

Министерство науки и высшего образования РФ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»

Физический факультет
Кафедра физики элементарных частиц

КУРСОВАЯ РАБОТА

На тему: «Экспериментальные свидетельства осцилляций нейтрино»

Выполнил:

студент 2 курса, группы №216,
Барышников Виктор Михайлович

Научный руководитель:

Профессор кафедры ФЭЧ,
зам. директора ЛЯП ОИЯИ,
д.ф.-м.н. Дмитрий Вадимович Наумов

Москва, 2019

Содержание

Введение. Нейтрино и его основные свойства.....	3
Глава 1. Экспериментальные свидетельства осцилляций нейтрино....	8
1) Эксперимент Homestake.....	8
2) Эксперименты Kamiokande и Super-Kamiokande.....	16
3) Эксперимент SNO.....	26
Глава 2. Осцилляция нейтрино. Теория.....	36
1) Смешивание нейтринных состояний.....	36
2) Осцилляции нейтрино в веществе.....	40
Заключение.....	44
Список использованной литературы	45

Введение. Нейтрино и его основные свойства.

Нейтрино (итал. neutrino, уменьшительное от neutron; обозначается символом ν) – общее название шести электрически нейтральных и не имеющая цвета легких фундаментальных частиц со спином $\frac{1}{2}$, т. е. являющаяся лептоном и фермионом. Нейтрино участвует только в слабых и электромагнитных взаимодействиях. Характерная особенность нейтрино — исключительная проникающая способность при низких энергиях и быстрый рост сечения взаимодействия с ростом энергии. Так, нейтрино с энергией порядка 3—10 МэВ имеют в воде длину пробега порядка 10^{18} метров или около ста св. лет, так что практически все типы звёзд прозрачны для нейтрино. В то же время нейтрино высоких энергий успешно обнаруживаются по их взаимодействию с мишенями.

Существует 3 типа нейтрино: электронное ν_e , мюонное ν_μ и тау-нейтрино ν_τ , которые сосуществуют с 3 типам заряженных лептонов: электрону (e), мюону (μ) и τ -лептору. Соответствие устанавливается слабым взаимодействиями, в которых нейтрино данного типа ν_l участвует в паре с соответствующим лептоном l ($l=e, \mu, \tau$), образуя заряженный ток - фундаментальный оператор в теории электрослабого взаимодействия; описывает переходы, при которых электрич. заряд конечных и начальных частиц (лептонов, адронов) меняется на единицу. (З.т. представляет собой сумму лептонного и адронного токов, каждый из которых является суммой аксиального и векторного токов.) Это соответствие описывается тремя лептонными числами L_e, L_μ, L_τ , такими, что ν_l и l имеют $L_l = 1$, а два остальных лептонных числа равны нулю. Нейтрино имеют античастицы - антинейтрино $\bar{\nu}_l$, которые обладают отрицательными лептонными числами. Лептонные числа сохраняются в слабых взаимодействиях. Тип нейтрино рассматривается как внутренняя

степень свободы — аромат, так что ν_e , ν_μ и ν_τ являются нейтрино с определенным ароматом.

Различные виды нейтрино могут преобразовываться друг в друга - это так называемые нейтринные осцилляции; считается, что это происходит из-за того, что нейтрино обладают ненулевой массой, но об этом позже. Нейтрино имеют ненулевую массу, но эта масса крайне мала. Верхняя экспериментальная оценка суммы масс всех типов нейтрино составляет всего 0,28 эВ. Разница квадратов масс нейтрино разных поколений, полученная из осцилляционных экспериментов, не превышает $2,7 \cdot 10^{-3}$ (эВ²).

Информация о точном значении массы нейтрино важна для объяснения феномена скрытой массы в космологии, так как, несмотря на её малость, возможно, концентрация нейтрино во Вселенной достаточно высока, чтобы существенно повлиять на среднюю плотность. (Скрытая масса - проблема противоречия между наблюдаемым поведением видимых астрономических объектов и расчётным по законам небесной механики с учётом только этих объектов.)

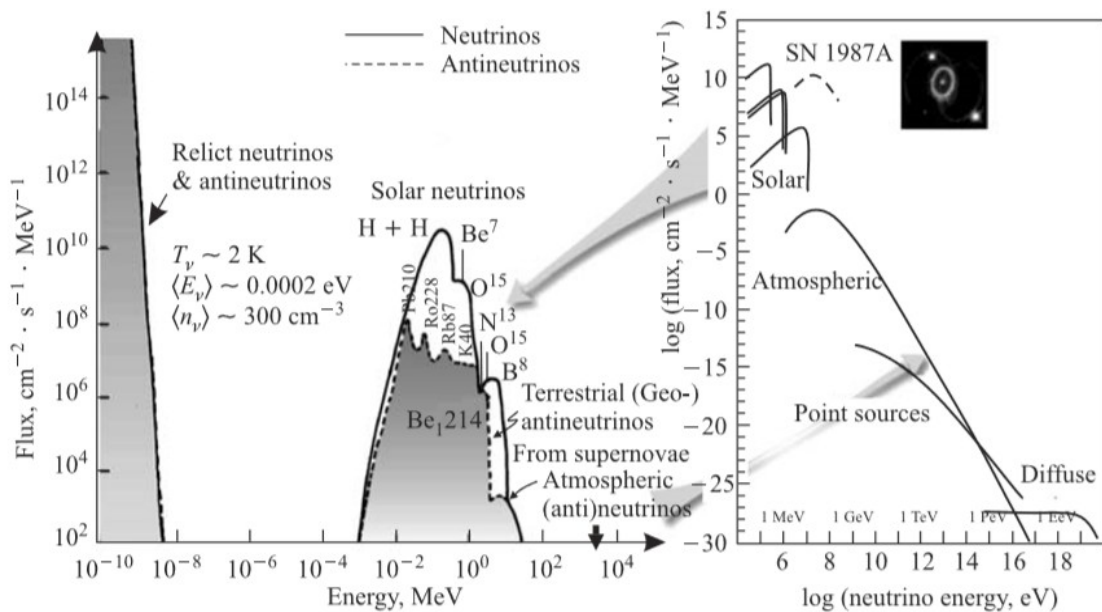


Рис. 1. Характерные потоки нейтрино и антинейтрино от различных естественных источников

Мы живем в потоке реликтовых нейтрино, оставшихся после Большого взрыва - пожалуй, самых старых частиц во Вселенной. Их энергия ничтожна - порядка 10 эВ, однако их поток один из самых интенсивных на Земле $\sim 10^{13}-10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Число антинейтрино, вылетающих из ядерного реактора, порядка $10^{20} \bar{\nu}_e$ за 1 с при мощности реактора в 1 ГВт. Таким образом, на расстоянии в 10 м. от центра реактора поток антинейтрино составляет $10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Характерные энергии $\bar{\nu}_e$ от реактора - это сотни кэВ - несколько МэВ. Нейтрино также летят к нам и от Солнца, рождаясь там в ходе ядерных реакций в солнечной плазме с энергиями от кэВ до полутора десятков МэВ и с потоком до $10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Недра земли в ходе слабых распадов ядер излучают антинейтрино с энергиями от кэВ до десятка МэВ и с потоками порядка $10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ на поверхности земли. Космические лучи (в основном протоны и легкие ядра), бомбардируя атмосферу Земли, рождают нейтрино и антинейтрино с энергиями 100 МэВ и выше и потоком порядка $10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Аналогичные по порядку величины потоки (анти)нейтрино, но с энергиями выше ТэВ, ожидаются от активных галактических ядер. Наконец, рассеяние космических лучей ультравысоких энергий на микроволновом фоне в цепочке слабых распадов дает диффузные космические нейтрино с энергиями выше 10^3 ТэВ и ничтожными потоками порядка $10^{-12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. На рис. 1 приведены характерные потоки нейтрино и антинейтрино от перечисленных выше источников.

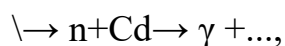
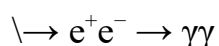
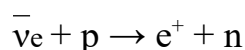
Одной из основных проблем в ядерной физике 20-30-х годов XX века была проблема бета-распада: спектр электронов, образующихся при β -распаде, измеренный английским физиком Джеймсом Чедвиком ещё в 1914 году, имеет непрерывный характер, то есть, из ядра вылетают электроны самых различных энергий.

С другой стороны, развитие квантовой механики в 1920-х годах привело к пониманию дискретности энергетических уровней в атомном ядре:

это предположение было высказано австрийским физиком Лизой Мейтнер в 1922 году. То есть спектр вылетающих при распаде ядра частиц должен быть дискретным и показывать энергии, равные разнице энергий уровней, между которыми происходит переход при распаде. Таковым, например, является спектр энергий альфа-частиц при альфа-распаде.

Таким образом, непрерывность спектра электронов β -распада ставила под сомнение закон сохранения энергии. Вопрос стоял настолько остро, что в 1931 году знаменитый датский физик Нильс Бор на Римской конференции выступил с идеей о не сохранении энергии. Однако это было неверным предположением.

Первым, кто дал правильное объяснение наблюдаемым фактам, был В. Паули, написавший в своем знаменитом письме "радиоактивным дамам и господам" от 4 декабря 1930 г. среди прочего следующее: «Непрерывность бета-спектра станет понятной, если предположить, что при бета-распаде с каждым электроном испускается нейтрон, причем сумма энергии нейтрона и электрона постоянна. Предложенный В. Паули «нейтрон» должен был обладать очень малой массой и слабо взаимодействовать с веществом, чтобы покинуть экспериментальную установку незамеченным. Поэтому, когда спустя короткое время Чедвиком был обнаружен нейтрон - нейтральная, но сильно взаимодействующая, и, главное, тяжелая частица, Э. Ферми предложил называть гипотетический «нейтрон» Паули «маленьким нейтроном», или, по-итальянски, нейтрино. Только через 26 лет после гипотезы Паули Райнес (Reines) и Коуэн (Cowon) экспериментально обнаружили электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$ в последовательности реакций



за что в 1995 г. Райнес получил Нобелевскую премию. В 1962 г. Ледерман (Lederman), Шварц (Schwartz) и Штейнбергер (Steinberger) обнаружили мюонное нейтрино, рождавшееся в паре с мюоном в распадах пионов $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Детектор нейтрино был отделен от области рождения мюонов и нейтрино защитой из стали толщиной в 13,5 м, через которую мюоны проникнуть не могли, в отличие от нейтрино. Взаимодействия прошедших нейтрино в детекторе в большинстве случаев сопровождались рождением мюонов, а не электронов, что свидетельствует о том, что это две разные частицы. В 1988 г. Ледерман, Шварц и Штейнбергер за свое открытие мюонных нейтрино получили Нобелевскую премию. Наконец, только в 2000 г. в эксперименте коллаборации DONUT было доказано существование третьего типа нейтрино и в последовательности реакций

$$p + \text{мишень} \rightarrow D_s X$$

$$\searrow \rightarrow D_s \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau$$

$$\searrow \rightarrow \tau \rightarrow \nu_\tau X$$

$$\searrow \rightarrow \nu_\tau + \text{фотоэмульсия} \rightarrow \tau X.$$

Глава 1. Экспериментальные свидетельства осцилляций нейтрино.

