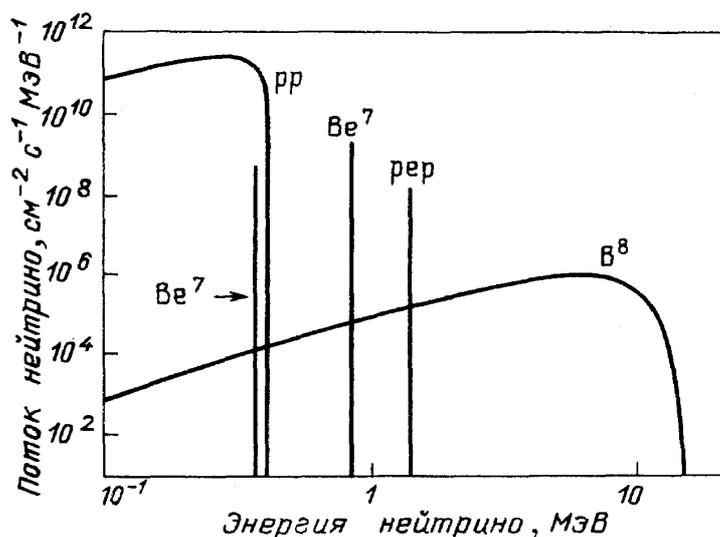


Рис. 2. Спектр солнечных нейтрино, рассчитанный авторами работы [4] в соответствии со стандартной солнечной моделью. Спектры соответствуют реакциям, приведенным в таблице

Теоретики неоднократно вычисляли абсолютные значения потоков нейтрино от этих источников. Последний по времени детальный анализ был выполнен Джоном Баккалом из Института перспективных исследований и Роджером Ульрихом из Калифорнийского университета (Лос-Анджелес) [4]. Они начали с предположения, что первоначально Солнце было сферически-симметричным и химически однородным телом. Затем они определили распространенность тяжелых элементов, опираясь на последние наблюдения солнечной поверхности, оставляя однако величину отношения количества гелия к количеству водорода свободным параметром. В итоге они рассчитали эволюцию Солнца вплоть до настоящего момента, варьируя начальные условия до тех пор, пока не получили наблюдаемую светимость Солнца.

Начальные физические предположения стандартной солнечной модели, кроме описанных выше, включают гидростатическое равновесие и предположение о лучистом характере переноса энергии, т. е. о диффузии фотонов. Основные входные параметры описываемых здесь процессов — скорости ядерных реакций и непрозрачность вещества Солнца — определяются из экстраполяции результатов лабораторных экспериментов и детальных расчетов взаимодействия фотонов с атомами. Все элементарные процессы должны быть по возможности тщательно изучены в лабораторных условиях.

Особенно важно попытаться оценить неопределенности значений потоков нейтрино, предсказываемых солнечной моделью. Наибольшие неопределенности существуют в расчетах потока борных нейтрино и потому, что сечение реакции $p + \text{Be}^7$ известно недостаточно хорошо, и потому, что скорость этой реакции предельно чувствительна к расчетному значению температуры в центре Солнца. Комбинируя неопределенности входных параметров, Баккал и Ульрих пришли к заключению, что точность расчета величины потока нейтрино от распада B^8 составляет $\pm 37\%$ с доверительным уровнем лучше 99%. В то же время трудно численно оценить неопределенности, связанные с некоторыми упрощенными предположениями солнечной модели.

Для объяснения малого потока борных нейтрино, наблюдаемого в хлорном детекторе, теоретики предложили различные нестандартные модели [5]. Все эти модели требуют изменений предположений стандартной солнечной модели неким специальным образом и не имеют каких-либо иных оснований кроме желания решить проблему солнечных нейтрино.

В отличие от расчетного потока нейтрино от бета-распада B^8 , ожидаемый поток нейтрино от pp -реакции почти не зависит от входных параметров и имеет практически одинаковое значение во всех солнечных моделях, включая и нестандартные.

Действующие эксперименты. В 1970 г. Р. Дэвис и его сотрудники начали эксперимент по регистрации солнечных нейтрино. Детектор представляет собой емкость объемом 380 000 л, наполненную перхлорэтиленом (C_2Cl_4) и помещенную в шахту на глубину 1480 м около г. Хоумстейк. Идея эксперимента заключается в регистрации солнечных нейтрино через реакцию обратного бета-распада



Пороговая энергия для этой реакции — 0,81 МэВ, а содержание изотопа Cl^{37} в естественном хлоре составляет 24%. Ядро Ar^{37} , рождающееся в реакции (1), нестабильно, его время жизни составляет 31 день. Регистрация распадов ядра Ar^{37} и служит доказательством того, что происходит реакция (1).

В пассивном радиохимическом эксперименте, подобном этому, детектор обычно экспонируется в течение одного-двух периодов полураспада продукта реакции Ar^{37} , а затем продувается гелием с тем, чтобы собрать несколько атомов Ar^{37} , рожденных при взаимодействии нейтрино с веществом мишени. Необходимо также тщательно измерить коэффициент извлечения и эффективность регистрации распадов Ar^{37} и определить вероятность рождения атомов Ar^{37} в других возможных процессах. Было выполнено множество вспомогательных экспериментов, чтобы определить эти факторы. Эффективность регистрации и коэффициент извлечения оказались достаточно большими и определены с хорошей точностью. Фон, значительная часть которого вызвана мюонами космических лучей, был изучен в зависимости от глубины расположения детектора в шахте. В результате эксперимента, после вычитания фона, который составляет 20%, и усреднения по всем извлечениям, проведенным в период с 1970-го по 1985 г., оказалось, что в детекторе рождается $0,472 \pm 0,037$ атомов Ar^{37} в сутки.

