

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ
М.В.ЛОМОНОСОВА»
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА ФИЗИКИ ЧАСТИЦ И КОСМОЛОГИИ

Курсовая работа

на тему:

«Оценка возможности определения нейтринной массовой иерархии на Байкальском подводном
нейтринном телескопе»

Выполнил:

студент группы 205

Мекрюков Валентин Андреевич

Научный руководитель:

Горбунов Дмитрий Сергеевич, доктор физ.-мат. наук,
член-корреспондент РАН, г. н. с. ОТФ ИЯИ РАН

Москва
2022

Содержание

Введение	3
1. Описание нейтринных осцилляций	4
1.1. Вакуумные осцилляции	5
1.2. Вид матрицы смешивания	5
1.3. Осцилляции в веществе постоянной плотности	8
2. Нейтринная массовая иерархия	4
3. Экспериментальный подход к определению параметров осцилляций	9
3.1. Принцип эксперимента	9
3.2. Параметры эксперимента	9
1.3. Принцип расчёта числа событий	10
3.4. Принцип исследования статистической значимости	10
3.5. Неопределённости метода	11
4. Результаты моделирования и их обсуждение	12
Заключение	14
Список литературы	15

Введение

Идея о существовании нейтрино – частицы с полуцелым спином и малой массой – была впервые высказана Паули в 1930 году в неформальном письме участникам физической конференции в Тюбингене в связи с проблемой непрерывного энергетического спектра бета-распадов атомных ядер [1].

В 1956 году Райнесом и Коуэном было получено первое прямое экспериментальное подтверждение существования нейтрино (электронного антинейтрино) в эксперименте вблизи ядерного реактора Саванна-Ривер [1].

Существование нескольких ароматов нейтрино было, в частности, экспериментально показано исследовательской группой в Брукхевенской национальной лаборатории в 1962 году [3].

Идея о существовании взаимных превращений различных ароматов нейтрино – осцилляций нейтрино – впервые появилась в 1967 году в работе Понтекорво [2], затрагивающей проблему сохранения лептонного заряда при условии ненулевой массы нейтрино. В этой же работе были даны первые оценки осцилляционной длины и времени осцилляций.

В 1998 году были представлены результаты по наблюдению энергетического и углового распределения атмосферных нейтрино на детекторе Супер-Камиоканде, послужившие экспериментальным свидетельством существования нейтринных осцилляций [4] и, тем самым, наличия у нейтрино ненулевой массы.

Наилучшие на сегодняшний день оценки разностей квадратов масс собственных массовых состояний нейтрино получены в экспериментах обсерватории Садбери [5] и KamLAND [6] (Δm^2_{21}), а также MINOS+ [7] и Супер-Камиоканде [8] (Δm^2_{31}).

Однако эксперименты [7] и [8] нечувствительны к знаку измеряемой величины, что позволяет говорить о возможности нормальной (NH) или обратной (IH) иерархии нейтринных масс. Вопрос о том, какая иерархия реализуется в нашей Вселенной, в настоящий момент не разрешён.

Эксперименты по определению действительной нейтринной массовой иерархии (NMO) возможны, если учитывать эффекты взаимодействия нейтрино с веществом Земли. В настоящий момент представлены результаты ускорительных экспериментов T2K и NOvA [9]. Кроме того, проведена оценка возможности проведения соответствующих исследований в экспериментах KM3NeT/ORCA [10] и PINGU [11].

Настоящая работа посвящена оценке возможности проведения эксперимента по определению нейтринной массовой иерархии на детекторе Baikal GVD – Байкальском подводном нейтринном детекторе.

1. Описание нейтринных осцилляций

1.1. Вакуумные осцилляции

Описание нейтринных осцилляций основано на представлении волновых функций нейтрино с определённым ароматом – так называемых слабых состояний – в виде линейной комбинации так называемых массовых состояний, являющихся собственными функциями гамильтониана и соответствующих, следовательно, определённым значениям массы.

Связь между представлениями нейтрино, таким образом, может быть выражена в виде:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i\rangle$$

где $|\nu_\alpha\rangle$, $\alpha = e, \mu, \tau$ – слабые состояния, $|\nu_i\rangle$, $i = 1, 2, 3$ – массовые состояния, $U_{\alpha i}$ – элементы унитарной матрицы смешивания, называемой также матрицей Понтекорво-Маки-Накагава-Саката, или PMNS-матрицей.