1.1. Эксперимент Homestake.

В истории исследования нейтрино между 1956 - концом 90-х главной задачей было изучение дефицита солнечных нейтрино — несовпадением результатов эксперимента по определению потока солнечных нейтрино с расчетами по стандартной солнечной модели почти в 3 раза. Впервые с этой проблемой столкнулся Реймонд Дейвис. В начале в 1951 году он начал работать над радиохимическим экспериментом по обнаружению нейтрино с использованием метода, предложенного Понтекорво (pontecorvo, 1946): $^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$. Короткая статья Бруно Понтекорво была довольно подробной, и метод, который он описал: удаление аргона путем кипячения четыреххлористого углерода и подсчет ^{37}Ar в газовом счетчике, имеет много общего с методами, которые Дейвис в конечном итоге использовал в дальнейших экспериментах. В методе Понтекорво захват нейтрино осуществляет ^{37}Cl образуя ^{37}Ar , радиоактивный изотоп, который распадается обратно до ^{37}Cl обратным процессом захвата с периодом полураспада 35 дней. Порог реакции составляет 0,814 МэВ, что означает, что нейтрино с энергиями менее 0,814 МэВ не будут захвачены. Существуют два потенциальных источника нейтрино, реакторы и Солнце, оба из которых были предложены в качестве возможных источников Понтекорво (1946).

В первом эксперименте с использованием реакции $^{37}\text{Cl} - ^{37}\text{Ar}$ Дейвис попытался обнаружить нейтрино из реактора, используя четыреххлористый углерод (CCl_4) в качестве целевого материала (Davis, 1955). Он использовал 3800-литровый бак четыреххлористого углерода в Брукхейвенском графитовом исследовательском реакторе в течение 1-2 месяцев, после извлек аргон и пересчитал его в маленьком счетчике Гейгера. Этот реактор не имел достаточно высокого потока нейтрино, чтобы обнаружить его с таким размером мишени, поэтому нейтрино не наблюдались. Кроме того, реактор

испускает антинейтрино, а реакция $^{37}\text{Cl} - ^{37}\text{Ar}$ требует нейтрино. Однако в то время не было ясно, являются ли нейтрино и антинейтрино разными частицами, и не было ясно, как они могут отличаться. В конце концов, есть и другие примеры в природе, где частица является собственной античастицей, такие как фотон и Π^0 . Фон из-за космических лучей был значительным, поэтому в рамках эксперимента 3800-литровый бак четыреххлористого углерода был закопан на глубине 5,8 метров под землей. Из скорректированного по фону значения скорости счета $^{37}\text{Cl} - ^{37}\text{Ar}$, был получен верхний предел потока солнечных нейтрино в 40 000 SNU, что в 15 000 раз выше предполагаемого возможного результата в 2,56 SNU, где SNU - единица солнечных нейтрино (the solar neutrino unit или SNU), определяется как 10^{-36} захватов на атом мишени в секунду. Было ясно, что Брукхейвенский реактор был не достаточно мощным источником нейтрино, поэтому в 1954 году Реймонд Дейвис выполнил эксперимент с использованием 3800 литров CCl_4 в подвале одного из реакторов Savannah River, самого интенсивного источника антинейтрино в мире. Ученый не обнаружил никаких реакторных нейтрино и обнаружил, что скорость захвата нейтрино в пять раз ниже скорости захвата антинейтрино. Позже был проведен эксперимент с резервуаром объемом 11 400 литров в Savannah River, который снизил верхний предел захвата нейтрино до коэффициента в 20 раз меньшего коэффициента захвата антинейтрино (Davis, 1958). Пока Дейвис был в Саванна-Ривер, Фредерик Рейнс (Нобелевская премия по физике, 1995) и Клайд Коуэн и их коллеги проводили прекрасный эксперимент, первое обнаружение свободного антинейтрино (Cowan et al., 1956; Reines et al., 1960). Этот эксперимент наглядно продемонстрировал, что нейтрино, постулированное Паули, действительно является реальной частицей. Эксперимент же Дейвиса показал, что нейтрино не является собственной античастицей.

Теперь же собственно перейдем к солнечным нейтрино. Энергия Солнца черпается из слияния четырех атомов водорода с образованием атома гелия. Подробнее изучим реакции и отметим, какие из них могут генерировать нейтрино, обнаруживаемые в эксперименте с хлором и аргоном. Относительные скорости ядерных реакций на Солнце основаны на детальном моделировании температур, давлений и содержания элементов, в которые вводятся лабораторные и теоретически рассчитанные скорости соответствующих ядерных реакций. В табл.1 и на рис. 2 представлены наилучшие оценки на тот момент. Эти оценки со временем изменились, но предсказанный поток солнечных нейтрино не сильно изменился с конца 1960-х годов.

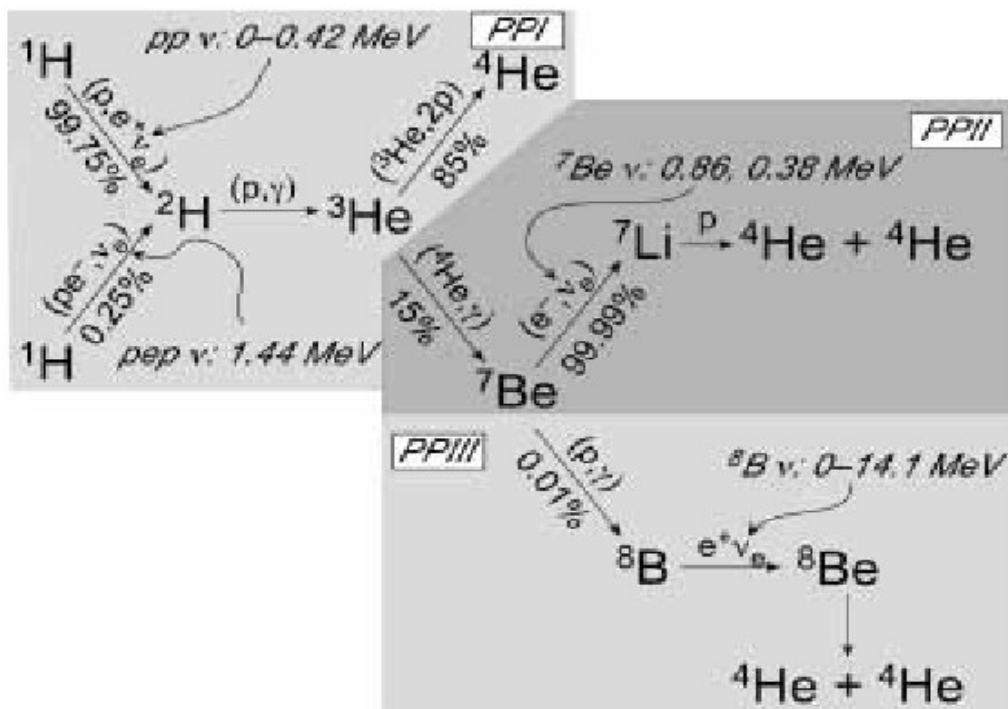


Рис.2 Основные энергетические реакции на Солнце, а также связанные с ними нейтрино

Reaction	Frequency	Energy (MeV)	Name
<i>PP I</i>			
$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	99.75%	0.0 – 0.42	pp
$p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$	0.25%	1.44	pep
${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	100%	—	
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p$	85%	—	
<i>PP II</i>			
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	15%	—	
$e^- + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	99.99%	0.86, 0.38	${}^7\text{Be}$
$p + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$	100%	—	
<i>PP III</i>			
$p + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	0.01%	—	
${}^8\text{B} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	100%	0–14.1	${}^8\text{B}$

Табл. 1. Нейтрино-продуцирующие реакции на Солнце.

В большинстве случаев два протона реагируют, образуя дейтрон, позитрон и электронное нейтрино, но нейтрино находятся ниже порога реакции захвата хлора (эти нейтрино известны как PP-нейтрино). Один раз из 400 два протона взаимодействуют с электроном, образуя дейтрон и нейтрино. Эти так называемые “pep” нейтрино обладают достаточно высокой энергией, но их не так много. Все дейтроны взаимодействуют с протоном, образуя ${}^3\text{He}$, и большинство ядер ${}^3\text{He}$ взаимодействуют друг с другом, образуя ${}^4\text{He}$ и два протона. Последняя реакция происходит в 85% случаев. Эта основная ветвь обычно называется цепочкой PP I (рис. 2, табл.1).

Однако в 15% случаев ядра ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ реагируют, образуя ${}^7\text{Be}$ и γ -квант. Почти весь ${}^7\text{Be}$ затем захватывает электрон, образуя ${}^7\text{Li}$ и нейтрино. ${}^7\text{Li}$ захватывает протон, образуя два ядра ${}^4\text{He}$, завершая цепь PP II, но одно из 10000 ядер ${}^7\text{Be}$ захватывает протон, образуя ${}^8\text{B}$ и γ -квант (рис. 2, табл.1). ${}^8\text{B}$ распадается на ${}^8\text{Be}$, который расщепляется на два ядра ${}^4\text{He}$, позитрон и электронное нейтрино, завершая цепь PP III. Именно эти нейтрино от ${}^8\text{B}$ составляют большую часть солнечного нейтринного сигнала, который Дейвис обнаружил, но есть также некоторый вклад от нейтрино «pep» и ${}^7\text{Be}$. В 1950-х годах считалось, что цепь PP I является единственным значительным

источником нейтрино, но энергия доминирующих PP-нейтрино была слишком низкой, чтобы обнаружить её с помощью реакции ^{37}Cl . Считалось, что ветвь для образования ^7Be не является значительной и встречается только в 0,015% случаев. Цикл CNO, в котором четыре протона образуют ядро ^4He , может производить энергетические нейтрино из реакций $^{13}\text{N}(e^+, \nu_e)^{13}\text{C}$ и $^{15}\text{O}(e^+, \nu_e)^{15}\text{N}$, но не было ясно, что цикл CNO работает на Солнце. Таким образом, эксперимент по обнаружению солнечных нейтрино в то время казался невозможным.

Эта ситуация резко изменилась, когда Хольмгрен и Джонстон (1958) сообщили, что скорость реакции $^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + \gamma$ в 1000 раз больше, чем считалось ранее. Было сразу же признано, что переход к ^7Be , теперь возможен в 15% случаев, а не один из 7000. Кроме того, ^7Be может вступать в реакцию с протоном и образовывать ^8B . Эти два радиоактивных продукта, ^7Be и ^8B , являются источниками энергетических нейтрино. Относительные скорости захвата электрона и протона ^7Be не были измерены, но расчетные скорости позволили практически всем ^7Be захватить протон что бы образовать ^8B . Распад от ^8B до ^8Be будет сопровождаться испусканием нейтрино с типичными энергиями 7 МэВ. Фаулер и Камерон немедленно сообщили Дейвису об этом. Они указали, что поток нейтрино от этих источников, возможно, можно легко наблюдать хлор-аргонным методом (Cameron, 1958; Fowler, 1958). Первоначальная оценка была очень оптимистичной, несколько захватов в день, если каждый ^7Be захватит протон для образования ^8B , поэтому мы установили 3800-литровый резервуар перхлорэтилена (C_2Cl_4) на известняковой шахте Барбертона около Акрона, штат Огайо. Наши первоначальные экспериментальные результаты были разочаровывающими: мы не обнаружили четкого сигнала нейтринного от ^{37}Ar .