Как мы отмечали в начале статьи, важность этого результата заключается в том, что он оказался значительно меньше оценки, основанной на общепринятой модели звездной эволюции. В терминах солнечных нейтринных единиц (SNU), где $1 \text{ SNU} = 10^{-36}$ захватов в секунду на один атом мишени, экспериментальная скорость захватов составляет $2,1 \pm 0,3 \text{ SNU}$, а ожидаемая $5,3 - 10,5 \text{ SNU}$. Диапазон предсказываемых

значений соответствует предельным величинам стандартной солнечной модели, обсужденной выше [4], а приведенная экспериментальная ошибка — одному стандартному отклонению.

С февраля 1985-го по октябрь 1986 г. измерения на этой установке не проводились из-за поломки основных насосов. Недавно Р. Дэвис сообщил о результатах измерений [6] в период с октября 1985 г. по начало 1988 г. Извлечения, проведенные в этот период, дали скорость захвата $4,2 \pm 0,8$ SNU. Этот результат сам по себе только в два раза меньше среднего теоретического значения и, если принимать во внимание теоретические и экспериментальные неопределенности, не составляет серьезной проблемы.

Сейчас неясно, вызван ли новый результат статистической флуктуацией или какой-либо иной причиной. Скептики сразу же предположили, что условия эксперимента изменились и, следовательно, одна из двух серий измерений, вероятно, та, которая проводилась до замены насосов в 1986 г., была неправильной. Однако авторы эксперимента уверены, что условия эксперимента не изменились и что за результаты, полученные после 1986 г., ответственны либо эффекты статистики, либо реальная зависимость сигнала от времени.

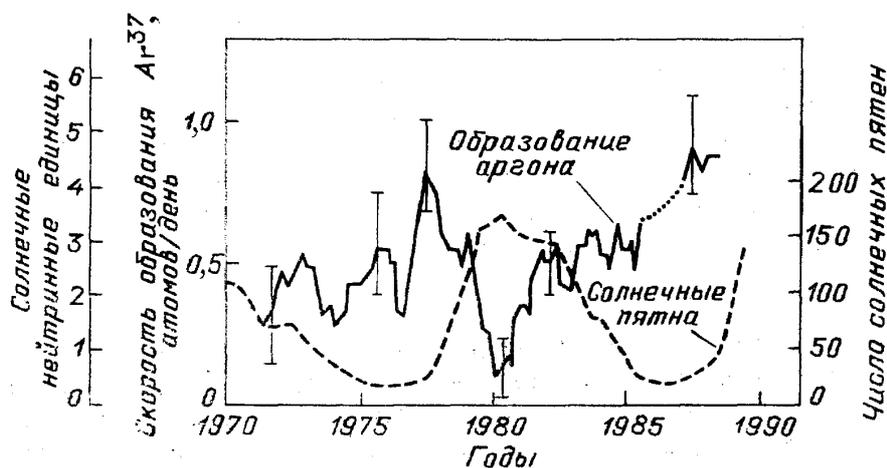


Рис. 3. Антикорреляция потока солнечных нейтрино и числа солнечных пятен. Сплошная кривая (шкала слева) показывает скользящее среднее для пяти последовательных измерений в хлор-аргоновом эксперименте как функцию времени. В 1985—1986 гг. данные не анализировались. Штриховая кривая (шкала справа) показывает среднее число солнечных пятен. Если солнечные нейтрино действительно антикоррелируют с числом солнечных пятен, то данные хлор-аргонового эксперимента должны показать минимум в следующий период максимума солнечной активности в 1990—1991 гг. Метки на горизонтальной оси соответствуют началу указанного года. (Рисунок предоставлен Р. Дэвисом)

Одна интригующая возможность состоит в том, что поток солнечных нейтрино антикоррелирует с солнечной активностью. Как можно видеть из рис. 3, минимум скорости образования Ar, измеренный до 1985 г., соответствовал максимуму числа солнечных пятен в 1979—1980 гг. Статистический анализ этих данных не дает большой значимости такой гипотезе. Однако данные 1987 г. соответствуют периоду минимума солнечной активности и, возможно, подкрепляют предположение об антикорреляциях. В случае обнаружения минимума скорости захвата нейтрино атомами Cl^{37} во время ожидаемого максимума солнечной активности в 1990—1991 гг. будет очень трудно избежать заключения о том, что поток солнечных нейтрино антикоррелирует с солнечной активностью.

Нам же пока остается только ждать и наблюдать.

Объяснить антикорреляцию будет очень трудно. Дело в том, что солнечная активность отражает явления, происходящие на поверхности

Солнца, в то время как нейтрино рождаются глубоко в недрах Солнца. Одно возможное предположение состоит в том, что нейтрино обладают магнитным моментом, который взаимодействует с магнитным полем во внешних, конвективных слоях Солнца [7]. Это взаимодействие приводит к прецессии спина нейтрино, меняя его спиральность с левой на правую. Правые нейтрино практически не взаимодействуют с веществом и не могут быть зарегистрированы хлор-аргоновым детектором. Величина магнитного момента нейтрино, необходимая для существования такого эффекта, должна быть больше чем 10^{-11} магнетона Бора, что на много порядков превышает теоретическое значение, вытекающее из существующего верхнего ограничения на массу электронных нейтрино.

Ка ми о к а н д е-II. В течение пятнадцати лет не было никаких экспериментов, подтверждающих или опровергающих результаты хлор-аргонового эксперимента. Только в начале 1986 г. после значительного улучшения характеристик водного черенковского детектора Камиоканде-II, расположенного в 300 км на запад от Токио и предназначенного для поиска распада нуклонов, появилась еще одна установка, чувствительная к потоку борных нейтрино. Модернизация детектора позволила установить достаточно низкий энергетический порог, дающий возможность регистрировать электроны отдачи, которые возникают при упругом рассеянии борных нейтрино на электронах:



Энергетический спектр электронов отдачи простирается вплоть до 15 МэВ. Кинематика реакции и регистрация электронов с использованием черенковского света позволяют получить информацию о направлении прихода нейтрино. Направление движения электрона с импульсом $10 \text{ МэВ}/c$ совпадает с направлением от Солнца к Земле со среднеквадратичным отклонением 28° . Угловое разрешение ограничивается, главным образом, многократным рассеянием электронов в веществе детектора.

