

Реферат

Тема: «Исследование нейтринных осцилляций в эксперименте OPERA»

выполнил аспирант УНЦ ОИЯИ
Артеменков Денис Александрович

Дубна, 2007 г.

Содержание:

Введение	3
§1 Свойства нейтрино	4
§1.1 Нейтринные ароматы	4
§1.2 Спиральность нейтрино	4
§1.3 Дираковское и майорановское описание нейтрино	6
§1.4 Масса нейтрино	7
§1.5 Магнитный момент нейтрино	9
§2 Формализм описания нейтринных осцилляций	10
§3 OPERA - эксперимент по изучению нейтринных осцилляций	15
§3.1 Виды экспериментов по изучению нейтринных осцилляций	15
§3.2 Экспериментальное обнаружение ν_τ нейтрино	16
§3.3 Проект OPERA	17
§3.4 Детектор OPERA	18
§3.5 Чувствительность OPERA к параметрам осцилляций	21
Заключение	22
Литература	22

Введение

Физика нейтрино, в последнее время, один из быстро развивающихся разделов современной физики элементарных частиц.

Нейтрино было введено в физику Вольфгангом Паули в 1930 г. как гипотетическая частица, с целью преодоления трудности в понимании β -распада атомных ядер. Паули высказал предположение о том, что при β -распаде обычные законы сохранения выполняются, поскольку кроме электрона испускается еще одна частица, электрически нейтральная и поэтому остающаяся незамеченной, а именно – нейтрино (нейтрон). Наименование нейтрино для этой частицы было предложено Ферми. В настоящее время говорят о существовании трех типов (ароматов) нейтрино. При этом остается ряд неясных вопросов для исследователей свойств нейтрино:

1. Каковы массы трех нейтрино?
2. Почему - масса нейтрино, столь малы? Каково происхождение массы нейтрино?
3. Существуют ли тяжелые правые (правоспиральные) нейтрино?
4. Существует ли нейтринный фон во Вселенной наподобие электромагнитного микроволнового фона?
5. Если в реакциях с нейтрино наблюдается CP нарушение, возможно ли определение CP фаз?
6. Возможно ли точное определение нейтрино как майорановской или дираковской частицы? Существует ли безнейтринный двойной β -распад ($0\nu\beta\beta$)?
7. Возможно ли полное определение массы электронного нейтрино из распада тритона? Каков наилучший верхний предел по массе для данного способа?
8. Какую информацию можно получить, изучая безнейтринный двойной β -распад относительно великого объединения и справедливости суперсимметричных моделей?

9. Какова роль нейтрино во взрывах сверхновых [1]?

За передовые разработки в обнаружении космических нейтрино Нобелевской премии по физике в 2002 г. были удостоены Рэймонд Дэвис (США), Масатоши Кошиба (Япония).

§1 Свойства нейтрино

«Свойства нейтрино зависят от выбора калибровочной теории» [2].

§1.1 Нейтринные ароматы

В настоящее время известно шесть лептонов: e^- , μ^- , τ^- , и, соответствующее каждому из них, электрически нейтральные нейтрино ν_e , ν_μ , ν_τ . Таким образом, имеется три лептонные пары: (e^-, ν_e) , (μ^-, ν_μ) , (τ^-, ν_τ) , расположенные в порядке возрастания масс заряженных лептонов. Можно ввести лептонное число L_i ($i=e, \mu, \tau$), принимающее значения $+1$ для частицы и -1 для античастицы. Из экспериментов следует, что с хорошей степенью точности лептонное число сохраняется. Данный принцип не основывается на какой-либо симметрии лагранжиана, поэтому он не является, возможно, фундаментальным физическим законом. Стоит отметить, что существование нейтринных осцилляций нарушало бы принцип сохранения лептонного числа, однако все еще оставляло бы неизменным полное лептонное число [2]. Лептоны вместе с кварками образуют три поколения элементарных фермионов. Возможность сгруппировать все фермионы в три поколения, связана с характером их поведения в сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях. Соответствующие элементы разных поколений эквивалентны по отношению к этим взаимодействиям. Различия возникают в случае гравитации и обусловлены разностью масс поколений.

§1.2 Спиральность нейтрино

Поляризация частицы это состояние частицы с преимущественной ориентацией ее спина вдоль некоторого выбранного направления. При поперечной поляризации спин частицы перпендикулярен ее импульсу. При

продольной (круговой) поляризации спин направлен вдоль импульса частицы. Спиральность частицы h определяется соотношением (1)

$$h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| |\vec{p}|} \quad (1)$$

где \vec{s} - спин частицы, а \vec{p} - ее импульс. Состояние, при котором направления спина и импульса совпадают (правая спиральность), соответствуют спиральности $h = +1$, а состояние с противоположно направленными спином и импульсом (левая поляризация, левая спиральность) соответствует спиральности $h = -1$. Ультрарелятивистские фермионы, участвующие в любом слабом процессе, должны иметь значение спиральности $h = -1$ для частиц и $h = +1$ для античастиц. Лептоны и кварки, участвующие в слабых взаимодействиях имеют отрицательную спиральность или левополяризованы. Антिलептоны и антикварки, участвующие в слабых взаимодействиях имеют положительную спиральность или правую поляризацию (2)

$$\begin{aligned} h(e^-, \nu_e, \mu^-, \nu_\mu, \tau^-, \nu_\tau, u, d, s, c, b, t) &= -1 \\ h(e^+, \bar{\nu}_e, \mu^+, \bar{\nu}_\mu, \tau^+, \bar{\nu}_\tau, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \bar{c}, \bar{b}, \bar{t}) &= +1 \end{aligned} \quad (2)$$