Ситуация значительно улучшилась в 1963 году, когда Джон Бахколл тщательно рассчитал скорость захвата ^8B нейтрино и показал, что она в 20 раз выше, чем ожидалось ранее. Это заставило нас предложить большой

эксперимент с хлором. Теория давала указания относительно того, насколько должен быть велик резервуар для строительства: прогнозируемая скорость регитсрации составляла от 4 до 11 атомов ^{37}Ar в день в 100 000 галлонов (378 000 литров) перхлорэтилена.

События конца 50-х и начала 60-х годов в конечном счете привели к тому, что Брукхейвенская Национальная лаборатория при поддержке химического управления комиссии по атомной энергии построила 100 000-галлонный хлор-аргоновый нейтринный детектор на Золотом руднике Хоумстейк, в Лиде, Южная Дакота. Большая камера и меньшая контрольная комната были раскопаны на глубине 1478 м. Рисунок 3, раскопки главной камеры показаны наполовину законченными. Резервуар был построен компанией Chicago Bridge and Iron Company, которая специализировалась в этой области. Резервуар должен был быть собран из кусочков, достаточно маленьких, чтобы поместиться в подъемник шахты. На рисунке 4 показан один конец резервуара, разложенный на полу большой шахты в виде цветочных лепестков. Все сварные швы были проверены с помощью рентгенографии. Следующим шагом было вакуумное испытание бака на герметичность. Весь бак был откачан с помощью 12-дюймового диффузионного насоса, а затем испытан на герметичность с помощью гелиевого течеискателя. Чтобы извлечь аргон из резервуара, гелий барботируется (процесс пропускания газа через слой жидкости) через перхлорэтилен. Это было сделано очень эффективно, используя устройство, называемое эдуктор, показанное на рис. 5, которое тестировалось в бассейне Brookhaven Lab. Бассейн был наполнен водой, а не перхлорэтиленом.



Рис.3. Раскопки главной камеры.



Рис.4. Конец резервуара, разложенный на полу большой шахты.

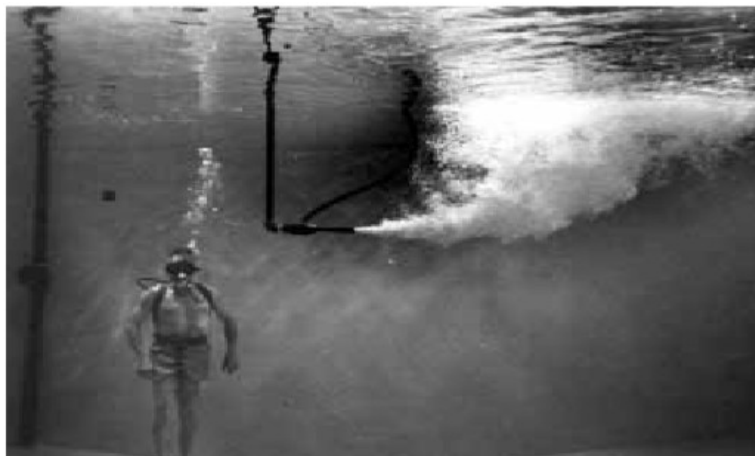


Рис.5. Бассейн Brookhaven Lab.

Во время экстракции аргона, которая происходила каждые два-три месяца, два больших насоса использовались для циркуляции перхлорэтилена через эдукторы. Скорость потока перхлорэтилена составляла около 1500 литров в минуту. В то время как гелий пропусклся через перхлорэтилен, гелиевая среда в верхних 5% резервуара циркулировала со скоростью 17 000 литров в минуту через контрольную комнату для извлечения аргона. Большой конденсатор рядом с большим резервуаром морозил выходящий перхлорэтилен, а угольная ловушка в контрольной комнате улавливала аргон. Вся система контролировалась из диспетчерской. Около 95% аргона в резервуаре было удалено за 20 часов циркуляции. После захвата аргона его очищали и помещали в крошечные пропорциональные счетчики с внутренним объемом 0,25 или 0,5 см³. В первые годы образцы подсчитывались в Брукхейвене, внутри экранов, построенных из стволов орудия линкора, сделанных до атомной бомбы. Позже счетный аппарат был перенесен на шахту Homestake, чтобы воспользоваться преимуществами гораздо лучшего экранирования от космических лучей глубоко под землей.

Эксперимент Homestake начался в 1967 году. Даже после первого запуска было ясно, что поток солнечных нейтрино ниже, чем прогнозировалось, а именно одну треть, от того, что предсказывали Бахколл.

Сообщение о первых результатах работы было представлено сентябре на собрании Американского химического общества, а затем опубликовано (Davis et al., 1968). Название статьи было «Поиск нейтрино от солнца». Как известно, когда в названии статьи используется «Поиск», это означает, что ничего не найдено. Верхний предел составлял 3 SNU. В сопутствующей статье Бахколл (1968) дал прогноз по стандартной солнечной модели $7,5 \pm 3$ SNU. Сбор данных за почти 30 лет и 30 лет уточнения стандартной солнечной модели значительно повысил точность: значение в эксперименте с хлором Homestake составляет $2,56 \pm 0,16$ (статистическая ошибка) $\pm 0,16$ (систематическая ошибка) SNU (Cleveland et al., 1998) и прогноз на то время стандартной солнечной модели составляет $7,6^{+1,3}_{-1,1}$ SNU (Bahcall et al., 2001). Цифры не сильно изменились: Солнце производит на треть больше нейтрино, чем ожидалось. Таким образом, «проблема солнечных нейтрино» родилась в 1967 году и дожила до рубежа веков.

Эксперимент Homestak долгое время был единственным измерением потока солнечных нейтрино. Ученым пришлось ждать 23 года эксперимента Камиоканде, чтобы получить подтверждения полученных ранее результатов.

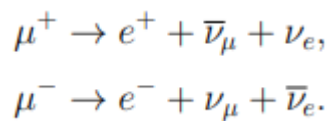
1.2. Эксперименты Kamiokande и Super-Kamiokande.

Эксперимент Камиоканде начался в июле 1983 года. Он представлял собой черенковский эксперимент на 3000 тонн воды. Эксперимент проводили на глубине 1000 м под землей в шахте Мозуми в Камиоке, Япония. Когда заряженные частицы распространяются через воду детектора с релятивистскими скоростями, они испускают черенковские фотоны. Эти фотоны затем детектируются с помощью фотоумножителей, установленных на внутренних поверхностях резервуара. Поскольку фотоны испускаются в прямом конусе вдоль направления частиц, они образуют кольцевой рисунок (черенковское кольцо) на стенках детектора.

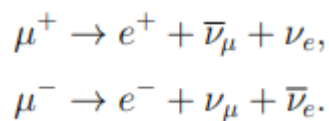
В тех же годах Такааки Кадзита начал работать над улучшением программного обеспечения. Одним из элементов программного обеспечения было определение типа частиц, наблюдаемых в событиях с несколькими черенковскими кольцами. Для каждого кольца в этих событиях ученые хотели оценить, было ли оно создано электроном или мюоном. Поскольку кольца часто перекрывают друг друга, было нетривиальной задачей определить типы частиц, которые их породили. Обычно нужно шаг за шагом проверять работоспособность программного обеспечения, начиная с самых простых случаев и заканчивая самыми сложными.

Действительно, программное обеспечение работало очень хорошо для простейшего случая, а именно для смоделированных атмосферных нейтринных событий только с одним кольцом Черенкова. Мюоны (электроны), образующиеся при моделировании взаимодействий атмосферных электронных нейтрино ν_μ (ν_e), были правильно идентифицированы примерно в 98% случаев. С этим знанием был проверен аромат атмосферных нейтринных взаимодействий, наблюдаемых в Камиоканде. Результат был странным. Количество событий мюонных нейтрино было намного меньше, чем предсказывалось моделированием. В то же время такого расхождения не наблюдалось в количестве электронных нейтринных событий. Такааки Кадзита предполагал, что совершил серьезную ошибку. Чтобы выяснить это, события в данных были проверены на глаз. Сразу стало понятно, что программное обеспечение для анализа правильно идентифицирует типы частиц. К сожалению, первым предположением было, что проблема не должна быть простой. Казалось очень вероятным, что где-то глубоко в симуляции, в выборе данных или в программном обеспечении реконструкции событий были ошибки. Вместе с Масато Такитой они начали различные исследования, чтобы попытаться найти такие ошибки в конце 1986 года.

После исследований в течение года они не обнаружили серьезной ошибки и пришли к выводу, что дефицит ν_μ не может быть вызван серьезной проблемой в анализе данных или в симуляции. Следует отметить, что соотношение атмосферных ν_μ и ν_e потоков может быть точно предсказано независимо от абсолютных значений потока благодаря механизму производства нейтрино. Атмосферные ν_μ и ν_e генерируются в цепи распада пионов, образующихся при взаимодействии космических лучей с атмосферой. Пион распадается на мюон и ν_μ .



Как было указано выше, заряженные пионы распадаются на мюоны и нейтрино. Мюон — короткоживущий лептон (время жизни $\tau_\mu \approx 2,2 \cdot 10^{-6}$ с), массой $m_\mu = 208 m_e = 105 \text{ МэВ}/c^2$, распадающийся на электрон, мюонное нейтрино и электронное антинейтрино:



Эти нейтрино имеют почти одинаковую энергию, и поэтому ожидается, что отношение атмосферных потоков ν_μ к ν_e будет около двух, независимо от специфики потока космических лучей. Фактически, детальные вычисления предсказали, что это отношение потоков составляет приблизительно два для энергий нейтрино около 1 ГэВ.

В 1988 году оценка неопределенности этого соотношения составила примерно 5%. Тем не менее, абсолютный поток был предсказан только с точностью от 20% до 30%. Эти прогнозы показали, что данными Камиоканде очень трудно объяснить неопределенностью в расчете потока.

Соответствующая статья была написана и опубликована в 1988 году .

Наблюдаемые числа μ -подобных событий (в основном, из-за взаимодействий

ν_μ) и e -подобных событий (в основном, из-за взаимодействий νe) сравнивались с соответствующими числами из моделирования. Результаты сравнения приведены в таблице 2. Заметим, что, хотя моделирование использовало рассчитанный поток атмосферных нейтрино и предполагало стандартные свойства нейтрино, оно не включало эффект нейтринных колебаний.

	Data	Prediction
e -like (mostly CC ν_e interactions)	93	88.5
μ -like (mostly CC ν_μ interactions)	85	144.0

Табл.2. Сравнение количества наблюдаемых событий в Kamiokande с ожиданием от моделирования. Экспозиция детектора составила 2,87 килотонны лет.