В отличие от пассивного радиохимического хлор-аргонового детектора эксперимент на детекторе Камиоканде-II проводится в реальном времени, т. е. регистрируется отдельно каждый акт взаимодействия нейтрино. Сигнал от солнечных нейтрино извлекается из радиоактивного фона, вызванного в основном следующими тремя составляющими: фон, связанный с мюонами космических лучей, фон, обусловленный гамма-квантами, выходящими из стен подземного помещения и материала детектора, и фон, вызванный содержащимися в воде радиоактивными элементами. Уже после начала работы улучшенного детектора фон был уменьшен в тысячи раз.

Недавно группа Камиоканде-II опубликовала первые результаты [8], которые воспроизведены на рис. 4. За 450 дней работы с января 1987-го по май 1988 г., число зарегистрированных электронов с энергией выше 8,8 МэВ составило $0,46 \pm 0,13 \pm 0,08$ величины, ожидаемой в стандартной солнечной модели от борных нейтрино [4]. (Первая ошибка статистическая, а вторая — систематическая). Результат представлен как отношение измеренного количества электронов к определенному методом Монте-Карло с полной имитацией процесса детектирования и анализа событий для того, чтобы исключить многие систематические неопределенности.

Непосредственное сравнение этого результата с данными хлор-аргонового эксперимента сделать непросто. Предполагая, что только борные нейтрино подавлены относительно потока, предсказанного стандартной солнечной моделью, или что все нейтрино, регистрируемые хлор-аргоновым детектором, подавлены одинаковым образом, резуль-

таты этих двух экспериментов находятся в согласии друг с другом в период наблюдения в 1987—1988 гг. Тем не менее, благодаря возможности определения направления движения электронов, эксперимент Камиоканде-II впервые продемонстрировал, что нейтрино с энергией выше 9 МэВ действительно излучаются Солнцем.

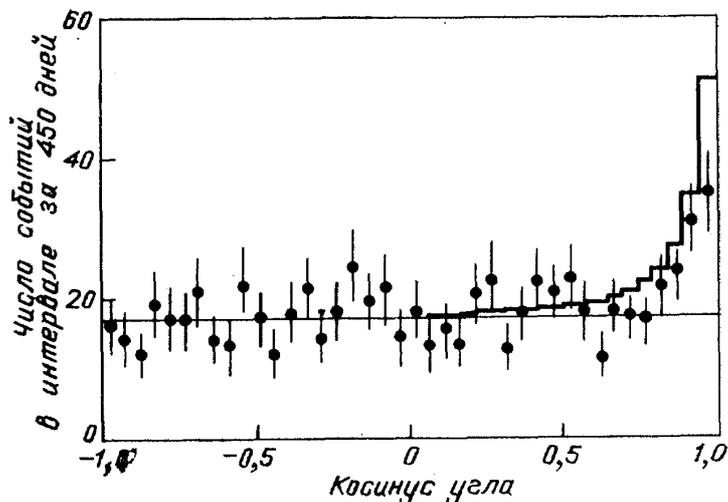


Рис. 4. Распределение направлений прихода нейтрино. Значение косинуса показывает угол между направлением на Солнце и направлением движения электрона с кинетической энергией больше 9,6 МэВ, измеренный детектором Камиоканде-II. Значение косинуса, равное 1, соответствует направлению от Солнца. Изотропная компонента распределения — фон. Пик в направлении вперед обусловлен солнечными нейтрино, упруго рассеянными на электронах в 680 тоннах водной мишени. Горизонтальная линия показывает подгонку изотропного фона. Гистограмма на правой стороне рисунка показывает распределение, ожидаемое в детекторе Камиоканде-II на основе стандартной модели

Однако чтобы не переоценить значимость полученных результатов, необходимо помнить, что эксперимент Камиоканде-II чувствителен всего лишь к нескольким процентам потока борных нейтрино, ожидаемых от Солнца. Более того, оба эксперимента — и хлор-аргоновый, и Камиоканде-II — являются экспериментами с низким темпом счета событий и, следовательно, имеют серьезные статистические ограничения. Для того чтобы определить энергетическую и временную структуру солнечных нейтрино, необходимы эксперименты с высоким темпом счета, чувствительные к нейтрино различных энергий. Прогресс в этом направлении мы обсудим в конце статьи.

Масса нейтрино и осцилляции. Несмотря на то, что, возможно, все нейтрино безмассовые, никакая симметрия не требует этого. В стандартной теории электрослабых взаимодействий все фермионы вводятся как безмассовые частицы и все они, за исключением нейтрино, приобретают массу в результате нарушения симметрии. В большинстве теорий великого объединения *up*- и *down*-кварки, электрон и электронное нейтрино рассматриваются как состояния единого фермионного поля и все приобретают массу. М. Гелл-Манн, П. Рамон и Р. Сланский отметили [9], что в простейшей теории великого объединения такого сорта, основанной на группе SO [10], нейтрино должны иметь массу, определяемую так называемой «see-saw» формулой:

$$m_\nu = \frac{(\text{нормальная масса})^2}{M},$$

где «нормальная масса» (m) может быть равна массе кварка или электрона. Для ν_μ и ν_τ величина m соответствует массе фермионов второго k

третьего поколений. Таким образом, «see-saw» формула устанавливает иерархию масс нейтрино различных поколений: $m_{\nu_e} \ll m_{\nu_\mu} \ll m_{\nu_\tau}$. Величина массы M связана с очень большим масштабом массы, при которой происходит объединение сильных и электрослабых взаимодействий в теориях великого объединения. Величина массы M может достигать значения 10^{15} ГэВ/ c^2 , и в этом случае даже наиболее тяжелое нейтрино будет иметь массу не более чем 10^{-2} эВ/ c^2 .