То же самое соотношение можно переписать и в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix}$$

В силу унитарности матрицы смешивания справедливо также следующее соотношение:

$$|\nu_i\rangle = \sum_{\alpha} U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle$$

Следует заметить, что испускание и поглощение нейтрино описывается в терминах слабых состояний, а их распространение в пространстве – в терминах массовых состояний. При этом в последнем случае волновая функция свободной частицы в системе отсчёта самой частицы удовлетворяет простейшему операторному уравнению для гамильтониана (записано в естественной системе единиц):

$$-i \frac{\partial}{\partial t'} |\nu_i(t')\rangle = m_i |\nu_i(t')\rangle$$

Решение этого уравнения представляется в виде:

$$|\nu_i(t')\rangle = e^{-im_i t'} |\nu_i(0)\rangle$$

Для перехода в систему отсчёта детектора можно воспользоваться релятивистскими соотношениями с учётом того, что нейтрино является ультрарелятивистской частицей ($t \approx L$).

$$| \nu_i(t) \rangle = e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i(0)\rangle$$

$$E_i t - p_i L = E_i t - L \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \approx E_i t - L E_i \left(1 - \frac{m_i^2}{2E_i^2}\right) \approx \frac{m_i^2 L}{2E_i}$$

Мерой вероятности регистрации нейтрино, испущенного с ароматом α , как нейтрино с ароматом β является амплитуда вероятности (с учётом ортогональности массовых состояний):

$$A(\alpha \rightarrow \beta) = \langle \nu_\beta(0) | \nu_\alpha(t) \rangle = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \langle \nu_i(0) | U_{\beta i}^* U_{\alpha j} | \nu_j(t) \rangle = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 U_{\beta i}^* U_{\alpha j} \left\langle \nu_i(0) \left| e^{-\frac{im_i^2 L}{2E_i}} \right| \nu_j(0) \right\rangle =$$

$$= \sum_{j=1}^3 U_{\alpha j} e^{-\frac{im_j^2 L}{2E_j}} U_{\beta j}^*$$

Тогда вероятность превращения нейтрино с ароматом α в нейтрино с ароматом β может быть вычислена как квадрат модуля амплитуды (причём $E_i = E_j$):

$$\begin{aligned}
 P(\alpha \rightarrow \beta) &= |A(\alpha \rightarrow \beta)|^2 = A^*(\alpha \rightarrow \beta)A(\alpha \rightarrow \beta) = \left(\sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} e^{-\frac{im_i^2 L}{2E_i}} U_{\beta i}^* \right)^* \left(\sum_{j=1}^3 U_{\alpha j} e^{-\frac{im_j^2 L}{2E_j}} U_{\beta j}^* \right) = \\
 &= \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} e^{-\frac{i(m_j^2 - m_i^2)L}{2E}} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} e^{-\frac{i\Delta m_{ji}^2 L}{2E}} = \\
 &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ji}^2 L}{4E} \right) + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{ji}^2 L}{2E} \right)
 \end{aligned}$$

где $\delta_{\alpha\beta}$ – символ Кронекера, $\operatorname{Re}(Z)$ – действительная часть Z , $\operatorname{Im}(Z)$ – мнимая часть Z . Также введено обозначение $\Delta m_{ji}^2 \equiv m_j^2 - m_i^2$.

1.2. Вид матрицы смешивания

Как было указано выше, в описании нейтринных осцилляций важную роль играет PMNS-матрица смешивания нейтрино, обозначаемая U . Можно показать [12], что матрица смешивания лептонов в общем случае должна содержать $n(n-1)/2$ действительных углов смешивания и $(n(n-1)/2 - (n-1))$ комплексных CP-нарушающих фаз Дирака. Таким образом, PMNS-матрица может быть параметризована с использованием трёх углов смешивания и одной комплексной CP-нарушающей фазы.

Традиционная параметризация PMNS-матрицы в применении к нейтринным осцилляциям:

$$\begin{aligned}
 U &= C_{23} C_{13} I_\delta C_{12} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \\
 &= \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

где $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$, θ_{ij} – углы смешивания, δ – CP-нарушающая фаза.