Математическое представление нейтрино имеет свои особенности, которые отсутствуют в случае заряженных фермионов. В релятивистской теории Дирака частицы со спином $1/2$ описываются четырехкомпонентной волновой функцией, где добавлены еще две компоненты, соответствующие античастице. Эти четыре состояния могут быть выбраны таким образом, чтобы они были собственными функциями оператора спиральности с собственными значениями $h = \pm 1$ ($p = (p_L p_R \bar{p}_L \bar{p}_R)$). После эксперимента по определению спиральности нейтрино (Гольдхабер, 1958 г.) Ву [3,4] была разработана двухкомпонентная модель нейтрино, которую одновременно предложили Ли, Янг, Ландау и Салам. Согласно им, волновую функцию нейтрино можно записать в следующем виде $\nu = (\nu_L, \bar{\nu}_R)$. Существует только левоспиральное ν и правоспиральное $\bar{\nu}$, остальных двух состояний не должно быть. Факт существования таких нейтрино противоречит

сохранению четности, так как при действии оператора четности реальные состояния нейтрино переходят в невзаимодействующие (несуществующие) состояния. Стоит отметить, что справедливость последнего утверждение обсуждается теоретиками.

§1.3 Дираковское и майорановское описание нейтрино

Оператор зарядового сопряжения C не затрагивает спиральности и $\bar{\nu}_R$ не есть зарядово-сопряженная к ν_L частица, так как ни спин, ни импульс не изменяется при зарядовом сопряжении. На самом деле ν_L и $\bar{\nu}_R$ связаны операцией CP - сопряжения (за изменение знака спиральности отвечает оператор P , $\nu_L \xrightarrow{CP} \bar{\nu}_R$). Зарядово-сопряженная к ν_L частица должна быть левой частицей. Для этого имеются две возможности:

- Нейтрино ν_L совпадает со своей собственно зарядово-сопряженной частицей $\nu_L \xrightarrow{C} \nu_L$ и $\bar{\nu}_R \xrightarrow{C} \bar{\nu}_R$. Существует только два физически различимых состояния. В этом случае говорят о майорановском нейтрино (нейтрино Майораны).
- Зарядово-сопряженная к ν_L частица и частица, зарядово-сопряженная к $\bar{\nu}_R$ - независимые частицы, которые экспериментально еще не зарегистрированы. Это случай четырехкомпонентной теории. Он соответствует дираковскому нейтрино (нейтрино Дирака).

Подробное описание дираковского и майорановского формализма в данной работе опускаем [2].

Интересным представляется описание безнейтринного двойного β -распада ($0\nu\beta\beta$), в котором происходит нарушение сохранения лептонного числа ($\Delta L=2$) и который запрещен в стандартной модели. В этом процессе два нейтрона из одного и того же атомного ядра обмениваются виртуальным нейтрино ($\bar{\nu}$ испущенное в первой вершине должно быть поглощено во второй на соответствующей фейнмановской диаграмме). Поскольку нейтрон может поглотить только нейтрино, то $0\nu\beta\beta$ -процесс невозможен для

дираковских нейтрино. Безнейтринный двойной β -распад может происходить только при выполнении двух условий. Во-первых, нейтрино должно быть майорановской частицей. Это означает, что нейтрино и антинейтрино идентичны. Во-вторых, нейтрино должно иметь ненулевую массу покоя или должна существовать правая компонента слабого лептонного тока (условие необходимо для сохранения спиральности). Но если нейтрино обладает конечной массой покоя, то спиральность не является сохраняющимся квантовым числом. Массивная частица имеет скорость меньше скорости света в вакууме, поэтому всегда возможно найти такую систему отсчета, в которой массивное нейтрино движется в противоположном направлении. Поскольку вектор спина при этом не меняется, то проекция спина на направление импульса изменяется и спиральность не сохраняется. В случае, когда нейтрино безмассовое и только левое поле ν_L участвует во взаимодействии, экспериментально невозможно различить которое из описаний справедливо. Когда взаимодействие чисто левое, ν_R не принимает участия во взаимодействии. Если ν_R безмассовое спиральность сохраняется, т.е. ν_R нельзя зарегистрировать, даже если оно существует. При $m=0$ майорановский случай можно отличить от дираковского, только когда слабое взаимодействие имеет правую компоненту, тогда две дополнительные дираковские степени свободы также могут быть зарегистрированы.

§1.4 Масса нейтрино

Масса нейтрино может быть получена из рассмотрения массовой матрицы M (3) (см. [2]), получаемой из рассмотрения плотности лагранжиана, вида

$$M = \begin{pmatrix} m_L^M & m^D \\ m^D & m_R^M \end{pmatrix} \quad (3)$$

где m^D , m_L^M , m_R^M - параметры связи (дираковская и майорановские массы).