Важной чертой всех теорий массивных нейтрино является нейтринное смешивание. Нейтрино ν_e , возникающее при бета-распаде какого-либо ядра, должно быть Квантовомеханической смесью состояний с определенной массой ν_i :

$$|\nu_e\rangle = U_{e1}|\nu_1\rangle + U_{e2}|\nu_2\rangle + U_{e3}|\nu_3\rangle.$$

Во многих теориях $|U_{e1}|^2$ близко к единице. Таким образом, ν_e состоит преимущественно из легчайшего массового состояния. Однако можно ожидать заметного смешивания второго массового состояния ν_2 (величина $U_{e2} \approx 0,2$) и меньшего смешивания наиболее тяжелого состояния ν_3 . Это смешивание аналогично хорошо известному смешиванию кварков, впервые предложенному Н. Каббиво для объяснения силы слабого взаимодействия, ответственного за распады странных частиц.

Как следствие смешивания нейтрино, возникают нейтринные осцилляции, в которых с некоторой вероятностью первоначально чистый пучок ν_e может частично трансформироваться в ν_μ или ν_τ в процессе распространения частицы в вакууме. Рассмотрим только случай двух типов нейтрино. Тогда

$$|\nu_e\rangle = \cos \theta_V |\nu_1\rangle + \sin \theta_V |\nu_2\rangle, \tag{3}$$

$$|\nu_\mu\rangle = -\sin \theta_V |\nu_1\rangle + \cos \theta_V |\nu_2\rangle. \tag{4}$$

Параметр θ_V назван вакуумным углом смешивания. Состояние, которое в момент $t=0$ есть ν_e , можно записать как функцию времени или расстояния вдоль пути движущейся частицы следующим образом:

$$|\nu_e(t)\rangle = e^{-iE_1 t} \cos \theta_V |\nu_1\rangle + e^{-iE_2 t} \sin \theta_V |\nu_2\rangle. \tag{5}$$

Здесь мы воспользовались системой единиц, в которой $\hbar=c=1$. Полагая $E_i = (p_i^2 + m_i^2)^{1/2}$, находим, что относительная фаза этих двух компонент изменяется в результате ненулевого значения разности масс $m_2 - m_1$. Следовательно, Квантовомеханическое состояние содержит теперь компоненту ν_μ , которую можно записать в виде

$$\begin{aligned} \langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle &= \sin \theta_V \cdot \cos \theta_V \cdot (e^{iE_2 t} - e^{-iE_1 t}), \\ |\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle|^2 &= \sin^2 2\theta_V \cdot \sin^2 \frac{(E_2 - E_1) t}{2}. \end{aligned} \tag{6}$$

Такое Квантовомеханическое описание полностью идентично описанию прецессии спина в магнитном поле в случае частицы со спином $1/2$ и угла между направлением поля и ориентацией спина $2\theta_V$. Таким образом, нейтринные осцилляции можно рассматривать как прецессию в пространстве ароматов. Если масса нейтрино много меньше его энергии, то зависимость от времени в уравнении (6) можно заменить на

$$\sin^2 \frac{\pi l}{l_V}.$$

Здесь l — расстояние между источником и детектором нейтрино, а l_V , называемое вакуумной длиной осцилляции, определяется выражением

$$l_V = \frac{4\pi p_\nu}{m_2^2 - m_1^2}.$$

Для данного фиксированного значения импульса нейтрино в источнике большие расстояния l соответствуют чувствительности к меньшим значениям разности $m_2^2 - m_1^2$ или Δm^2 . Для импульса нейтрино $1 \text{ МэВ}/c$ и разности квадратов масс $\Delta m^2 = 1 \text{ эВ}^2/c^4$ длина осцилляции составляет $2,5 \text{ м}$.

Нейтринные осцилляции безуспешно искали во многих экспериментах на ускорителях и реакторах. В реакторных экспериментах обычно пытаются обнаружить исчезновение частиц из пучка электронных антинейтрино с энергиями несколько мегаэлектрон-вольт на расстоянии до 50 м . В ускорительных экспериментах ищут либо исчезновение ν_μ , либо появление ν_e или ν_τ в пучке, содержащем первоначально только ν_μ , при энергиях нейтрино в несколько гигаэлектрон-вольт на расстоянии около 1 км . Предполагая значение параметра θ_ν таким, что $\sin^2 2\theta_\nu = 0,1$, в обоих типах экспериментов верхнее ограничение на величину $m_2^2 - m_1^2$ оказывается примерно одинаковым, $0,2 \text{ эВ}^2/c^4$. Если $m_2 \gg m_1$, то это соответствует ограничению на массу ν_2 , равному $0,5 \text{ эВ}/c$ при естественном предположении, что ν_μ состоит в основном из ν_2 . Несмотря на то, что ограничение больше чем на порядок лучше величины прямых ограничений, оно все еще много больше величины, предсказываемой во многих теориях. Для того чтобы улучшить эти ограничения, мы должны проводить поиски осцилляции на значительно больших расстояниях. Солнце является уникальным источником нейтрино для подобного рода исследований.

МСВ-эффект. Возможность того, что вакуумные осцилляции могли бы изменить наблюдаемый поток солнечных нейтрино, обсуждалась еще даже до эксперимента Р. Дэвиса. Результат хлор-аргонового эксперимента вполне можно объяснить в терминах нейтринных осцилляции в вакууме при очень маленьких значениях Δm^2 , вплоть до $10^{-10} \text{ эВ}^2/c^4$. Однако для объяснения столь большого фактора подавления необходима большая величина смешивания всех трех типов нейтрино. Такое большое смешивание при столь малой величине m не может быть отвергнуто ни одним экспериментом, но в большинстве теорий ожидаются значительно меньшие значения смешивания.