Из соображений Камиоканде заключили, что невозможно объяснить данные как результат систематических дефектов детекторов или неопределенностей в потоках нейтрино в атмосфере. Некоторые физики, которые еще не были учтены, такие как нейтринные осцилляции, могут объяснить данные. На самом деле, ученых, а именно Такааки Кадзиту, больше всего волновала возможность нейтринных осцилляций с большим углом смешения. Казалось, что ν_μ почти полностью осциллирует в некоторый другой тип нейтрино. В то время большой угол смешивания не ожидался. Так что это дало большую мотивацию для продолжения изучения атмосферных нейтрино.

Впоследствии в другом крупном водном черенковском эксперименте, IMB, был обнаружен дефицит событий ν_μ . Затем Камиоканде опубликовал вторую статью о дефиците нейтрино в атмосфере, включающую детальную оценку систематических ошибок в соотношении μ -подобных и e -подобных событий как для данных, так и для моделирования, а также допустимых областей для параметров осцилляции, предполагающих осцилляцию нейтрино. Результаты показали, что данные атмосферных нейтрино могут указывать на нейтринные осцилляции. Однако нейтринные осцилляции было

все еще только одним из возможных объяснений данных. Это было отчасти связано с тем, что наблюдаемый эффект был только небольшим отношением μ -подобных событий к e -подобным. Действительно, дефицит μ -подобных событий, наблюдаемый в Kamiokande и IMB при энергиях ниже 1 ГэВ (sub-GeV), не показал сильной зависимости ни от угла направления события относительно вертикальной оси детектора (зенитный угол), ни от импульса события.

Прогнозируется, что поток атмосферных нейтрино будет симметричным вверх-вниз из-за изотропной природы потока космических лучей. Стоит обратить внимание, что хотя это не совсем верно для атмосферных нейтрино с энергией менее ГэВ из-за влияния геомагнитного поля на поток космических лучей, поток нейтрино с несколькими ГэВ, тем не менее, почти симметричен вверх-вниз. Если нейтрино имеют очень малую массу, длина их колебаний может составлять 100 километров или даже больше. Если это так, то нейтрино, движущиеся вниз по вертикали, которые обычно проходят десятки километров, прежде чем попасть в подземный детектор, могут не осциллировать, пока они не провзаимодействуют внутри него. С другой стороны, вертикально движущиеся вверх нейтрино, которые могут проходить примерно до 12 800 километров, могут иметь достаточно времени, чтобы осциллировать в другой аромат. Следовательно, наблюдение эффекта исчезновения в восходящих событиях, но не в нисходящих событиях, было бы очень сильным признаком колебаний нейтрино.

Вскоре после представления первой статьи по дефициту атмосферных ν_μ в 1988 году экспериментаторы начали отбирать и изучать события с атмосферными ν_μ с энергиями, превышающими 1 ГэВ в данных. Взаимодействия ν_μ с несколькими ГэВ обычно дает мюон с несколькими ГэВ. Тем не менее, мюоны с энергией в несколько ГэВ, образующиеся в детекторе, часто проникают через него и выходят в окружающую породу, что называется частично локализованными (PC-partially contained) событиями. Они то и

были отобраны для анализа. Угловая корреляция между мюоном и его исходным нейтрино существенно улучшается с увеличением энергии нейтрино, и поэтому распределение зенитных углов мюонов с несколькими ГэВ должно достаточно хорошо представлять распределение зенитных углов нейтрино. Таким образом было изучено распределение зенитных углов для событий с несколькими ГэВ.

Поскольку поток атмосферных нейтрино быстро уменьшается с увеличением энергии, частота событий ν_μ с несколькими ГэВ составляла всего около 20 событий в год в Камиоканде, и поэтому для сбора статистически значимого числа потребовалось несколько лет. Наконец, Камиоканде опубликовал исследование атмосферных нейтрино с энергией в несколько ГэВ в 1994 году. μ -подобные данные показали дефицит событий в восходящем направлении, в то время как в нисходящих событиях не было такого дефицита. С другой стороны, соответствующее распределение по e -подобным данным не показало никаких признаков дефицита восходящих событий (рис. 6). Отношения восходящих и нисходящих событий (отношение вверх / вниз) для нескольких ГэВ μ -подобных и e -подобных данных составляли $(0,58^{+0,13}_{-0,11})$ и $(1,38^{+0,39}_{-0,30})$ соответственно. Статистическое значение наблюдаемой асимметрии вверх-вниз в μ -подобных данных эквивалентно 2,8 стандартным отклонениям. Другими словами, вероятность того, что наблюдаемый результат может быть обусловлен статистической флуктуацией, составляла менее 1%. Это интересное наблюдение, которое впервые показало, что дефицит ν_μ зависит от длины полета нейтрино, предсказываемой осцилляцией нейтрино. Однако статистическая значимость наблюдения была недостаточно сильной, чтобы быть убедительной, и это вызвало необходимость в еще большем наборе данных, а именно в еще большем детекторе.

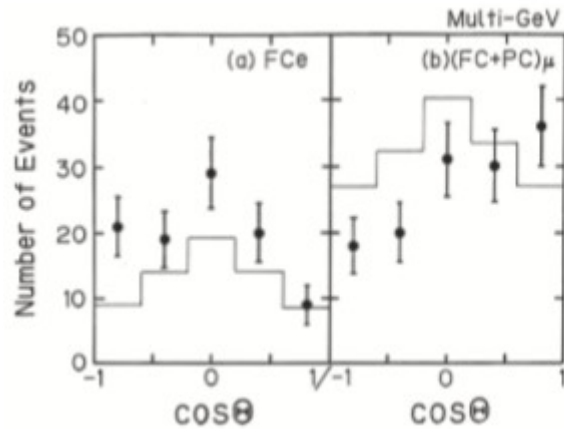


Рисунок 6. Распределения зенитных углов для событий с несколькими ГэВ (а) е-подобные и (б) μ -подобные, наблюдаемых в Камиоканде. Сплошная гистограмма показывает предсказанные распределения без осцилляций. Абсолютная нормализация имела неопределенность от 20 до 30%.

Детектор Super-Kamiokande был разработан на основе опыта экспериментов Kamiokande и IMB и включал различные технологические улучшения. Он представляет собой большой цилиндрический водяной черенковский детектор; высота 41,4 метра, диаметр 39,3 метра, общая масса 50 000 тонн. Super-Kamiokande разделен на две части: внутренний детектор, который изучает детали нейтринных взаимодействий, и внешний детектор, который идентифицирует входящие и выходящие заряженные частицы. Контрольная масса детектора составляет 22 500 тонн, что примерно в 20 раз больше, чем у Камиоканде. На рисунке 7 показана схема детектора Super-Kamiokande. Многие члены групп выше упомянутых экспериментов присоединились к новым исследованиям. По состоянию на 2015 год около 120 человек из семи стран являлись членами этого сотрудничества.

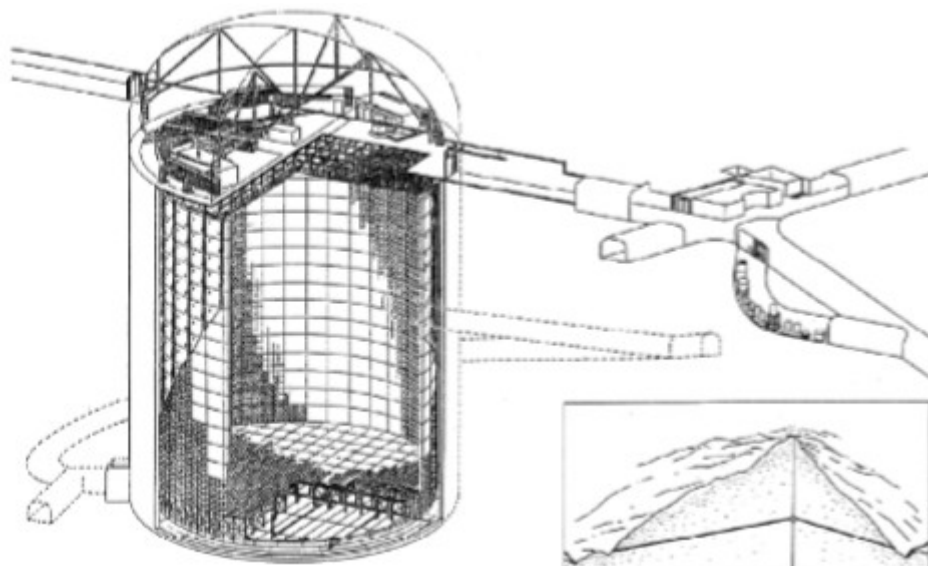


Рисунок 7. Схематический вид детектора Super-Kamiokande.

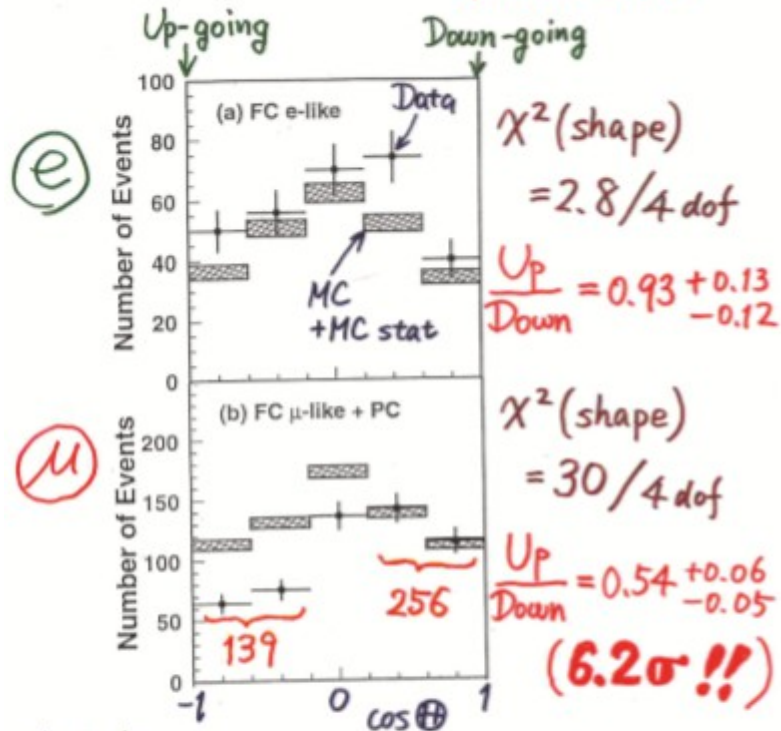
Эксперимент Super-Kamiokande начался весной 1996 года после пятилетнего периода строительства детектора. Из-за своей большей массы Super-Kamiokande накапливает нейтринные события примерно в 20 раз быстрее, чем Kamiokande. Кроме того, черенковские кольца оборудованы 11 200 фотоумножителями, что позволяет изучить детальные свойства нейтринных событий. Методы анализа атмосферных нейтринных взаимодействий были хорошо установлены в исследованиях, проведенных в предыдущих экспериментах. С самого начала эксперимента Super-Kamiokande анализировались различные типы атмосферных нейтринных событий, включая полностью содержащиеся события, у которых нет заряженных частиц, выходящих из внутреннего детектора, и частично содержащиеся события, у которых по крайней мере одна заряженная частица выходит из внутреннего детектора. Кроме того, были проанализированы восходящие мюонные события, вызванные взаимодействиями нейтрино в породе под детектором, которые полностью ее пересекают, а также те, которые останавливаются внутри него. Топологии и особенности этих типов событий существенно отличаются друг от друга. SuperKamiokande разработал программы моделирования и анализа, основанные на Kamiokande и IMB. По этой причине Super-Kamiokande смог получить достоверные результаты относительно быстро после начала эксперимента.