Физической массой нейтрино является собственное значение матрицы M , после унитарного преобразования [2] с собственными значениями (4)

$$m_{1,2} = \frac{m_L^M + m_R^M}{2} \pm \sqrt{\frac{(m_L^M - m_R^M)^2}{4} + m_D^2} \quad (4)$$

Интерес представляют следующие случаи:

- $m_L^M = m_R^M = 0$. Имеется чисто дираковское нейтрино с $m = m^D$. Оно состоит из двух майорановских состояний с вырожденными массами $m_1 = m_2 = m^D$.
- $m^D \gg m_L^M = m_R^M = \varepsilon$. Имеется два «почти» вырожденных майорановских состояния с $m_{1,2} = m^D \pm \varepsilon$ и противоположными CP-квантовыми числами. Они образуют дираковское нейтрино с малой L-нарушающей примесью. В этом случае говорят о псевдодираковском нейтрино.
- $m_L^M = 0$, $m_R^M \gg m^D$. В этом случае получают тяжелое и легкое нейтрино с массами:

$$m_1 = m_R^M \left[1 + \left(\frac{m^D}{m_R^M} \right)^2 \right] \approx m_R^M \quad (5)$$

$$m_2 = \frac{(m^D)^2}{m_R^M} \ll m^D$$

Масса легкого нейтрино m_2 отличается от первоначальной массы Дирака m^D на множитель m^D / m_R^M . Данный механизм генерации малой массы нейтрино называется see-saw механизмом. Большая масса Дирака сильно уменьшается за счет присутствия еще большей майорановской массы. Таким образом, в результате введения второго очень тяжелого нейтрино получается вполне естественное объяснение малости нейтринных масс.

Эти легкое и сверхтяжелое нейтрино можно представить как почти чистые собственные состояния майорановской массы. Тяжелое нейтрино главным образом состоит из состояний, которые не наблюдаются (правое нейтрино и левое антинейтрино). Когда как легкое нейтрино, с точностью до малых поправок (порядка m^D / m_R^M) состоит из двух экспериментально известных состояний. Важно, что если массы нейтрино обусловлены механизмом see-saw, то: нейтрино с определенными массами являются майорановскими частицами; существуют три легких нейтрино; массы нейтрино

удовлетворяют иерархии $m_1 \ll m_2 \ll m_3$ ($\nu_e < 3$ эВ, $\nu_\mu < 0.19$ МэВ, $\nu_\tau < 18.2$ МэВ) [4]; должны существовать тяжелые майорановские частицы.

Существование тяжелых майорановских частиц партнеров по механизму see-saw, может быть источником барионной асимметрии Вселенной.

Проблема массы нейтрино остается одной из наиболее актуальных в физике элементарных частиц и космологии. Экспериментальный подход к этой проблеме включает в себя как непрямые методы (поиск нейтринных осцилляций, двойной β -распад) так и методы, основанные на изучении кинематики распада. К последним относится исследование формы β -спектра вблизи его верхней границы. Распад трития дает уникальные возможности для таких экспериментов благодаря низкой энергии у края спектра, наименьшему числу Z (энергия распада 18,594 кэВ). Верхняя граница для массы ν_e нейтрино из тритиевых экспериментов составляет $m_\nu < 3.8$ эВ [4].

§1.5 Магнитный момент нейтрино

Данные хлорных экспериментов указывают на наличие зависимости между потоком солнечных нейтрино от времени. Нейтринный поток и солнечная активность (число пятен) антикоррелируют. Одно из возможных объяснений основано на предположении о магнитном моменте нейтрино (1986 г. Л. Б. Окунь). Если нейтрино обладает большим магнитным моментом, то спин нейтрино может изменять свое направление за счет взаимодействия с магнитным полем Солнца («переворот спина»). В результате левое электронное нейтрино переходило бы в правое, которое уже нельзя зарегистрировать никаким детектором, так как правые нейтрино не принимают участия в слабом взаимодействии. Для достижения достаточно высокой вероятности переворота спина необходимо значение магнитного момента $\mu_m = (10^{-11} - 10^{-10}) \mu_B$, $\mu_B = e/2me$. В этом случае имелось бы совершенно естественное объяснение антикорреляции нейтринного потока с солнечной активностью. Солнечная активность и магнитное поле на Солнце тесно взаимосвязаны. Увеличенное число солнечных пятен означает наличие

большого магнитного поля и поэтому большую вероятность конверсии в стерильные, правые нейтрино. Можно было бы ожидать полугодовую вариацию потока, которая, однако, не была обнаружена в эксперименте KAMIOKANDE. Из анализа данных от вспышки сверхновой звезды SN1987A была получена оценка $\mu_m < 10^{-12} \mu_B$.

§2 Формализм описания нейтринных осцилляций

Одним из важных экспериментальных подходов к определению масс и параметров смешивания нейтрино состоит в поиске нейтринных осцилляций. На это явление впервые обратил внимание Б. Понтекорво [5].

Нейтринные осцилляции представляют собой периодический процесс полного или частичного изменения аромата движущегося в вакууме или веществе нейтринного пучка. Обсуждается также возможность нейтрино-антинейтринных осцилляций. Явление осцилляции состоит в том что, например, после прохождения первоначально однородным пучком мюонных нейтрино ν_μ некоторого расстояния x имеется ненулевая вероятность зарегистрировать электронное нейтрино ν_e . Наблюдение нейтринных осцилляций возможно, если нейтрино имеет массу и реализуется гипотеза смешивания. В этом случае левые компоненты нейтринных полей $\nu_\alpha = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$, являющиеся собственными состояниями слабого взаимодействия, не тождественны собственным массовым состояниям нейтрино ν_i (дираковского или майорановского типа), а представляют собой линейные комбинации, где $U_{\alpha i}$ унитарная матрица смешивания (6).

$$\nu_\alpha = \sum_i U_{\alpha i} \nu_i \quad (6)$$

Исследование нейтринных осцилляций основано на использовании нейтринных пучков, образованных в различных процессах слабого взаимодействия (β -распады ядер, распады пионов и др.) и имеющих в момент времени $t=0$ определенный аромат ν_α .