Альтернативная возможность, построенная на развитом Л. Вольфенштейном формализме и не требующая большой величины угла смешивания в вакууме, была отмечена С. П. Михеевым и А. Ю. Смирновым [10]. В их модели, обычно называемой МСВ-моделью, переход ν_e в ν_μ или ν_τ происходит в процессе прохождения нейтрино от центра Солнца к его поверхности. Основная идея состоит в том, что вещество изменяет картину нейтринных осцилляции. При прохождении через вещество нейтрино испытывают преломление. Величина коэффициента преломления n определяется оптической теоремой:

$$p_\nu^2 (n - 1) = 2\pi N f(0).$$

Здесь $f(0)$ — амплитуда упругого рассеяния вперед, возникающая благодаря слабому взаимодействию, а N — число рассеивающих центров на единицу объема. Мнимая часть коэффициента n связана с сечением поглощения, которое настолько мало, что лишь пренебрежимая доля нейтрино выбывает из пучка при прохождении через Солнце. Реальная часть коэффициента преломления важна для осцилляции потому, что мы должны включить в уравнение (5) дополнительный фазовый множитель

$$\exp[ip(n-1)x].$$

Для нас, конечно, представляет интерес разность фаз для различных компонент волновой функции. Эта разность возникает потому, что ам-

плитуда рассеяния электронных нейтрино, ν_e , на электронах в обычной среде больше, чем амплитуда рассеяния ν_μ и ν_τ . Нейтрино всех типов имеют одинаковую амплитуду рассеяния на всех мишенях через обмен Z^0 мезоном (нейтральные токи), но электронные нейтрино, кроме того, имеют дополнительную амплитуду упругого рассеяния на электронах через обмен W^\pm -мезоном (заряженные токи).

Если рассматривать случай только двух типов нейтрино, то массу нейтрино можно описать матрицей размерностью 2×2 с собственными состояниями m_1 и m_2 и собственными векторами, записанными в уравнениях (3) и (4). Воздействие коэффициента преломления на фазы эквивалентно добавлению к величине массы ν_e члена, зависящего от плотности электронов N_e . Таким образом, в среде величины масс m_1 и m_2 и угол смешивания θ можно рассматривать как функции электронной плотности. В случае большой плотности, характерной для центра Солнца, в МСВ-модели доминирует эффект коэффициента преломления, поэтому ν_e рождаются в верхнем состоянии ν_2 с углом смешивания $\theta(N_e)$, близким к 90° . На поверхности Солнца, где плотность электронов нулевая, ν_e находится, главным образом, в нижнем состоянии ν_1 , а угол смешивания θ равен углу смешивания в вакууме θ_v , который можно положить достаточно малым.

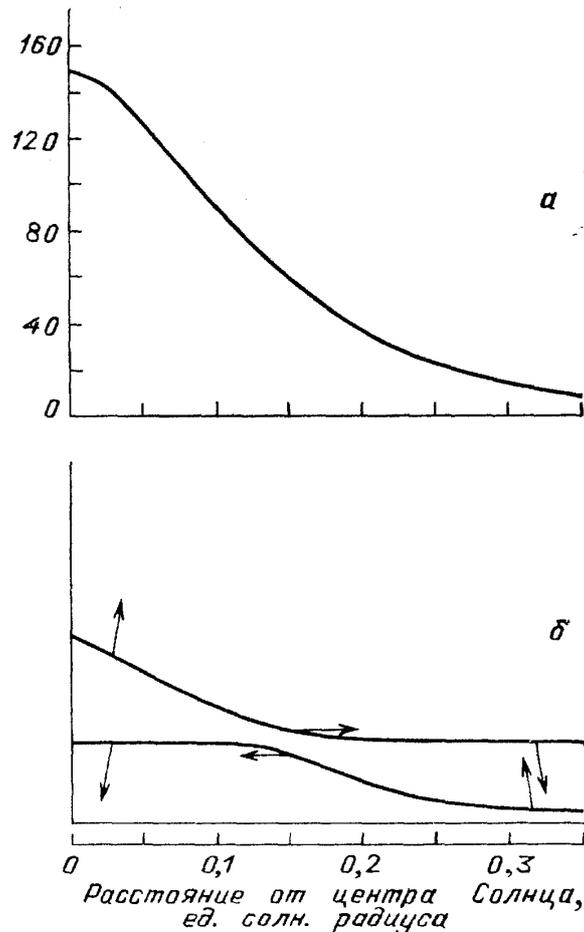


Рис. 5. Профиль плотности Солнца и собственные векторы, которые определяют смешивание нейтринных ароматов. *a* — Плотность Солнца как функция расстояния от центра [4]. *б* — Схематическая картина собственных значений и собственных векторов матрицы, которая описывает распространение нейтрино, генерированных около центра Солнца. В вакууме (правый край рисунка) собственные векторы представляют массовые собственные состояния. Если собственные векторы представить двухкомпонентными спинорами Паули, то стрелки показывают направление спина. Спин, направленный вверх, это чистое ν_e -состояние, спин, направленный вниз, — чистое ν_μ -состояние. Спин, направленный под каким-либо иным углом, соответствует смеси двух собственных состояний с определенными ароматами

Рис. 5 иллюстрирует изменение величин собственных значений масс и собственных векторов в зависимости от расстояния до центра Солнца. В центре Солнца рождаются электронные нейтрино ν_e , в основном, в верхнем состоянии ν_2 ; существует малая вероятность порядка $\cos^2 \theta(N_e)$ оказаться в состоянии ν_1 . По мере движения нейтрино от центра Солнца есть некоторая вероятность перехода в состояние ν_1 , особенно в области, где ν_1 и ν_2 наиболее близки друг к другу. Если эти состояния не подходят слишком близко друг к другу, то вероятность оста-

ется очень малой, соответствующей хорошо известному адиабатическому приближению. В этом случае, когда нейтрино достигают поверхности Солнца, они все еще находятся в первоначальном состоянии ν_2 , которое теперь состоит в основном из ν_μ . (В приложении показано, что это полностью аналогично случаю движения частицы со спином $1/2$ в магнитном поле, где постепенно изменяется направление спина, но никогда он не исчезает.) Такое поведение — пример квантовомеханического явления пересечения уровней. Два уровня пересекаются при такой величине N_e , для которой величины диагональных элементов матрицы эффективных масс нейтрино равны между собой, но при этом недиагональные элементы, которые пропорциональны $\sin 2\theta_\nu$, остаются неизменными.