К весне 1998 года Super-Kamiokande проанализировал данные за 535 дней. Всего было 5400 атмосферных нейтринных событий, что уже было в несколько раз больше, чем наборы данных предыдущих экспериментов. На 18-й Международной конференции по нейтринной физике и астрофизике (Neutrino '98) Super-Kamiokande объявил о доказательстве атмосферных осцилляций нейтрино. Распределения зенитных углов, показанные на Neutrino '98, воспроизведены на рис. 8. На верхней и нижней частях рисунка показаны распределения зенитных углов для e -подобных с несколькими ГэВ

и μ -подобных с несколькими ГэВ (полностью и частично содержащиеся события были объединены) данных соответственно. Хотя e -подобные данные не показали статистически значимой асимметрии вверх-вниз, наблюдался явный дефицит восходящих μ -подобных событий. Статистическая значимость эффекта составляла более шести стандартных отклонений, подразумевая, что дефицит не был обусловлен статистической флуктуацией. На рисунке 9 показана сводка анализа осцилляций в SuperKamiokande и Kamiokande, которые были представлены на конференции Neutrino '98. Допустимые области для параметров осцилляций нейтрино, полученные из двух экспериментов, перекрываются, что указывает на то, что данные могут быть последовательно объяснены осцилляциями нейтрино. Из анализа этих данных Супер-Камиоканда пришли к выводу, что мюонные нейтрино осциллируют в другие типы нейтрино, наиболее вероятно в тау-нейтрино.

Было два других эксперимента, Soudan-2 и MACRO, которые наблюдали атмосферные нейтрино в то время. Soudan-2 представлял собой 1-килотонный железный калориметрический детектор, который собирал данные с 1989 года. Этот эксперимент подтвердил дефицит ν_μ , зависящий от зенитного угла. Точно так же MACRO был большим подземным детектором, который мог измерять восходящие мюоны, а также частично содержащиеся нейтринные события. В этом эксперименте также наблюдался зависящий от зенитного угла дефицит как восходящих мюонов, так и частично содержащихся событий ν_μ . Результаты этих экспериментов полностью совпадали с результатами экспериментов Супер-Камиоканде, и, следовательно, нейтринные колебания были быстро приняты сообществом нейтринной физики.

Zenith angle dependence (Multi-GeV)



* Up/Down syst. error for μ -like

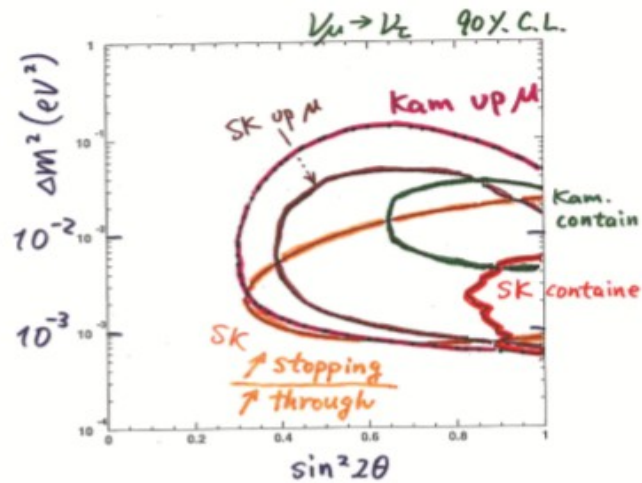
Prediction (flux calculation $\dots \lesssim 1\%$
1km rock above SK $\dots 1.5\%$) 1.8%

Data (Energy calib. for $\uparrow\downarrow \dots 0.7\%$
Non ν Background $\dots < 2\%$) 2.1%

Рисунок 8. Распределения зенитных углов для атмосферных нейтринных событий с энергией в несколько ГэВ, представленные на 18-й Международной конференции по нейтринной физике и астрофизике (Neutrino '98) Super-Kamiokande.

Summary

Evidence for ν_μ oscillations



$$\bullet \begin{cases} \sin^2 2\theta > 0.8 \\ \Delta m^2 \sim 10^{-3} \sim 10^{-2} \end{cases}$$

$$(\bullet \nu_\mu \rightarrow \nu_\tau \text{ or } \nu_\mu \rightarrow \nu_s ?)$$

Рисунок 9. Сводка анализа осцилляций в SuperKamiokande и Kamiokande.

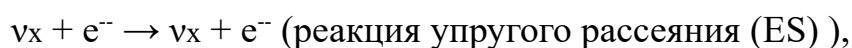
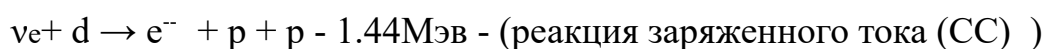
1.3. Эксперимент SNO.

Последнюю точку с вопросом дефицита нейтрино поставил эксперимент SNO. Нейтринная обсерватория Садбери (SNO) расположена в 2 км под землей в шахте около Садбери, Канада. С использованием тяжелой воды в качестве центрального элемента в конструкции SNO можно было четко определить, что электронные нейтрино переходят из одних в другие активные ароматы до того, как они достигнут нашего детектора. Это свойство, которое требует, чтобы они имели массу больше нуля.

Научное сотрудничество Садберийской нейтринной обсерватории было создано в 1984 году совместно с профессором Хербом Ченом из Калифорнийского университета в Ирвине, США и профессором Джорджем Юаном из Королевского университета, Кингстон, Онтарио, Канада. В 1985 году Великобритания присоединилась к сотрудничеству с доктором Дэвидом Синклером из Оксфордского университета в качестве официального

представителя Великобритании. Предполагается, что ядра дейтерия в тяжелой воде позволили бы наблюдать две отдельные реакции, одна из которых чувствительна только к нейтрино электронного аромата, созданным на солнце, а другая чувствительна ко всем трем активным нейтринным ароматам. Сравнение скоростей этих реакций детектирования нейтрино от распада ^8B на солнце позволило бы четко определить, превращаются ли электронные нейтрино в другие ароматы, независимо от каких-либо расчетов начальных потоков солнечных нейтрино. Кроме того, вторая реакция обнаружения может быть использована для получения точного измерения потока электронных нейтрино от распада бора ^8B , независимо от того, происходило ли осцилляция нейтрино.

С дейтерием, содержащимся в молекулах тяжелой воды (>99,92% D₂O) в детекторе SNO, можно было наблюдать три отдельных взаимодействия нейтрино в детекторе, первые два из которых упоминались ранее и третье, упругое рассеяние от электронов, которое происходит в любой среде:



где x - электрон, мюон или тау-лептон.

Первая (CC) реакция чувствительна только к электронному аромату нейтрино и создает электрон, который генерирует конус черенковского света в детекторе, наблюдаемый с помощью системы фотодатчиков. Вторая (NC) реакция одинаково чувствительна ко всем ароматам нейтрино и производит свободный нейтрон, который наблюдается по-разному в трех фазах работы детектора SNO. Сравнивая соответствующим образом откалиброванные скорости для этих двух реакций, можно было определить, изменились ли солнечные электронные нейтрино на другие, прежде чем они достигли детектора. Третья реакция (ES) намного слабее, чем две другие, и в основном чувствительна к электронным нейтрино (в шесть раз более чувствительна,

чем к двум другим ароматам для энергий солнечных нейтрино). Она порождает электрон, сигнал от которого резко достигает пика в прямом направлении относительно падающего нейтрино и поэтому может быть отличен от двух других реакций по отношению к направлению от солнца.

Эксперимент SNO проводился в три различные фазы. В Фазе 1 использовалась чистая тяжелая вода, и свободный нейтрон из реакции NC наблюдался поскольку он был захвачен ядром дейтерия, создавая гамма-излучение с энергией 6,25 МэВ, которое, в свою очередь, генерировало комптоновские электроны, генерирующие черенковский свет. В фазе 2 в тяжелую воду было добавлено около 2 метрических тонн сверхчистой соли NaCl, так что свободный нейтрон будет преимущественно захватываться Cl, производя каскад гамма-лучей с энергией, суммирующей примерно до 8,6 МэВ. Это увеличило эффективность захвата нейтронов с 14% до 40% и обеспечило такое изотропное распределение света, что события из реакции NC могли быть статистически отделены от конусообразных событий излучения света из реакции CC. В Фазе 3 в тяжелую воду был введен независимая система гелионаполненных нейтронных детекторов, обеспечивающих четкое измерение свободных нейтронов из реакции NC.

На рис.10 показано художественное представление о детекторе SNO, расположенном в бочкообразной полости высотой 34 м и диаметром 22 м, в 2 км под землей в шахте InCo/Vale'S Creighton недалеко от Садбери, Онтарио, Канада.

1000 тонн тяжелой воды, обогащенной до 99,92% дейтерия, хранятся в прозрачном акриловом сосуде диаметром 12 метров и толщиной 5,6 см, который просматривается 9438 фотоумножителями, установленными на геодезической раме, изготовленной из нержавеющей стали. Полость облицована непроницаемым для воды и радона урилоновым пластиком. Вся полость вне акрилового сосуда заполнена обычной водой, очищенной более чем в миллиард раз по сравнению с водопроводной водой.

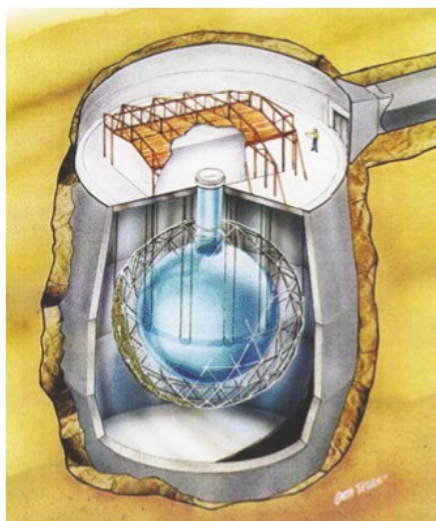


Рисунок 10. Схематический вид нейтринской обсерватории.