1.3. Осцилляции в веществе постоянной плотности

Наиболее простой для рассмотрения случай распространения и осцилляций нейтрино в веществе – случай вещества постоянной (электронной) плотности. Поэтому распространение нейтрино в веществе Земли рассматривают, как правило, с использованием аппроксимации функции плотности земного вещества ступенчатой функцией, зависящей от расстояния до центра планеты, особо учитывая эффекты резонансного усиления осцилляций.

Рассмотрим распространение нейтрино в веществе постоянной плотности.

Как было показано выше, вакуумные массовые состояния нейтрино определяются как собственные функции гамильтониана, который в базисе этих состояний в системе отсчёта детектора имеет вид:

$$H_0^m \approx \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3^2 \end{pmatrix}$$

где $E = \sqrt{m_i^2 + p_i^2}$ предполагается определённой и равной для всех массовых состояний [14].

Можно показать, что при распространении нейтрино в неполяризованном электрически нейтральном веществе с постоянной электронной плотностью гамильтониан будет иметь вид:

$$H_{mat} = H_0 + V_e$$

где V_e – добавочное слагаемое, возникающее в связи с тем, что электронные нейтрино, в отличие от мюонных и таонных, могут взаимодействовать с электронами вещества посредством заряженных слабых токов.

В базисе слабых состояний V_e имеет вид:

$$V_e^f = \pm \sqrt{2} G_F N_e \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

где G_F – константа Ферми, N_e – электронная плотность в веществе, знак «плюс» соответствует нейтрино, знак «минус» – антинейтрино. В базисе вакуумных массовых состояний V_e имеет вид:

$$V_e^m = U^\dagger V_e^f U$$

Введём обозначение $D = \pm 2\sqrt{2} G_F N_e E$. Тогда выражение для эффективного гамильтониана в базисе вакуумных массовых состояний с учётом приведённой выше параметризации PMNS-матрицы приобретёт вид:

$$H_{mat} = \frac{1}{2E} H_0 + U^\dagger V_e^f U = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_1^2 + D c_{12}^2 c_{13}^2 & D c_{12} s_{12} c_{13}^2 & D c_{12} s_{12} c_{13} e^{i\delta} \\ D c_{12} s_{12} c_{13}^2 & m_2^2 + D s_{12}^2 c_{13}^2 & D s_{12} s_{12} c_{13} e^{i\delta} \\ D c_{12} s_{12} c_{13} e^{-i\delta} & D s_{12} s_{12} c_{13} e^{-i\delta} & m_3^2 + D s_{13}^2 \end{pmatrix} = \widetilde{H_{mat}} \frac{1}{2E}$$

Как показано в [14], решения характеристического уравнения $\det(\widetilde{H_{mat}} - M^2 I) = 0$ – квадраты «эффективных масс» – имеют вид:

$$\begin{aligned} M_1^2 &= m_1^2 + \frac{A}{3} - \frac{\sqrt{A^2 - 3B}}{3} (\cos(S) + \sqrt{3} * \sin(S)) \\ M_2^2 &= m_1^2 + \frac{A}{3} - \frac{\sqrt{A^2 - 3B}}{3} (\cos(S) - \sqrt{3} * \sin(S)) \\ M_3^2 &= m_1^2 + \frac{A}{3} + \frac{2\sqrt{A^2 - 3B}}{3} \cos(S) \end{aligned}$$

где введены обозначения:

$$\begin{aligned} A &= \Delta m_{21}^2 + \Delta m_{31}^2 + D \\ B &= \Delta m_{21}^2 \Delta m_{31}^2 + D(\Delta m_{31}^2 c_{13}^2 + \Delta m_{21}^2 (c_{13}^2 c_{12}^2 + s_{13}^2)) \\ S &= \frac{1}{3} \arccos \left(\frac{2A^3 - 9AB + 27D\Delta m_{21}^2 \Delta m_{31}^2 c_{13}^2 c_{12}^2}{2(A^2 - 3B)^{\frac{3}{2}}} \right) \end{aligned}$$

Тогда разности квадратов эффективных масс примут вид:

$$\begin{aligned} \Delta M_{21}^2 &= \frac{2\sqrt{3}}{3} \sqrt{A^2 - 3B} \sin(S) \\ \Delta M_{31}^2 &= \sqrt{A^2 - 3B} \left(\cos(S) + \frac{\sqrt{3}}{3} \sin(S) \right) \\ \Delta M_{32}^2 &= \sqrt{A^2 - 3B} \left(\cos(S) - \frac{\sqrt{3}}{3} \sin(S) \right) \end{aligned}$$

Выражения для разностей квадратов эффективных масс, таким образом, существенно зависят от разностей квадратов масс вакуумных массовых состояний. Также важно отметить, что в эти выражения входят функции вакуумных углов смешивания, но не входит СР-нарушающая фаза.