Такое решение справедливо при условии, что величина Δm^2 в вакууме достаточно мала. В этом случае эффект коэффициента преломления будет доминировать в центре Солнца. Например, для борных нейтрино это требование приводит к условию

$$\Delta m^2 \leq 10^{-4} \text{ эВ}^2/c^4. \quad (7)$$

Существует также условие применимости адиабатического приближения, которое связывает вакуумные величины смешивания и Δm^2 :

$$\sin^2 2\theta_\nu \geq \frac{3 \cdot 10^{-8} \text{ эВ}^2/c^4}{\Delta m^2}. \quad (8)$$

Если величина смешивания около 0,1 и $m_{\nu_2} \gg m_{\nu_1}$, то неравенства (7) и (8) приводят к тому, что величина m_{ν_2} должна быть заключена между 10^{-2} и $5 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}/c^2$.

В общем случае ν_2 может быть как состоянием, связанным с ν_μ , так и состоянием, связанным с ν_τ . Вероятность перехода ν_e в ν_μ или ν_τ из-за МСВ-эффекта зависит от энергии нейтрино. Неравенства (7) и (8) вместе определяют такой набор значений параметров Δm^2 и θ_ν , для которого существует достаточно большая вероятность перехода для большей части или даже для всей области энергий нейтрино, регистрируемых в хлор-аргоновом эксперименте. Знаки равенства в условиях (7) и (8) соответствуют случаю, в котором реализуется трехкратное подавление эффекта в хлор-аргоновом эксперименте (это справедливо для смешивания меньшего 0,3).

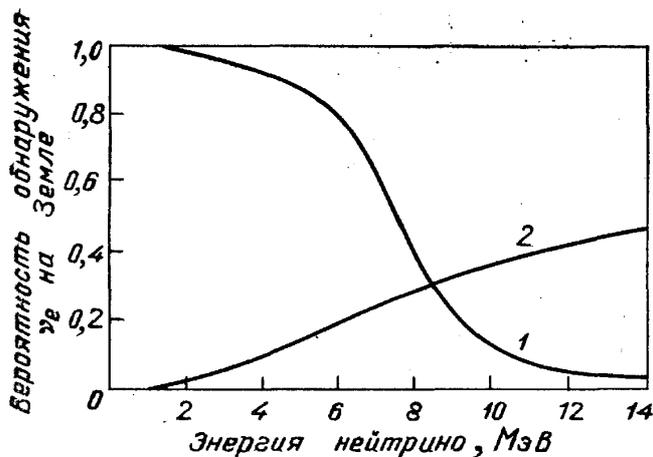


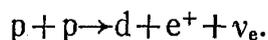
Рис. 6. Распространение нейтрино. Кривые 1, 2 показывают численные решения уравнения, описывающего прохождение ν_e через Солнце к Земле, для определенных значений смешивания и разности квадратов масс, которые приводят к уменьшению отклика хлор-аргонового детектора в три раза. Обе кривые рассчитаны при смешивании $\sin^2 2\theta_\nu = 0,032$. Решение 1 соответствует $\Delta m^2 = 10^{-4} \text{ эВ}^2/c^4$, а решение 2 $\Delta m^2 = 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}^2/c^4$ (рисунок из работы [14])

На рис. 6 показаны два примера численного расчета вероятности обнаружения электронных нейтрино на Земле в зависимости от энергии нейтрино [11]. Оба примера соответствуют трехкратному подавлению скорости образования атомов Ar^{37} в хлор-аргоновом эксперименте. В обоих случаях спектр борных нейтрино искажен относительно спектра, генерируемого в источнике. В решении 1 больше подавлена высокоэнергичная часть спектра нейтрино, а в решении 2 низкоэнергичная. Эк-

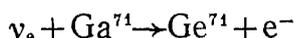
сперименты, измеряющие энергетический спектр нейтрино, могли бы различить эти два решения. К тому же оба случая отличаются от предсказаний нестандартных солнечных моделей, в которых не ожидается какого-либо искажения энергетического спектра нейтрино. Отметим также, что в случае решения 2 должно быть сильное подавление нейтрино низких энергий, возникающих в pp-цикле, в то время как в случае решения 1 такого подавления нет. Если предположить, что потоки нейтрино, ожидаемые в стандартной солнечной модели, соответствуют действительности, то данные детектора Камиоканде-II, которые чувствительны только к высокоэнергичной части борных нейтрино, отдадут предпочтение решению 2, однако все еще не позволяют исключить решение 1.

Будущие эксперименты. Эксперименты выполненные до сих пор дали весьма ограниченную информацию об энергии и количестве нейтрино, излучаемых Солнцем. Полный набор экспериментов должен бы измерить весь спектр солнечных нейтрино и идентифицировать нейтрино отдельно от каждого источника. Такие эксперименты позволили бы определить, существуют ли осцилляции нейтрино различных ароматов, возможно, усиленные влиянием вещества. Прямое доказательство наличия таких осцилляции может быть получено из экспериментов, детектирующих мюонные и тау-нейтрино (ν_μ и ν_τ) через их взаимодействие нейтральными токами.

Возможные радиохимические эксперименты, подобные хлор-аргоновому эксперименту Дэвиса, обсуждались в течение многих лет в основном потому, что фон в таких экспериментах, как правило, относительно мал. Особый интерес представляет возможность использования в качестве мишени ядра Ga^{71} из-за достаточно низкого энергетического порога 0,23 МэВ, что делает эксперимент с этой мишенью чувствительным к нейтрино pp-цикла:



Ожидаемая скорость захвата [4] нейтрино в реакции



достаточно большая: 132 SNU, а неопределенность расчетов не более 15%. Вклад нейтрино от pp-цикла составляет немногим более половины полного ожидаемого темпа счета. Следовательно, если измеренная скорость образования атомов Ge^{71} окажется значительно ниже ожидаемой величины, то это будет сильным указанием на изменение каких-то свойств нейтрино при их прохождении от источника до детектора. В то же время, если скорость образования атомов Ge^{71} будет близка к ожидаемой величине, то МСВ-эффект, зависящий от энергии, может все же работать, но величины параметров Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ должны быть такими, что низкоэнергичные нейтрино не трансформируются.