В экспериментах обычно анализируют решение задачи вакуумных осцилляций нейтрино двух ароматов. В этом случае матрица смешивания $U_{\alpha i}$ имеет следующий вид (7)

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (7)$$

и содержит только один свободный параметр – угол смешивания θ . В данном виде в унитарной матрице смешивания $U_{\alpha i}$ опущен множитель $e^{\pm i\varphi}$ - фаза, отвечающая за CP – нарушение. При рассмотрении нейтринных осцилляций этот фазовый множитель не играет роли, однако он учитывается для двойного β -распада. Угол θ (вернее, $\sin^2 2\theta$), наряду с другим параметром осцилляции Δm^2 , определяется при анализе вероятности (8) наблюдения осцилляций в пучке нейтрино с энергией E_ν на расстоянии L измеренной в эксперименте.

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos \frac{\Delta m^2 L}{2E_\nu} \right) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4E_\nu} \quad (8)$$

Перейдя к системе единиц $\hbar = c = 1$ к размерности, удобной при расчетах осцилляционных экспериментов, когда Δm^2 измеряется в эВ^2 , L – в м, E_ν - в МэВ, получают (9)

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu} \right) \quad (9)$$

В экспериментах по поиску осцилляций определяется не масса нейтрино, а величина $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. Для наблюдения осцилляций необходимо, чтобы хотя бы для одной разности квадратов нейтринных масс выполнялось условие $\Delta m_{ij}^2 \geq E_\nu / L$. Амплитуда осцилляционного перехода определяется параметром $\sin^2 2\theta$, а осциллирующая часть вероятности связана $\Delta m^2 L / E_\nu$. Величина (10)

$$L_{vac} = 4\pi \frac{E_\nu}{\Delta m_{ij}^2} \quad (10)$$

называется вакуумной длиной осцилляций, которая для каждой пары масс (m_i, m_j) отражает периодическую зависимость сигнала в детекторе от расстояния L . Для регистрации вакуумных осцилляций необходимо, чтобы

$L_{\text{vac}} \leq L$. Из условия наблюдения осцилляций нейтрино ($L_{\text{vac}} \leq L$) следует, что для проведения ускорительного эксперимента с пучком нейтрино со средней энергией $E_\nu \approx 10$ ГэВ, нацеленного на поиск предполагаемых значений $\Delta m^2 \approx 10^{-2} - 10^{-3}$ эВ², пролетное расстояние должно составлять $L \approx 1000$ км. Нейтринные пучки, направляемые на детекторы на такие расстояния, получили название «дальних», а эксперименты - дальнобазовых (long-baseline). Эксперименты с детектором, установленным на близком расстоянии от ускорителя ($L \approx 1$ км), получили название короткобазовых (short-baseline). Данные эксперименты чувствительны к $\Delta m^2 = 1-10$ эВ². В любом эксперименте величины L и E_ν в большей или меньшей степени размыты, поэтому реально измеряется средняя величина $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$. Результаты исследований представляются в виде областей допустимых параметров осцилляций ($\sin^2 2\theta, \Delta m^2$), согласующихся (обычно на уровне достоверности 90%) с измеренным значением вероятности $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$. Наиболее важные ограничения на параметры осцилляций, полученные в существующих и планируемых экспериментах [6], показаны на рис. 1. В общем случае смешивания произвольного числа массивных нейтрино (включая стерильные) вероятность описывается более сложным выражением. В схеме трехароматного анализа экспериментальных данных необходим учет интерференции между значениями Δm_{ij}^2 . В матрице смешивания $U_{\alpha i}$ для трех ароматов нейтрино появляются три угла смешивания ($\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$) и одна CP-нарушающая фаза δ . В общем случае трехароматного анализа присутствует 6 независимых параметров ($\Delta m_{12}^2, \Delta m_{23}^2, \theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}, \delta$). Обычно, при анализе используют разного рода упрощения в зависимости от условий эксперимента. Сведение к двухароматной схеме – один из вариантов.