Выражения для амплитуд вероятностей и вероятностей осцилляций будут иметь вид, аналогичный случаю осцилляций в вакууме, с точностью до замены параметров, зависящих от соотношения между базисами слабых и эффективных массовых состояний, а именно: разностей квадратов масс, углов смешивания и СР-нарушающей фазы. Выражения для этих параметров также приведены в [14].

2. Нейтринная массовая иерархия

Как было указано выше, существует три независимых массовых состояния нейтрино, являющихся собственными функциями гамильтониана и характеризующихся определёнными значениями массы, обозначаемыми m_1, m_2, m_3 . При этом в осцилляционных экспериментах определяются разности квадратов этих масс, из которых две линейно независимы. Без ограничения общности можно считать, что $m_1 < m_2$, то есть величина Δm_{21}^2 положительна.

Это положение оставляет возможными три различных отношения между массами нейтрино – нейтринных массовых иерархий:

1. $m_1 < m_2 < m_3$
2. $m_1 < m_3 < m_2$
3. $m_3 < m_1 < m_2$

К настоящему времени установлено, что $|\Delta m_{32}^2| \gg |\Delta m_{21}^2|$. Это исключает возможность реализации второго варианта иерархии. Два иных варианта могут реализовываться в природе: первый носит имя нормальной иерархии (NH), третий – обратной, или инверсной (IH).

Нормальная иерархия предполагает, что и Δm_{21}^2 , и Δm_{32}^2 положительны. В случае реализации обратной иерархии оказывается, что величина Δm_{32}^2 отрицательна. Поскольку, как было отмечено выше, параметры осцилляций в веществе, в частности, эффективные разности квадратов масс, существенно зависят от Δm_{21}^2 и Δm_{32}^2 , определение истинной массовой иерархии возможно в эксперименте, учитывающем прохождение атмосферных нейтрино сквозь толщу Земли.

3. Экспериментальный подход к определению параметров осцилляций

3.1. Принцип эксперимента

В экспериментах в физике частиц, в том числе в физике нейтрино, традиционным является изучение распределения событий регистрации частиц по энергии этих частиц. Кроме того, в экспериментах с солнечными и атмосферными нейтрино исследуется распределение событий по зенитному углу прилёта частицы в детектор.

Как указано в работе [15], поток атмосферных нейтрино зависит от плотности воздуха и геомагнитной активности, и, следовательно, подвержен изменению в зависимости от географического положения детектора и сезона. Для исключения сезонной зависимости период проведения экспериментов, как правило, кратен году.

В качестве детектора нейтрино рассматривается гипотетический черенковский водный детектор, географически расположенный вблизи ныне действующего Байкальского подводного нейтринного телескопа и способный детектировать атмосферные нейтрино с энергиями в единицы гигаэлектронвольт. Эффективный объём такого детектора принят не зависящим от энергии и зенитного угла и равным 1 Мт.

3.2. Параметры эксперимента

Для расчётов в рамках моделирования предполагаемого потока нейтрино использовались данные, приведённые в таблице 1 ниже, взятые из работы [10].

Таблица 1. Параметры осцилляций

Параметр	Иерархия нейтринных масс	
	Нормальная	Обратная
$ \Delta m_{21}^2 , \text{эВ}^2$	$7,39 * 10^{-5}$	$7,39 * 10^{-5}$
$ \Delta m_{32}^2 , \text{эВ}^2$	$2,528 * 10^{-3}$	$2,426 * 10^{-3}$
θ_{13}	8,60	8,64
θ_{12}	33,82	33,82
θ_{23}	48,60	48,80
δ_{CP}	221,0	282,0

В вычислениях использовались значения для среднегодового потока нейтрино без учёта осцилляций, полученные Хонда [15] для детектора Камиоканде. Поскольку географическое и климатическое положение озера Байкал значительно не отличается от такового для Камиоканде, эти значения также должны хорошо описывать среднегодовой поток нейтрино в окрестности Байкальского подводного нейтринного телескопа.