Все детали детектора были тщательно отобраны для того, чтобы уровень радиоактивности был как можно ниже, а вся лабораторная зона поддерживалась с качеством воздуха, превосходящим класс 2000 (менее 2000 частиц пыли диаметром более 0,5 микрон на кубический фут воздуха). Было установлено, что после строительства на всем детекторе присутствовало менее одного грамма шахтной пыли. Чрезвычайно важно поддерживать сверхнизкие уровни радиоактивности в детекторе и в тяжелой воде, поскольку любой гамма-луч с энергией более 2,2 МэВ (например, от цепей распада урана или тория) может вызвать распад ядра дейтерия, производя свободный нейтрон и имитируя реакцию NC от нейтрино.

На рисунке 11 показан детектор во время строительства, после того как акриловая сфера была собрана на месте из 122 частей, достаточно маленьких, чтобы поместиться в подземный подъемник, используемый для доступа к детектору. На рисунке 12 показан законченный детектор, а на рисунке 13 показана широкоугольная камера, снятая, глядя вверх со дна сферы фотоумножителей.



Рисунок 11.

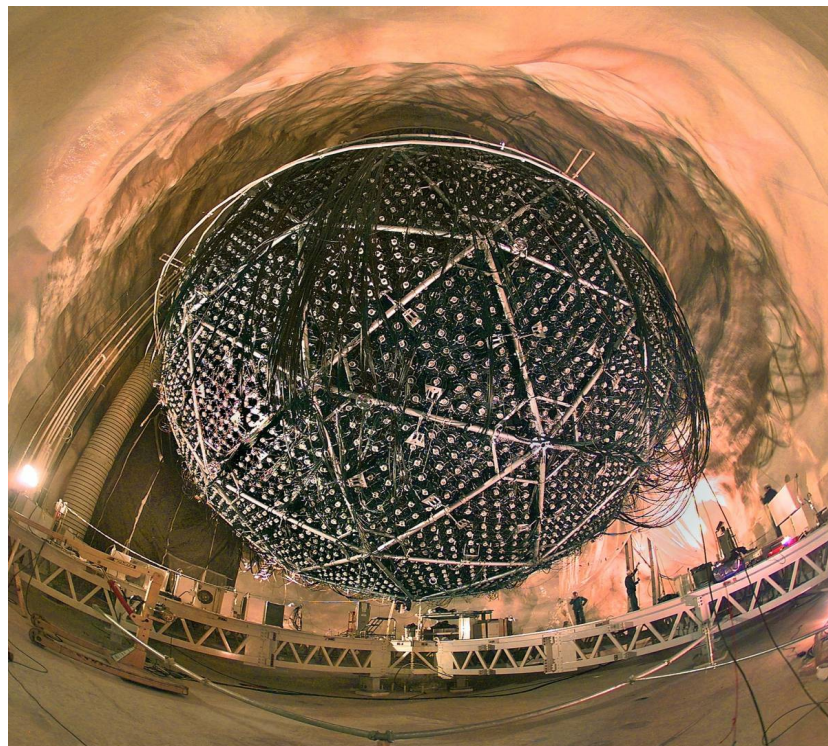


Рисунок 12.

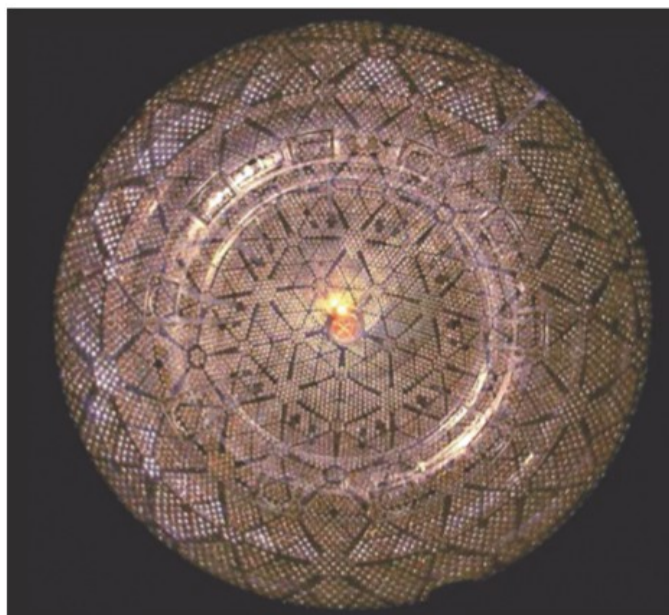


Рисунок 13.

На рис. 14 показан набор событий, полученных на этапе 1 эксперимента с чистой тяжелой водой в детекторе. Данные, показанные здесь, получены из внутреннего 11 метрового диаметра тяжелой воды в течение 306 дней накопления данных. Ожидаемые формы данных событий от реакций CC , NC и ES и от радиоактивных фоновых импульсов, экстраполированных из более низких энергий, также показаны на рисунке. Эти формы были рассчитаны на основе очень подробного моделирования методом Монте-Карло ожидаемых импульсов от детектора, точно откалиброванного с помощью серии вспомогательных измерений с использованием калибровочных источников, излучающих известные энергии и количества гамма-лучей, нейтронов и электронов. Эти источники можно перемещать на протяжении более 70% объема детектора в двух перпендикулярных плоскостях с помощью калибровочного манипулятора.

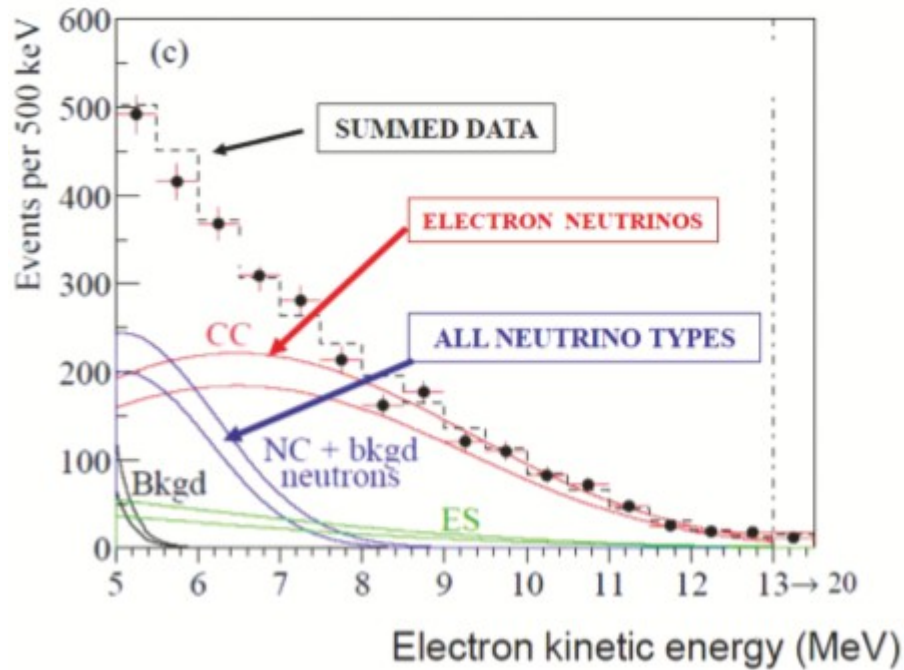


Рисунок 14. Данные фазы 1 эксперимента SNO, показывающие число событий в зависимости от эффективной кинетической энергии для электрона.

Форма событий от реакции NC как функция энергии очень хорошо определялась излучением гамма-лучей 6,25 МэВ от захвата свободных нейтронов в дейтерии и могла быть точно откалибрована с использованием источника гамма-лучей 6,13 МэВ от распада ^{16}N . ^{16}N генерировался в близлежащем экранированном месте в подземной лаборатории и транспортировался через капиллярные трубки в объем тяжелой воды. Вклад фоновых событий от радиоактивности, производящей свет Черенкова в детекторе, как показано черными линиями на рисунке, был рассчитан по измерениям, выполненным с инкапсулированными U и Th источниками, перемещенными внутри детектора с помощью калибровочного манипулятора. Число свободных нейтронов, создаваемых гамма-лучами от U и Th, расщепляющих ядра дейтерия, было рассчитано из измерений элементов цепи распада U, Th в тяжелой воде и обычных объемах воды детектора, а также меньших вкладов от известной радиоактивности других материалов детектора. Вклад черенковских световых событий и нейтронов от

гамма-частиц, расщепляющих дейтерий, составлял соответственно 8% и 12% от общего числа нейтрино, наблюдаемых реакцией NC, а общая совокупная систематическая неопределенность в этом количестве составляла только 4%.

Была проведена проверка гипотезы о том, что электронные нейтрино не меняют свой аромат до достижения детектора SNO. В тесте использовались данные, показанные на рисунке 14, вместе с дополнительной информацией, которую можно получить для каждого взаимодействия нейтрино, в частности, предполагаемое направление и местоположение в объеме тяжелой воды. Гипотеза об отсутствии изменения аромата нейтрино была исключена с совокупной статистической и систематической точностью 5,3 стандартных отклонения, что соответствует менее чем одному шансу из 10 миллионов, что нет изменения вкуса. Наилучшим образом подходят потоки электронных нейтрино и комбинированных ароматы мюонных и тау-нейтрино, при условии отсутствия искажений энергетического распределения электронных нейтрино бора ^8B , (в единицах 10^6 нейтрино на квадратный см в секунду):

$$\phi_e = 1.76_{-0.05}^{+0.05}(\text{stat.})_{-0.09}^{+0.09}(\text{syst.})$$

$$\phi_{\mu\tau} = 3.41_{-0.45}^{+0.45}(\text{stat.})_{-0.45}^{+0.48}(\text{syst.})$$

Это наилучшее соответствие подразумевало, что около двух третей электронных нейтрино, образующихся в ядре Солнца, до достижения детектора SNO превратились в другие ароматы.

Результаты для Фазы 2 эксперимента с 2 метрическими тоннами NaCl, растворенными в тяжелой воде, показаны на рисунке 15. Сравнение с рисунком 14 показывает, что вклад событий от реакции NC увеличился за счет повышения эффективности детектирования свободных нейтронов с 14% до 40%. Кроме того, разница в изотопии светового излучения между событиями NC и CC использовалась в качестве дополнительного средства для отделения событий от двух реакций, обеспечивая дополнительное

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ.

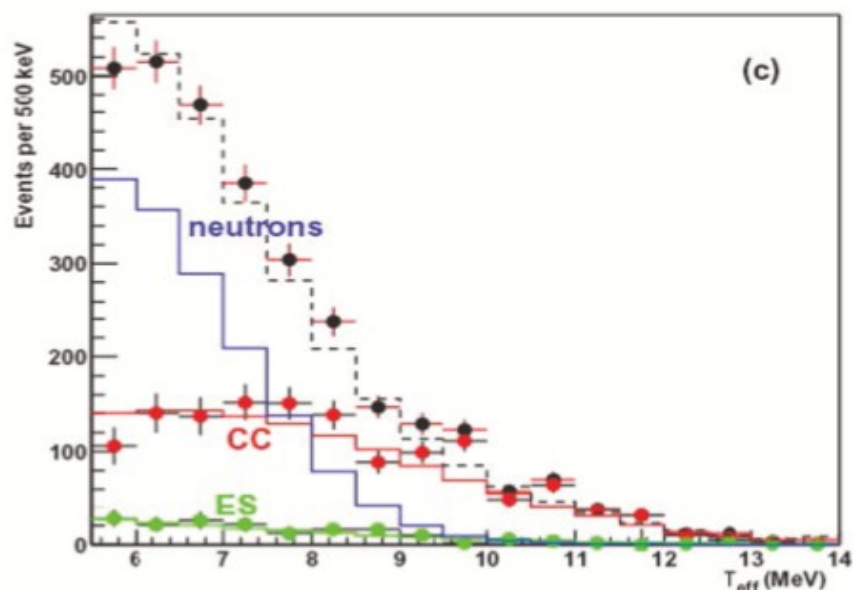


Рисунок 15. Данные фазы 2: количество событий в зависимости от эффективной кинетической энергии электрона.