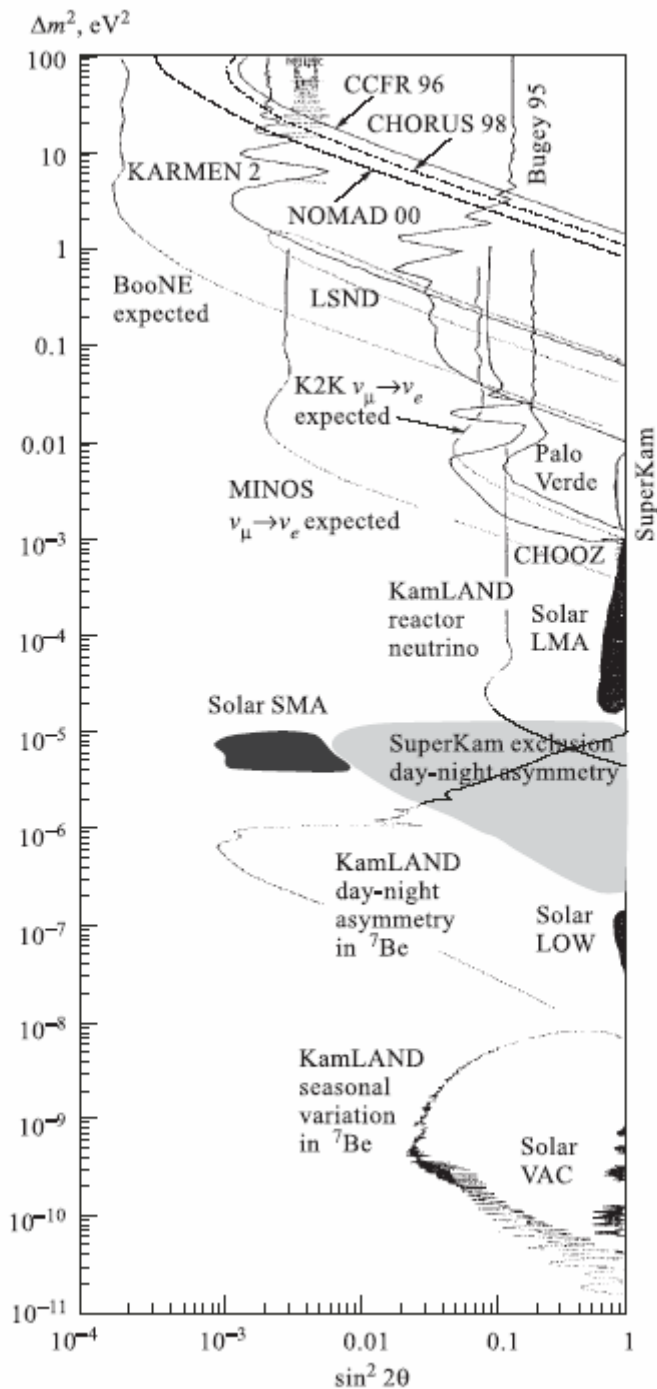


Рис. 1. Границы областей параметров осцилляций, полученные в различных экспериментах, а также достижимые в экспериментах ближайшего будущего. Исключенная часть расположена справа от кривых.

Осцилляции нейтрино в веществе имеют свои особенности. Наличие вещества на пути пучка нейтрино может существенно изменить картину осцилляций. Как показали Л. Вольфштейн, С.П. Михеев и А.Ю. Смирнов, вещество, состоящее из кварков и из электронов, по-разному влияет на

распространение различных типов нейтрино. Вероятность осцилляций в веществе отлична от вакуумного случая (9) и для постоянной плотности вещества определяется в виде (11)

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta_m \sin^2 \frac{\pi L}{L_m} \quad (11)$$

где угол θ_m угол смешивания в веществе связанный с углом смешивания в вакууме θ соотношением (12)

$$\tan 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{\cos 2\theta + L_{vac} / L_0} \quad (12)$$

Здесь L_{vac} – длина осцилляции в вакууме, L_0 – длина Вольфштейна, характеризующая длину нейтринно-электронного взаимодействия. В существующих дальнебазовых экспериментах и проектах пучки дальних нейтрино проходят в Земле расстояние ~ 1000 км. Хотя Земля и обладает ненулевой плотностью электронов, но в земных условиях длина Вольфштейна $L_0 \approx (3500 - 12000)$ км [2], и поэтому в экспериментах на пролетной базе $L \leq 1000$ км влияние эффекта материи незначительно и осцилляции сводятся к вакуумным. В веществе при условии $L_{vac}/L_0 \approx \cos 2\theta$ осцилляции могут усиливаться (эффект Михеева-Смирнова-Вольфштейна). При выполнении этого условия угол смешивания достигает максимума, $\theta_m \approx \pi/4$ и вероятность принимает вид (13)

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 \left(\sin 2\theta \frac{\pi L}{L_{vac}} \right) \quad (13)$$

Данное явление наиболее вероятное из существующих решений проблемы солнечных нейтрино. В исследованиях с солнечными нейтрино возможно наблюдение явления регенерации, при котором ν_e , превратившись на пути сквозь Солнце в ν_μ , при прохождении через Землю в ночное время частично претерпевает обратное превращение. В этом случае должна наблюдаться зависимость потока ν_e от времени суток – эффект «день/ночь». Так как расстояние и средняя плотность материи, проходимые нейтрино на пути от Солнца до Земли, зависят от времени года, то возможны также сезонные

вариации потока ν_e с максимумом весной и осенью. Резонансный эффект может также проявляться и в Земле, но только в экспериментах с пролетным расстоянием нейтрино порядка ее диаметра ($\sim L_0$). Влияние материи, приводящее к резонансному усилению осцилляций в Земле CP-несимметрично. Чистый сигнал CP-нарушения можно наблюдать при исследовании в экспериментах с дальними нейтрино T-нарушения [2]. Таким сигналом служит измерение ненулевой T-асимметрии (14)

$$\begin{aligned} T_{\alpha\beta} &= P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) \quad \text{или} \\ \bar{T}_{\alpha\beta} &= P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) - P(\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha) \end{aligned} \quad (14)$$

Для подобных исследований требуется нейтринный пучок смешанного аромата ($\nu_\mu + \bar{\nu}_e$ или $\bar{\nu}_\mu + \nu_e$), получение которого может быть реализовано в будущих экспериментах.

§3 OPERA - эксперимент по изучению нейтринных осцилляций

При разработке проекта эксперимента OPERA авторы ориентировались на данные эксперимента с атмосферными нейтрино SUPERKAMIOKANDE [7] в котором были получены оценки для величин $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} \cong 1$, $\Delta m^2 \approx 2.5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$. Данные экспериментов с солнечными нейтрино SUPERKAMIOKANDE, SNO и др. подтверждают существование $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ осцилляций [8].

§3.1 Виды экспериментов по изучению нейтринных осцилляций

Выделяют два основных класса экспериментов по поиску нейтринных осцилляций:

- эксперименты, ведущие поиск тех типов нейтрино, которые изначально не присутствовали в нейтринном пучке (эксперименты «на возникновение»);
- эксперименты, направленные на обнаружение убывания того типа нейтрино, который был в пучке первоначально (эксперименты «на исчезновение»).