Сейчас готовятся два эксперимента по измерению скорости захвата солнечных нейтрино ядром Ga^{71} . Первый — советско-американский эксперимент, в котором в окончательном виде будет экспонироваться 60 т металлического галлия в подземной лаборатории Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ АН СССР. Второй эксперимент, известный под названием «Галлэкс», планируется в подземной лаборатории Гран-Сассо в Италии. В этом эксперименте предполагают использовать 30 т естественного галлия в водном растворе хлорида галлия. Начало работ в полном объеме планируется в первой половине 1990 г. Однако статистически значимые результаты обоих экспериментов можно будет сравнить не ранее конца 1991 г. потому, что в каждом из этих двух экспериментов ожидается не более одного-двух отсчетов в день.

Относительно недавно были предложены два водных черенковских детектора второго поколения, постройка которых может получить финансирование в ближайшее время. Эти детекторы будут непосредственно регистрировать акты взаимодействия нейтрино с энергией выше 5—7 МэВ и, следовательно, будут чувствительны только к борным нейтрино, которые рождаются в процессах, показанных в таблице.

Проект детектора Суперкамиоканде предполагает повторить конструкцию детектора Камиоканде-II, увеличив при этом чувствительную массу с 2,1 килотонны до 32 килотонн. Новый детектор будет расположен в той же шахте, что и существующий сейчас детектор. Солнечные нейтрино можно будет регистрировать по схеме реакции упругого рассеяния на электронах (2). Благодаря тому, что эта реакция сохраняет информацию о направлении прихода нейтрино и имеет относительно большую вероятность (ожидаемый темп счета около 21 события в день для электронов с энергией выше 7 МэВ), этот детектор будет хорошим монитором временных вариаций интенсивности высокоэнергичных солнечных нейтрино.

Нейтринная обсерватория Сэдбери (Канада) предназначена для строительства на глубине порядка 2 км в шахте около г. Сэдбери (провинция Онтарио) детектора солнечных нейтрино с высоким темпом счета (10—20 событий в день). На этой глубине фон от космических лучей пренебрежимо мал. Уникальной особенностью этого детектора является предполагаемое использование в качестве мишени одной килотонны тяжелой воды D₂O. Борные нейтрино будут взаимодействовать по схеме реакции упругого рассеяния (2), по реакции заряженных токов



и по реакции нейтральных токов



Признаком реакции (10), имеющей одинаковое сечение для электронных, мюонных и тау-нейтрино, будет служить сигнал от задержанного во времени электрона, возникающего при комптоновском рассеянии гамма-кванта, который, в свою очередь, излучается при захвате замедленного нейтрона.

Электроны, которые рождаются в реакции обратного бета-распада (9), весьма слабо коррелируют по направлению с начальной частицей, однако их энергия равна энергии нейтрино минус пороговая энергия реакции. Искажение спектра борных нейтрино, появляющееся в результате МСВ-эффекта, прямым образом отражается в искажении спектра электронов, возникающих в реакции (9).

Эксперимент нейтринной обсерватории Сэдбери сможет независимым способом подтвердить гипотезу нейтринных осцилляций путем сравнения темпов счета реакций (9) и (10). Дело в том, что реакция (10), протекающая через нейтральные токи, имеет одинаковые сечения для нейтрино всех ароматов, если энергия нейтрино выше порога реакции 2,2 МэВ. В эксперименте ожидается 5—10 событий в день, обусловленных реакцией (10). Одновременное измерение скоростей реакций (9) и (10), первая из которых зависит от аромата нейтрино, а вторая не зависит, делает интерпретацию экспериментальных результатов нечувствительной к неточностям расчета потока борных нейтрино.

Многие другие эксперименты находятся на стадиях исследования возможностей или подготовки проекта. Среди экспериментов, чувствительных к потоку борных нейтрино, можно упомянуть геохимический эксперимент с ядром Mo⁹⁸, готовящийся в Лос-Аламосской национальной лаборатории США, а также прямые эксперименты с ядрами В¹¹ и Ar⁴⁰, обсуждаемые для лаборатории Гран-Сассо [12, 13]. Если галлий-

германиевый эксперимент даст указание на отличие потока либо ν -нейтрино, либо бериллиевых нейтрино от расчетной величины, то станут просто необходимыми прямые эксперименты, чувствительные к ν -нейтрино. Одной из возможностей подхода к решению этой задачи может стать предложение использовать в качестве детектора сверхтекучий He^4 [14].

Существует много благоприятных возможностей для использования потока солнечных нейтрино в качестве инструмента исследований. Однако чтобы двигаться дальше вперед, нам необходима дополнительная информация: во-первых, результаты галлий-германиевого эксперимента, чтобы понять ситуацию с низкоэнергичной частью спектра солнечных нейтрино, и, во-вторых, измерение спектра борных нейтрино, чтобы определить, существует ли энергетическая зависимость фактора подавления высокоэнергичных нейтрино, как это предсказывает МСВ-эффект. Если эти результаты дадут доказательства существования осцилляций нейтрино различных ароматов, то потребуются измерение скорости процессов, не зависящих от аромата частицы, чтобы измерить суммарный поток электронных, мюонных и тау-нейтрино. Детальное количественное изучение спектра нейтрино дает уникальную возможность как исследовать свойства нейтрино (массу и их смешивание), так и больше узнать о внутреннем строении Солнца.