Результаты для Фазы 2 согласуются и более точны, чем результаты Фазы 1, со значительным улучшением точности измерения NC полного потока нейтрино ^8B . Кроме того, разделение событий NC и CC на основе изотропии излучения света позволило отдельно выделить форму спектра электронных нейтрино посредством реакции обнаружения CC. Наблюдаемая форма соответствовала ожидаемой форме нейтрино от распада бора ^8B на Солнце, что соответствовало предположению, сделанному для извлечения значений «наилучшего соответствия» для потоков нейтрино в анализе фазы 1. Гипотеза об отсутствии нейтринных колебаний теперь была исключена с более чем с 7 стандартными отклонениями или шансом 1/400 миллиардов. Общий поток всех нейтринных ароматов был определен с существенно улучшенной точностью и, как оказалось, находится в прекрасном согласии с расчетами солнечной модели Бэхолла и других.

На третьем этапе эксперимента с помощью дистанционно управляемой

подводной лодки в объеме тяжелой воды была установлена матрица из 400 метров сверхнизких фоновых гелионаполненных нейтронных детекторов.

Получен окончательный комбинированный анализ трех фаз со следующим результатом для соотношения потоков электронных нейтрино ко всем ароматам нейтрино: $0,317 \pm 0,016$ (статистический) $\pm 0,009$ (систематический). Этот окончательный результат ясно показывает, что более двух третей электронных нейтрино превратились в другие ароматы до достижения детектора SNO. Общий наблюдаемый поток нейтрино от распада ${}^8\text{B}$ на солнце составил: $5,25 \pm 0,16$ (статистически) $^{+0,11}_{-0,13}$ (систематически) миллиона нейтрино на квадратный см в секунду.

На рис. 16 показано сравнение всех экспериментов с солнечными нейтрино со стандартной солнечной моделью. Стоит обратить внимание, что только результаты SNO соответствуют модели.

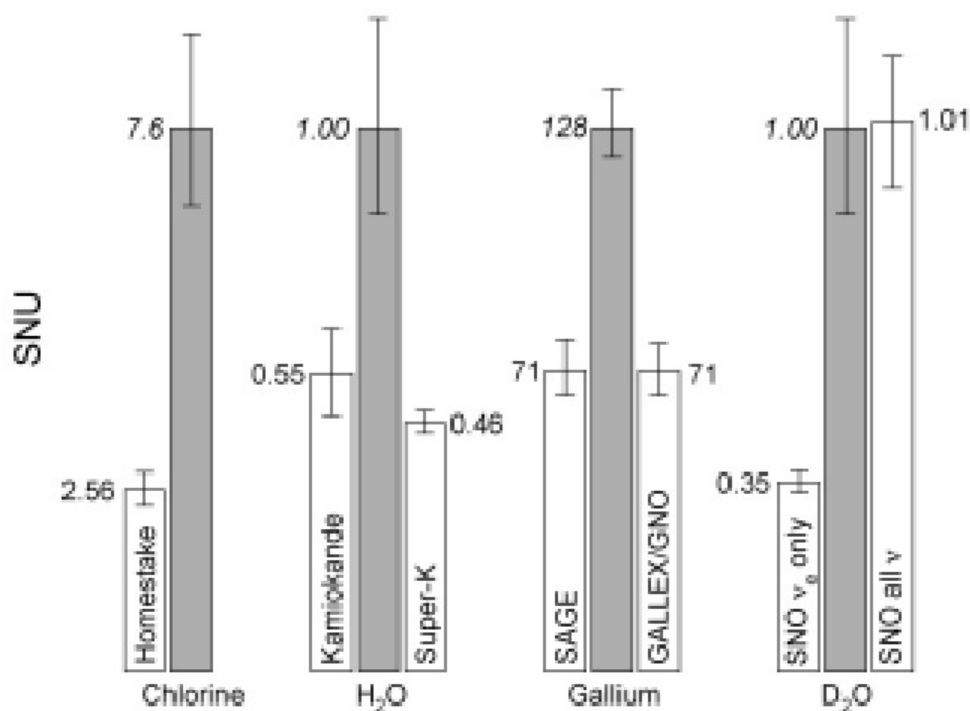


Рис. 16. Сравнение измеренного потока солнечных нейтрино из эксперимента с хлором, двух экспериментов с галлием (SAGE и GALLEX / GNO), двух Черенковых экспериментов с водой (Kamiokande и Super-Kamiokande) и эксперимента SNO с D₂O с теоретическими предсказаниями Bahcall (2001). Высота столбцов для теоретических предсказаний была сделана одинаковой для облегчения сравнения с экспериментами. Обнаружение всех ароматов нейтрино в эксперименте с

SNO окончательно решило «проблему солнечных нейтрино».

Глава 2. Осцилляция нейтрино. Теория.

После выяснения факта различия сортов нейтрино возник вопрос: насколько глубоким является это различие? Если обратиться к аналогии с кварками, то следует обратить внимание на то, что электрослабые взаимодействия не сохраняют сорт (аромат) кварков. Возможна, например, следующая цепочка переходов:

$$s \rightarrow u + W^- \rightarrow d$$

что приводит к смешиванию состояний, отличающихся только странностью, например, нейтральных К-мезонов K^0 и \bar{K}^0 . Могут ли аналогичным образом смешиваться и разные сорта нейтрино? При ответе на этот вопрос важно знать, каковы массы нейтрино. Из наблюдений мы знаем, что нейтрино имеют массы очень маленькие, существенно меньше, чем массы соответствующих лептонов. Так, для массы электронного нейтрино мы имеем ограничение $m(\nu_e) < 5.1$ эВ. (1)

В подавляющем большинстве случаев можно полагать, что массы всех трех нейтрино равными нулю. Если они в точности равны нулю, заметить эффекты возможного смешивания различных сортов нейтрино невозможно. Только если нейтрино имеют отличные от нуля массы, смешивание приобретает физический смысл. Впервые на возможность смешивания электронного и мюонного сортов нейтрино указал Б.М. Понтекорво.

2.1. Смешивание нейтринных состояний.

Рассмотрим задачу о двух сортах нейтрино: ν_e , ν_μ . Для эффектов смешивания следует рассмотреть, как развиваются состояния в зависимости от времени. Эволюцию во времени определяет уравнение Шредингера :

$$i \cdot d\Phi/dt = H\Phi. \quad (2)$$

Здесь H - энергия системы (точнее, оператор энергии). Для состояния с

определенной энергией зависимость от времени прямо следует из (2):

$$|\Psi(t)\rangle = e^{iEt} |\Psi(0)\rangle. \quad (3)$$

С этого места мы используем систему единиц $\hbar = c = 1$, которая обычно употребляется в физике элементарных частиц. Эта система удобна тем, что в ней имеется всего лишь одна размерная величина, например энергия.

Одинаковые размерности с энергией имеют теперь импульс и масса, а координата x и время t имеют размерность обратной энергии. Применяя это соотношение к рассматриваемому нами случаю нейтрино, когда их массы много меньше импульса, получаем вместо (2):

$$i \frac{d|\nu(t)\rangle}{dt} = \left(p + \frac{M^2}{2p} \right) |\nu(t)\rangle. \quad (4)$$

Теперь мы предполагаем, что нейтрино мюонные и электронные могут переходить друг в друга, поэтому волновая функция есть смесь двух состояний

$$|\nu(t)\rangle = \psi_e(t) |\nu_e\rangle + \psi_\mu(t) |\nu_\mu\rangle \quad (5)$$

Исходя из (5) мы понимаем уравнение (4) как систему уравнений на функции $\psi_e(t)$, $\psi_\mu(t)$:

$$\begin{aligned} i \frac{d\psi_e(t)}{dt} &= \left(p + \frac{m_e^2}{2p} \right) \psi_e(t) + \frac{\hat{H}}{4p} \psi_\mu(t) \\ i \frac{d\psi_\mu(t)}{dt} &= \left(p + \frac{m_\mu^2}{2p} \right) \psi_\mu(t) + \frac{\hat{H}}{4p} \psi_e(t) \end{aligned} \quad (6)$$

Для краткости обычно такую систему записывают в виде (4), но понимают тогда $\nu(t)$ как столбец из ψ_e , ψ_μ , а в скобках первый член пропорционален единичной матрице, в то время как величина M^2 становится некоторой (2 x 2)-матрицей с матричными элементами, которые легко получить из системы (6). Здесь очень важна величина \hat{H} , отличие которой от

нуля и приводит к эффектам смешивания. Если ее нет, система распадается на два независимых уравнения и нейтрино, электронное и мюонное, раздельно существуют со своими собственными массами.

Итак, $H \neq 0$. Тогда будем искать решения системы (6) в виде комбинаций

$$\begin{aligned} \nu_1(t) &= \cos\theta \nu_e(t) + \sin\theta \nu_\mu(t), \\ \nu_2(t) &= -\sin\theta \nu_e(t) + \cos\theta \nu_\mu(t). \end{aligned} \quad (7)$$

которые имеют определенную частоту, то есть имеют вид (3). Для дальнейшего важно отметить, что при малых $\theta \approx 0$ ν_1 является почти чистым электронным нейтрино, а при $\theta \approx \pi/2$ - почти полностью мюонным. Складывая первое из уравнений (6), помноженное на $\cos \theta$, со вторым, помноженным на $\sin \theta$, получаем условие того, что в левой части также содержится только ν_1 :

$$\frac{(2p^2 + m_e^2) \cos\theta + \frac{\hat{H}}{2} \sin\theta}{\frac{\hat{H}}{2} \cos\theta + (2p^2 + m_\mu^2) \sin\theta} = \frac{\cos\theta}{\sin\theta} \quad (8)$$

Отсюда имеем определение угла θ , который называется углом смешивания:

$$\sin 2\theta = \frac{\hat{H}}{\sqrt{(m_e^2 - m_\mu^2)^2 + (\hat{H})^2}} \quad (9)$$