В экспериментах «на возникновение» в имеющемся пучке, в идеальном случае, состоящем только из нейтрино одного аромата, ведется поиск нейтрино другого аромата на расстоянии x от источника. При этом энергии нейтрино должны быть достаточны для возможности детектирования возникающего нейтрино нового отличного от первичного аромата. Преимущество этого класса измерений состоит в высокой чувствительности к малым углам смешивания, так как достаточно зарегистрировать всего несколько нейтрино «неправильного» типа. Обычно ведется поиск одного заранее выбранного канала.

Второй класс экспериментов менее чувствителен к амплитудам смешивания. Чувствительность ограничивается неопределенностями нейтринного потока и нейтринного спектра, а также вероятностью детектирования в детекторе. С другой стороны, эксперименты «на исчезновение» позволяют регистрировать переходы во всевозможные конечные каналы, включая переходы в стерильное нейтрино (например, правые нейтрино и левые антинейтрино). Эксперименты «на исчезновение» очень чувствительны к малым значениям массовых параметров Δm_{ij}^2 .

Все установки, изучающие осцилляции, для защиты от фона космического излучения располагаются в глубоких подземных шахтах [6]. Ввиду малого сечения взаимодействия нейтрино с веществом ($\sigma(\nu - N) \cong 10^{-38} \text{ см}^2$) такие детекторы (особенно дальние – на расстоянии $L \sim 1000$ км, в которых из-за расходимости пучка число взаимодействий в пересчете на единицу массы детектора на 5 – 6 порядков меньше, чем в ближних) должны иметь большие массы.

§3.2 Экспериментальное обнаружение ν_τ нейтрино

Первое прямое наблюдение ν_τ нейтрино было результатом эксперимента DONUT (Direct Observation of the NU Tau) в 2000г [4, 6]. В DONUT использовалась традиционная постройка эксперимента «beam-dump», когда интенсивный пучок протонов от тэватрона FNAL с энергией 800 ГэВ

сбрасывается на толстую мишень большого размера. Затем с помощью магнитов все заряженные частицы уводятся с линии пучка и поглощаются в окружающей защите, а образовавшиеся в мишени нейтрино продолжают двигаться до детектора. Сам детектор представляет собой «сэндвич», состоящий из 1 мм плоскостей железа, прослоенной пластиком толщиной 200 мкм, на который с каждой стороны нанесены слои ядерной фотоэмульсии толщиной по 100 мкм. По оценкам на 10^{12} ν_τ , прошедших через детектор ожидалось 1 ν_τ -взаимодействие с ядром железа. Распад короткоживущего τ -лептона (2.9×10^{-13} с) идентифицировался по излому на треке. Анализ фотоэмульсионных слоев был сделан группой из Нагои при использовании автоматизированных микроскопов – трекселекторов. Из 203 зарегистрированных нейтринных событий 4 события удовлетворяли всем критериям короткоживущего распада и были интерпретированы как взаимодействия ν_τ с последующим распадом τ -лептона (два распада $\tau \rightarrow e + \nu_\tau + \nu_e$ и два $\tau \rightarrow h + \nu_\tau + X$).

§3.3 Проект OPERA

Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus (OPERA) - фотоэмульсионный эксперимент «на появление», в котором осцилляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ будут изучаться путем прямого наблюдения распадов τ -лептонов [9]. Пучок нейтрино от ускорителя SPS в ЦЕРНе направляется на детектор, находящийся в 732 км в подземной лаборатории Гран-Сассо. Пучок нейтрино в основном будет содержать ν_μ нейтрино с примесью $\sim 2\%$ $\bar{\nu}_\mu$ и 1% ν_e . Будет использоваться система временной синхронизации работы детектора OPERA и ускорителя SPS. Интенсивность нейтринного пучка в лаборатории Гран-Сассо составит приблизительно 4.49×10^{-9} м⁻² на 1 падающий на мишень протон ($\sim 10^{17}$ протонов в сутки), поперечный размер – около 800 м, средняя энергия ν_μ 17 ГэВ. При этом в детекторе ожидается около 50 событий ν_μ взаимодействий в сутки. Предполагается, что регистрация будет идти 200

дней в году. Таким образом, за пять лет планируется получить ~50000 событий, связанных с взаимодействием ν_μ , из них ~10-20 событий ν_τ .

При обработке эмульсий планируется выделять следующие основные типы событий (таблица 1).

1	СС взаимодействие ν_μ (обмен W^\pm бозоном)	$\nu_\mu \rightarrow \mu X$
2	НС взаимодействие нейтрино (обмен Z^0 бозоном)	$\nu N \rightarrow \nu X$
3	СС взаимодействие ν_e	$\nu_e N \rightarrow e X$
4	Взаимодействия с образованием чармированных частиц	$\nu_\mu N \rightarrow c \mu X$ $\nu_\mu N \rightarrow c \bar{c} \mu X$
5	СС взаимодействие ν_τ	$\nu_\tau N \rightarrow \tau X$

Таблица 1. Типы регистрируемых событий в OPERA

Основной целью проекта OPERA является выделение событий последнего, пятого типа. Предполагается идентифицировать моды распадов τ -лептонов, содержащие одну заряженную частицу:

$$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau, \quad \tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu, \quad \tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$$

Значительный парциальный выход этих каналов – 49.5, 17.7, 17.8% соответственно для адронной мюонной и электронной моды, а также низкий уровень фоновых процессов, имитирующих эти распады, гарантирует высокую надежность регистрации осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

§3.4 Детектор OPERA

В детекторе OPERA ближний детектор отсутствует и будет использован только дальний. Это свинцово-фотоэмульсионный детектор модульной конструкции с полезной массой, достигающей до 2 кт, из которой масса фотоэмульсии составляет около 100 т, что не имеет аналогов в экспериментальной физике. Структура единичного элемента-блока определяется средней длиной пробега τ -лептона, которая при энергии CNGS составляет около 1 мм. На рисунке 2 показана конфигурация блока: слои ядерной фотоэмульсии толщиной 50 мкм, политой с двух сторон на 200 мкм

пластиковую основу, чередуются с 1мм свинцовыми пластинками. Радиус зерен эмульсии около 0.2 мкм, плотность зерен – 30 зерен/100 мкм. Эмульсионные пластины производились с использованием промышленных линий Fuji, обеспечивающих ровную поверхность и постоянную толщину пластин.