Детектор принят находящимся на глубине 1,1 км – глубине озера Байкал. Эффективный объём детектора принят равным 1 мегатонне.

В качестве величин сечений взаимодействия принятые приведённые в [11] значения сечений неупругого взаимодействия для нейтрино и для антинейтрино:

$$\sigma_\nu(E_\nu) = 7,30 * 10^{-39} \left(\frac{E_\nu}{GeV} \right) \text{ см}^2$$

$$\sigma_{\bar{\nu}}(E_\nu) = 3,77 * 10^{-39} \left(\frac{E_\nu}{GeV} \right) \text{ см}^2$$

При этом сечение взаимодействия мюонного нейтрино принимается равным сечению взаимодействия электронного нейтрино той же энергии.

Следует отметить, что итоговые вероятности осцилляций существенно зависят от распределения плотности вещества Земли в зависимости от расстояния до её центра, то есть от модели Земли. В данной работе используется модель PREM.

3.3. Принцип расчёта числа событий

Число регистрируемых событий взаимодействия нейтрино с детектором в данной области по зенитному углу и энергии зависит от потока нейтрино через детектор, эффективного объёма детектора, размеров области, сечений взаимодействия, времени экспонирования, и выражается формулой:

$$N_{ij,\alpha} = 2\pi N_A T \rho V_{eff} \int_{\cos(\theta_{i-1})}^{\cos(\theta_i)} d(\cos(\theta)) \int_{E_{\alpha,j-1}}^{E_{\alpha,j}} D_\alpha(E_\alpha, \theta) dE_\alpha$$

где N_A – число Авогадро, T – время экспонирования детектора, ρV_{eff} – его эффективный объём. Наконец, $D_\alpha(E_\alpha, \theta)$ есть величина потока нейтрино с учётом осцилляций, вычисленная в предположении неразличения детектором нейтрино и антинейтрино одного аромата и энергии и, таким образом, равная, для электронного нейтрино:

$$D_e(E_e, \theta) = \sigma_\nu(E_\nu)(\Phi_e(E_e, \theta)P_{ee} + \Phi_\mu(E_e, \theta)P_{\mu e}) + \sigma_{\bar{\nu}}(E_\nu)(\Phi_{\bar{e}}(E_e, \theta)P_{\bar{e}e} + \Phi_{\bar{\mu}}(E_e, \theta)P_{\bar{\mu}e})$$

Данная формула приведена в предположении того, что поток атмосферных таонных нейтрино пренебрежимо мал. Интегралы в формуле выше берутся численно.

3.4. Принцип исследования статистической значимости

Статистическая значимость отклонения значения от ожидаемого выражается в единицах стандартных отклонений. Статистика событий регистрации нейтрино в данной области энергий и зенитных углов подчиняется распределению Пуассона, поэтому статистическая значимость отличия действительной массовой иерархии от альтернативной, или модуль асимметрии массовых иерархий, будет иметь вид, в зависимости от действительной иерархии:

$$S_{ij,\alpha}^{NH} = \left| \frac{N_{ij,\alpha}^{NH} - N_{ij,\alpha}^{IH}}{\sqrt{N_{ij,\alpha}^{NH}}} \right|$$

$$S_{ij,\alpha}^{IH} = \left| \frac{N_{ij,\alpha}^{IH} - N_{ij,\alpha}^{NH}}{\sqrt{N_{ij,\alpha}^{IH}}} \right|$$

При этом можно ввести асимметрию массовых иерархий как величину, стоящую под знаком модуля в формуле выше.

В случае, если, как в данной работе, ищется суммарная статистическая значимость для нескольких областей, то она может быть выражена [11] в виде:

$$S_n^{NH} = \sum_{i=1}^n S_i \sqrt{\frac{N_i^{NH}}{\sum_{k=1}^n N_k^{NH}}}$$

$$S_n^{IH} = \sum_{i=1}^n S_i \sqrt{\frac{N_i^{IH}}{\sum_{k=1}^n N_k^{IH}}}$$

где предполагается суммирование по областям, для которых рассчитана асимметрия.