Случай $m_e > m_\mu$, то есть $\theta \approx \pi/4$, соответствует максимальному смешиванию и реализуется почти точно для системы нейтральных К-мезонов. Состояния (7) имеют определенные массы, которые мы получаем из системы (6):

$$\begin{aligned}
m_1^2 &= \frac{m_e^2 + m_\mu^2}{2} = \frac{(m_e^2 + m_\mu^2)^2}{2\sqrt{(m_e^2 - m_\mu^2)^2 + \hat{H}^2}} + \frac{H^2}{2\sqrt{(m_e^2 - m_\mu^2)^2 + \hat{H}^2}} \\
m_2^2 &= \frac{m_e^2 + m_\mu^2}{2} = \frac{(m_e^2 - m_\mu^2)^2}{2\sqrt{(m_e^2 - m_\mu^2)^2 + \hat{H}^2}} - \frac{H^2}{2\sqrt{(m_e^2 - m_\mu^2)^2 + \hat{H}^2}}
\end{aligned} \quad (10)$$

Знаки в (10) соответствуют случаю $m_\mu > m_e$. Из (10) мы видим, что при нулевом смешивании $\hat{H} = 0$ получаем $m_1 = m_e$, $m_2 = m_\mu$. В присутствии смешивания происходит сдвиг масс. Если считать \hat{H} очень малым, то

$$\begin{aligned}
m_1^2 &= m_e^2 + \frac{3\hat{H}^2}{4(m_\mu^2 - m_e^2)} \\
m_2^2 &= m_\mu^2 + \frac{3\hat{H}^2}{4(m_\mu^2 - m_e^2)}
\end{aligned} \quad (11)$$

Этим соотношением нельзя пользоваться при равенстве масс, в последнем случае нужно применять точные формулы (10). Важно подчеркнуть, что именно состояния ν_1 и ν_2 имеют определенные массы и зависят от времени по закону

$$\begin{aligned}
|\nu_j(t)\rangle &= e^{-itE_j} |\nu_j\rangle \\
E_j &= k + \frac{m_j^2}{2k} \quad j=1,2.
\end{aligned} \quad (12)$$

Представим себе, что в начальный момент времени $t = 0$ родилось электронное нейтрино. Тогда из (7) и (12) получаем зависимость от времени рассматриваемого состояния (общий множитель $\exp(-ikt)$ мы опускаем)

$$|\psi_t(t)\rangle = (\cos \theta e^{-itE_1} |\nu_1(0)\rangle - \sin \theta e^{-itE_1} |\nu_e(0)\rangle) + \cos \theta \sin \theta (e^{-itE_1} - e^{-itE_2}) |\nu_\mu\rangle \quad (13)$$

Введем обозначение $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$. Мы видим, что наряду с имевшимся вначале электронным нейтрино здесь появляется и состояние нейтрино мюонного. Вероятность его появления по правилам квантовой механики есть квадрат модуля амплитуды. Она, как видно из (13), зависит от

времени и составляет

$$W(t) = \sin^2 2\theta \sin^2((E_1 - E_2)t/2) = \sin^2 2\theta \sin^2(\Delta m^2 t/4k) = \sin^2 2\theta \sin^2(1.27 \Delta m^2 L/E), \quad (14)$$

где мы измеряем расстояние L в метрах, энергию нейтрино - в мегаэлектронвольтах и разность квадратов масс Δm^2 - в квадратных электронвольтах. Разумеется, мы учитываем малость масс нейтрино, так что $L = ct$. Мюонная компонента имеет характерную осциллирующую зависимость; это явление получило название осцилляций нейтрино.

2.2. Осцилляции нейтрино в веществе.

Выяснение возможностей, связанных с эффектами распространения нейтрино в веществе, связано с работами Л. Волфенштейна (L. Wolfenstein) и С.П. Михеева и А.Ю. Смирнова .

Рассмотрим опять случай двух нейтрино - электронного и мюонного. В веществе имеются протоны и нейтроны в ядрах и электроны. Взаимодействие обоих сортов нейтрино с протонами и нейтронами за счет обмена W и Z происходит одинаково и потому не приводит к новым эффектам по сравнению с распространением в вакууме. Совершенно по-иному обстоит дело с рассеянием нейтрино на электронах. Нейтрино мюонное может взаимодействовать с электроном только за счет обмена нейтральным бозоном Z , в то время как в рассеяние электронного нейтрино (и антинейтрино) на электроне дает вклад и обмен заряженным бозоном W . Действительно, например, W^- переходит в пару $\bar{\nu}_e$, так что процесс рассеяния идет по схеме

$$\bar{\nu}_e + e \rightarrow W^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e$$

При рассеянии антинейтрино на электроне происходит слияние их в W , а при рассеянии нейтрино происходит обмен W , при котором исходное нейтрино дает электрон и W^+ , который поглощается исходным электроном, давая конечное нейтрино. Для мюонного нейтрино такие переходы невозможны.

Итак, электронное нейтрино имеет дополнительное взаимодействие с электроном, которое описывается дополнительным членом в первой строчке (6):

$$V_W | \nu_e(t) \rangle$$

Тогда система уравнений, описывающая зависимость волновой функции от времени, изменяется:

$$i \frac{d}{dt} | \nu_1(t) \rangle = \left(\frac{m_1^2}{2k} + V_w \cos^2 \theta \right) | \nu_1(t) \rangle = V_w \sin \theta \cos \theta | \nu_2(t) \rangle \quad (15)$$

В результате изменяются соотношения между электронной и мюонной компонентами в смесях (7) и значения соответствующих масс, которые получаются из (15). Два значения масс получаются такими:

$$m^2 = \frac{1}{2} (m_1^2 + m_2^2 + \xi) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - \xi)^2 + (\Delta m^2)^2 \sin^2 2\theta} \quad (16)$$

где $\xi = 2kV_w$, причем эта величина связана с рассеянием электронного нейтрино на электронах за счет обмена W . Электрослабая теория дает простое выражение

$$V_w = \sqrt{2} G_F N_e = 7,63 * 10^{-14} \frac{Z}{A} \rho, \quad (17)$$

где $G_F = (1.16637 \pm 0.00002) * 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$ - известная константа Ферми, характеризующая слабые взаимодействия, а N_e - плотность электронов в веществе. Эта плотность пропорциональна атомному номеру Z элемента и обычной плотности вещества ρ , что и отражено в численной форме соотношения (17). Тогда величину ξ можно представить в виде (A - атомный вес соответствующего элемента)

$$\xi = 1.526 * 10^{-7} Z \rho k / A \text{ эВ}^2, \quad (18)$$

где плотность выражена в г/см³ и k - в МэВ.

Согласно системе (15), состояния с массами (16) являются также смесями нейтрино двух сортов, но с другим углом смешивания Θ_m . Его связь с вакуумным углом следует из (15):

$$\sin 2\Theta_m = \frac{\sin 2\theta}{\sqrt{(\cos 2\theta - \frac{\xi}{\Delta m^2})^2 + \sin^2 2\theta}} \quad (19)$$

Рассматривая выражение (16) для масс нейтринных состояний и (19) для угла смешивания в веществе, мы получаем интереснейшее явление резонансной осцилляции нейтрино в веществе. Пусть смешивание нейтрино в вакууме очень мало, то есть $\sin 2\Theta < 1$. Представим себе, что нейтрино с некоторым импульсом k (первоначально электронное) проходит через вещество с переменной плотностью, меняющейся монотонно, например убывающей. Если при этом в каком-то слое плотность $\rho = \rho_r$ такова, что выполняется равенство

$$\xi = 1.526 \cdot 10^{-7} Z \rho k / A = \Delta m^2 \cos 2\theta, \quad (20)$$

то реализуется резонанс. Действительно, при $\rho > \rho_r$ $\sin 2\Theta_m \ll 1$ и нейтрино остается электронным. Однако при выполнении равенства (20) $\sin 2\Theta_m = 1$, при дальнейшем уменьшении плотности $\sin 2\Theta_m$ вновь становится малым, но это значит, что $2\Theta_m$ становится близким к π , а Θ_m к $\pi/2$. Из (7) видно, что это соответствует уже почти полностью нейтрино мюонному. Таким образом, при прохождении резонанса происходит смена сорта нейтрино, причем тем полнее, чем меньше вакуумный угол смешивания. Поэтому такая резонансная осцилляция является фактически единственной возможностью проявления малого смешивания нейтрино.

Явление резонансной осцилляции ярко проявляется также и в

зависимости масс нейтрино в веществе от плотности (16). Действительно, начнем с выражения (16) со знаком минус, что в соответствии с уравнениями (15) описывает начальное нейтрино электронное (поскольку содержит характерное для него взаимодействие с электронами V_w). Пусть плотность ρ меняется проходя через резонанс. Тогда квадрат массы до резонанса при малом угле Θ равен $m_e^2 + V_w$, а после резонанса $-m_\mu^2$. При прохождении резонанса полностью меняется сорт нейтрино.

Нужно отметить, что если вместо нейтрино рассмотреть антинейтрино, то основное отличие заключается в знаке члена, описывающего взаимодействие с обменом W . Знаки V_w для нейтрино и антинейтрино противоположны. Это означает, что условие резонанса достигается в зависимости от знака Δm^2 или только для нейтрино, или только для антинейтрино. Например, если нейтрино мюонное тяжелее электронного, то резонанс может наблюдаться только для начального состояния электронного нейтрино, но не антинейтрино.

Таким образом, распространение нейтринных (и антинейтринных) пучков в веществе дает богатую физическую информацию. Если основные параметры, то есть Δm^2 и Θ , известны, то, просвечивая нейтринным пучком некоторый объект, например планету, звезду и т.д., по составу нейтринного пучка на выходе можно получить картину распределения плотности внутри просвечиваемого объекта. Можно обратить внимание на близкую аналогию с просвечиванием небольших объектов (в том числе и живых) рентгеновскими лучами.

Заключение.

Думается, не будет большим преувеличением сказать, что сегодня физика нейтрино находится в зените интереса к этой частице и всему, что с ней связано. Об этом свидетельствует непрекращающийся поток теоретических и экспериментальных работ, связанных с нейтрино, введение в строй новых экспериментов и разработка новых проектов. За последние годы многие загадки, связанные с нейтрино, нашли свое решение. Мы сейчас входим в новую эру прецизионных измерений в нейтринной физике, прогресс в которой невозможен без активного участия молодых ученых.

Список использованной литературы:

1. A HALF-CENTURY WITH SOLAR NEUTRINOS. Nobel Lecture, December 8, 2002, by RAYMOND DAVIS, JR.
2. Discovery of Atmospheric Neutrino Oscillations. Nobel Lecture, December 8, 2015. by Takaaki Kajita.
3. The Sudbury Neutrino Observatory: Observation of Flavor Change for Solar Neutrinos. Nobel Lecture, December 8, 2015, by Arthur B. McDonald.
4. Письма в ЭЧАЯ. 2011. Т. 8, № 7(170). С. 1192-1231. Введение в физику нейтрино. Д. В. Наумов
5. Ноябрь 2003 г. Успехи физических наук, том 173, № 11. Массы, смешивание и осцилляции нейтрино. С. М. Биленький
6. 1977 г. Октябрь. Успехи физических наук, том 123, вып. Смешивание лептонов и осцилляции нейтрино. С. М. Биленький, Б. М. Понтекорво.
7. Б.А. Арбузов. Осцилляции нейтрино - "рентген" для небесных тел?