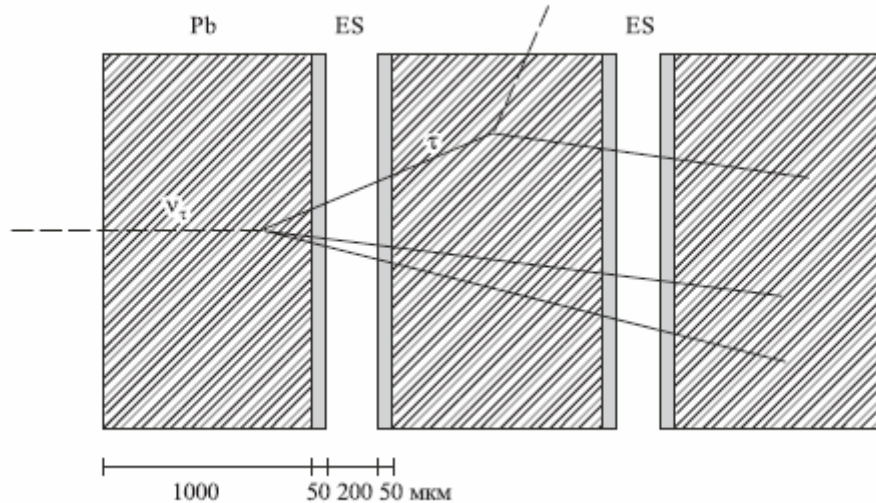


Рис. 2. Структурная схема фотоэмульсионного блока в детекторе OPERA

Координаты траектории заряженной частицы на границе эмульсии определяются с высокой точностью (0.1 – 0.2 мкм), что обеспечивает точность измерения углов не хуже 5-8 мрад. Если ν_τ взаимодействует в какой либо из свинцовых пластин, то с наибольшей вероятностью распад τ -лептона (визуально выглядящий как излом трека) произойдет в следующей за ней пластинке свинца. При прослеживании треков в эмульсионных слоях, прилегающих к этой пластинке, на одном из них будет наблюдаться изменение угла трека в результате его излома. Каждый блок такой конфигурации имеет поперечный размер 10.2×12.7 см, вес 8.3 кг (7.9 кг – свинец, 0.4 - эмульсия) и содержит 56 свинцовых пластин и 58 пластин с двухсторонней эмульсией. Стенка, собранная из 3264 блоков, и прилегающие к ней две взаимно перпендикулярные плоскости сцинтилляторов составляют модуль детектора. Его поперечные размеры 6.75×6.75 м², а толщина 12 см. С помощью сцинтилляционных плоскостей вырабатывается триггерный сигнал, и в стенке локализуется фотоэмульсионный блок, в котором

произошло нейтринное взаимодействие. Такой блок изымается из стенки, содержащаяся в нем фотоэмульсия проявляется и сканируется, а на его место устанавливается новый. Сцинтилляционная плоскость собирается из полос органического сцинтиллятора с WLS-волоконнами, которые подсоединяются к 16 каналному ФЭУ «Hamamatsu» R5900-M16. Пространственное разрешение сцинтилляционного детектора определяется шириной полосы сцинтиллятора ~25 мм.

Секция мишени, состоящая из 24 последовательных модулей, и замыкающий ее спектрометр мюонов образуют наиболее масштабную структуру детектора – супермодуль весом 652 т (623 т – свинец, 29 т - эмульсия). Три супермодуля образуют детектор OPERA (рис. 3).