Аналогия с прецессией спина (приложение). Существует аналогия между нейтринными осцилляциями и прецессией спина. Рассмотрим систему со спином $1/2$ и магнитным моментом μ , находящуюся в магнитном поле с компонентами B_z и B_x , которые можно записать в терминах постоянного поля B_0 и изменяющегося поля $B_1 f(t)$ следующим образом:

$$B_z = B_0 \cos 2\theta - B_1 f(t),$$

$$B_x = -B_0 \sin 2\theta.$$

Здесь $B_1 \gg B_0 > 0$, а функция $f(t)$ изменяется от 1 до 0. Тогда уравнение движения имеет вид

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} = \mu \begin{pmatrix} B_0 \cos 2\theta + B_1 f(t) & B_0 \sin 2\theta \\ B_0 \sin 2\theta & B_0 \cos 2\theta - B_1 f(t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix}.$$

Мы сфокусируем наше внимание на малых значениях θ . В случае отсутствия переменной части B_1 собственные векторы записываются так:

$$|1\rangle = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ -\sin \theta \end{pmatrix}, \quad |2\rangle = \begin{pmatrix} \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix}.$$

Состояние $|1\rangle$ со спином, параллельным полю, имеет меньшую энергию. Если в случае отсутствия поля B_1 мы стартуем в момент $t=0$ в состоянии

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix},$$

то решение описывает прецессию спина вокруг поля таким образом, что существует осциллирующая вероятность обнаружения состояния

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

При наличии B_1 поле в момент времени $t=0$ направлено преимущественно вниз. Начальное состояние

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

теперь близко к верхнему собственному состоянию. По мере того как функция $f(t)$ изменяется от 1 до 0, поле меняет направление до тех пор, пока не оказывается направленным преимущественно вверх с углом 20° относительно оси: поле, однако, никогда не исчезает потому, что всегда присутствует x -компонента величиной $B_0 \sin 2\theta$. Если поле изменяется достаточно медленно, то можно использовать адиабатическое приближение, означающее, что система всегда остается близкой к верхнему собственному состоянию. В конце верхнее состояние есть состояние $|2\rangle$, которое преимущественно

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

и спин направлен вниз. Таким образом, спин почти полностью переворачивается вместе с поворотом поля.

В случае нейтрино спин заменяется ароматом:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \rightarrow |\nu_e\rangle, \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \rightarrow |\nu_\mu\rangle.$$

Член B_0 в этом случае соответствует разности энергий в вакууме, возникающей благодаря разности масс нейтрино. Таким образом,

$$2\mu B_0 \rightarrow (p^2 + m_2^2)^{1/2} - (p^2 + m_1^2)^{1/2} \approx \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p},$$

а угол θ заменяется θ_ν .

Собственные состояния в вакууме соответствуют состояниям ν_1 и ν_2 в уравнении (4). Аналогом прецессии спина вокруг поля B_0 являются нейтринные осцилляции в вакууме. Член B_1 соответствует эффекту коэффициента преломления вещества для ν_e и ν_μ , так что

$$2\mu B_1 \rightarrow \sqrt{2GN_e(0)},$$

где G — константа Ферми, а $N_e(0)$ — плотность электронов около центра Солнца — области генерации нейтрино. По мере того как нейтрино проходят через Солнце, плотность электронов падает от этой величины до 0. Нейтрино рождаются в состоянии ν_e , которое близко к верхнему собственному состоянию в центре Солнца, и в адиабатическом приближении они остаются в верхнем состоянии и покидают Солнце в основном как ν_μ . Таким образом аромат нейтрино почти полностью меняется.

(Перевод с англ. С. П. Михеева)

ПРИМЕЧАНИЯ К ТЕКСТУ

¹ Линкольн Вольфенштейн — теоретик, профессор физики. Юджин У. Бейер — профессор физики, участвует в проведении эксперимента в шахте Камиока (Япония) и подготовке эксперимента в нейтринной обсерватории Сэдбери (Канада).

² Недавно появились новые сообщения двух групп, работающих в Японии и США. В обоих экспериментах результаты согласуются с нулевой массой нейтрино, а верхние ограничения составляют соответственно 11 и 13 эВ. (Примеч. пер.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Boris S., Golutvoin A., Laptin L., Lubimov V., Nagovizin V., Novikov E., Nozik V., Solshenko V., Tihomirov I., Tretyakov E. // Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 159. P. 217.
 2. Fritschci M., Holzchun E., Kundig W., Petersen J. W., Pixley R. E., Stussi H. // Ibidem. 1986. V. 173. P. 458.
 3. Rowley J. K., Cleveland B. T., Davis R., Jr. // Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy. — AIP Conf. Proc. No. 126. / Eds M. L. Cherry, W. Fowler, K. Lande. — New York: ATP, 1985. — P. 1.
 4. Bahcall J. N., Ulrich R. K. // Rev. Mod. Phys. 1988. V. 60. P. 297.
 5. Newman M. J. Physics of the Sun / Eds. P. A. Sturrock, T. E. Holzer, D. M. Mihalas, R. K. Ulrich. — Dordrecht, The Netherlands: D. Reidel, 1986. — V. 3. P. 33.

6. *Davis R., Lande K., Jr., Cleveland B. T., Ullman J., Rowley J. K.*//Proceedings of Neutrino'88.//Ed. J. Schneps.—Singapore a. o.: World Scientific, 1989.
7. *Волошин М. В., Высоцкий М. И., Окунь Л. Б.*//ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 754.
8. *Hirata K. S. et al.*//Phys.Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 16.
Koshiha M.//Phys. Today. December 1987. V. 40, No. 12. P. 38.
9. *Gell-Mann M., Ramon P., Slansky R.*//Supergravity/Eds P. van Nieuwenhuizen, D. Freedman.—Amsterdam: North-Holland. 1979. P. 315.— (См. также статью тех же авторов://Rev. Mod. Phys. 1978. V. 50. P. 721; перевод://УФН. 1980. Т. 130. С. 459.—Примеч. ред.).
10. *Mikheyev S. P., Smirnov A. Yu.*//NuovoCimento. Ser. C. 1986. V. 9. P. 17.
- [11] *WolfensteinL.*//Phys. Rev. Ser. D. 1978. V. 17. P. 2369.
Rosen S. P., Gelb J. M.//Ibidem. 1986. V. 34. P. 969.
12. *Raghavan R. S., Pakvasa S., Brown B. A.*//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 1801.
13. *Bahcall J. N., Baldo-Ceolin M., Cline D. B., Rubbia C.*//Phys.Lett. Ser. B. 1986. V. 178. P. 324.
14. *Lanou R. E., Maris H. J., Seidel G. M.*//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2498.
См. также: *KadanofL.*//Phys. Today. August 1987. V. 40, No. 8. P. 7.