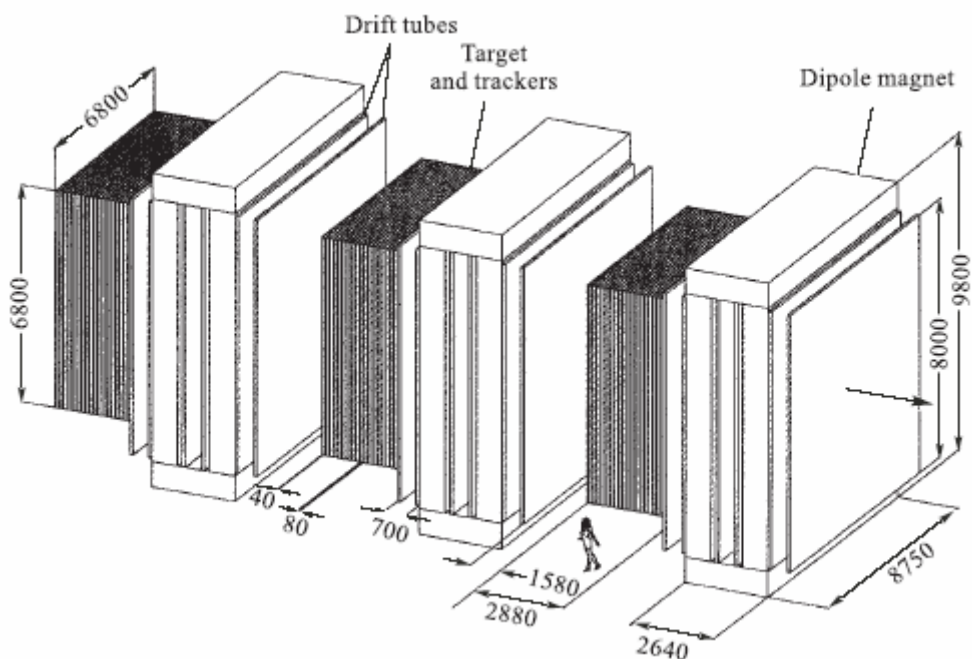


Рис. 3. Общий вид детектора OPERA

В конце каждого супермодуля OPERA устанавливается мюонный спектрометр, состоящий из дипольного магнита и плоскостей позиционно-чувствительных детекторов. Магнит представляет собой две стенки, набранные из 12 железных пластин толщиной 5 см, которые намагничиваются током 1200 А, циркулирующим в верхней и нижней медных обмотках. В результате создается магнитное поле 1.5 Тл. Координатную информацию обеспечивают: вне магнита (между

супермодулями) – плоскости, собранные из дрейфовых трубок, внутри RPC-детектора. Энергетические потери мюона, пересекающего эмульсионную мишень, составляют 1.7 ГэВ, а в магнитном поле спектрометра 0.6 ГэВ. Таким образом, мюоны, которые пересекают весь супермодуль, имеют эффективность идентификации близкую к 100%.

§3.5 Чувствительность OPERA к параметрам осцилляций

Чувствительность эксперимента OPERA к $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ осцилляциям показана на рисунке 4. При полном смешивании на уровне достоверности 90% можно достичь значения $\Delta m^2 = 1.2 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ и при больших Δm^2 получить ограничение на угол смешивания $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} < 6.2 \times 10^{-3}$.

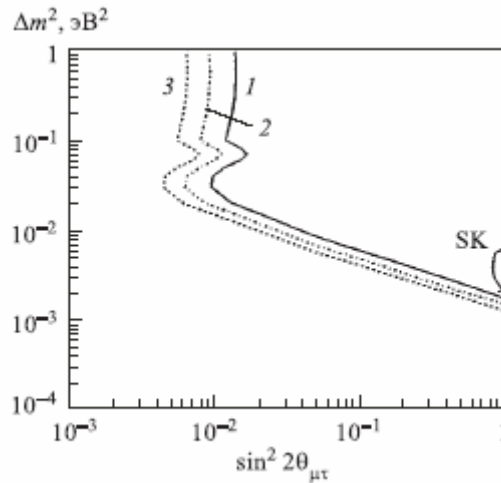


Рис. 4. Чувствительность эксперимента OPERA к наблюдению $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ осцилляций. На уровне достоверности 90% показаны области параметров осцилляций, достижимые при двух- (кривая 1), трех- (кривая 2) и четырехгодичной (кривая 3) экспозиции детектора.

Предполагается в OPERA и изучение $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций. Чувствительность к измерениям для данного канала ограничивается значениями параметров осцилляций $\Delta m^2 \approx 1.4 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ для полного смешивания и $\sin^2 2\theta_{\mu e} \cong 1.5 \times 10^{-2}$ при больших значениях Δm^2 .

Заключение

Данная работа посвящена описанию нейтринного эксперимента OPERA, разрабатываемого совместно ЦЕРНом и Гран-Сассо и объединяющего большое число физиков со всего мира, занимающихся вопросами изучения свойств нейтрино. Рассмотрены некоторые вопросы, касающиеся свойств нейтрино и нейтринных осцилляций, а так же место нейтрино в современной картине мира. Приведено описание устройства детектора OPERA, указаны его основные характеристики, обеспечивающие высокую чувствительность к детектированию $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ и $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций. Проведение экспериментов по поиску осцилляций нейтрино вызвано необходимостью надежного определения фундаментальных свойств нейтрино – его массы и углов смешивания.

Литература

1. International workshop on nuclear physics 27th course «Neutrinos in cosmology, in astro, particle and nuclear physics»
<http://www.sciencedirect.com/science/journal/01466410>
2. Клапдор-Клайнротхаус Г.В., Штаудт А. Неускорительная физика элементарных частиц. Пер. с нем. В.А. Беднякова – М.: Наука. Физматлит, 1997 г.
3. Райдер Л. Элементарные частицы и симметрии. Пер. с англ. Под редакцией Барбашова Б.М. – М.: Наука. Физматлит, 1983 г.
4. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/>
5. Понтекорво Б.М. Нейтрино и его роль в астрофизике. УФН т. 79, вып. 1, 1963 г.
6. Рябов В.А. Нейтринные осцилляции: на пути к экспериментам с дальними нейтрино-ЭЧАЯ, т. 34, вып. 5, 2003 г.
7. Галкин В.М. и др. Поиск осцилляций ν_μ в ν_τ с использованием пучка высокоэнергичных нейтрино из ЦЕРНа в Гран Сассо (эксперимент OPERA) Труды 29 всероссийской конференции по космическим лучам,

Москва 2006

http://theory.asu.ru/~raikin/Physics/PCR/RCRC/2006_Moscow/papers/MN_05.PDF

8. Fukuda Y. et al., Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 5194.
9. <http://operaweb.web.cern.ch/operaweb/index.shtml>