3.5. Неопределённости метода

Действительная статистическая значимость в случае проведения эксперимента существенно ниже рассчитываемой описанным методом, поскольку не учитываются:

- систематические ошибки численного моделирования, в том числе численного интегрирования;
- систематические ошибки при реконструкции действительной энергии и зенитного угла для детектируемых нейтрино и экспериментальная неопределённость этих параметров;
- неопределённость параметров осцилляций: разностей квадратов масс, углов смешивания и СР-нарушающей фазы;
- неизвестный поток таонных атмосферных нейтрино и неизвестная доля таонных атмосферных нейтрино, регистрируемых детектором как мюонные нейтрино;
- принципиальная ошибка численного интегрирования, связанная с тем, что может вестись суммирование по областям, имеющим разный знак асимметрии массовых иерархий;

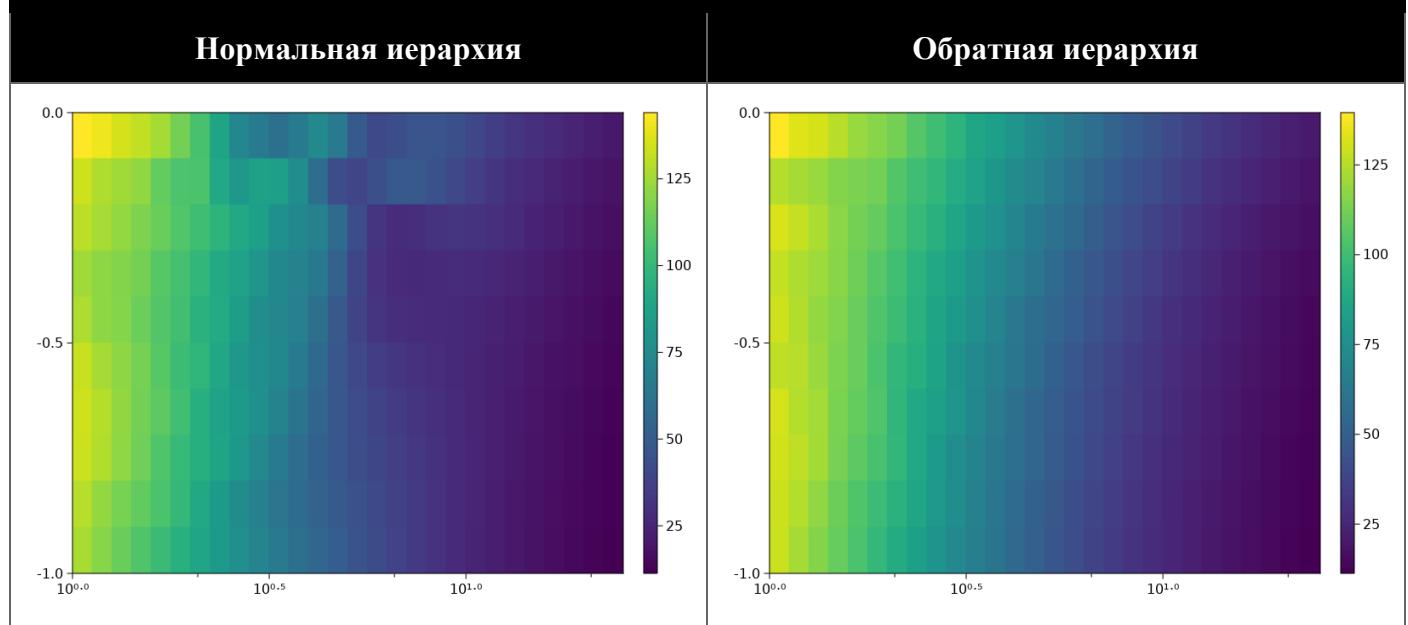
4. Результаты моделирования и их обсуждение

В ходе работы была рассчитана зависимость ряда величин от энергии и зенитного угла для различных ароматов нейтрино и антинейтрино, различных массовых иерархий. В расчётах использовалась библиотека Neutrino.jl коллаборации KM3Net [16] для языка Julia и собственная программа на языке C++. Для визуализации использовалась собственная программа на языке Julia.

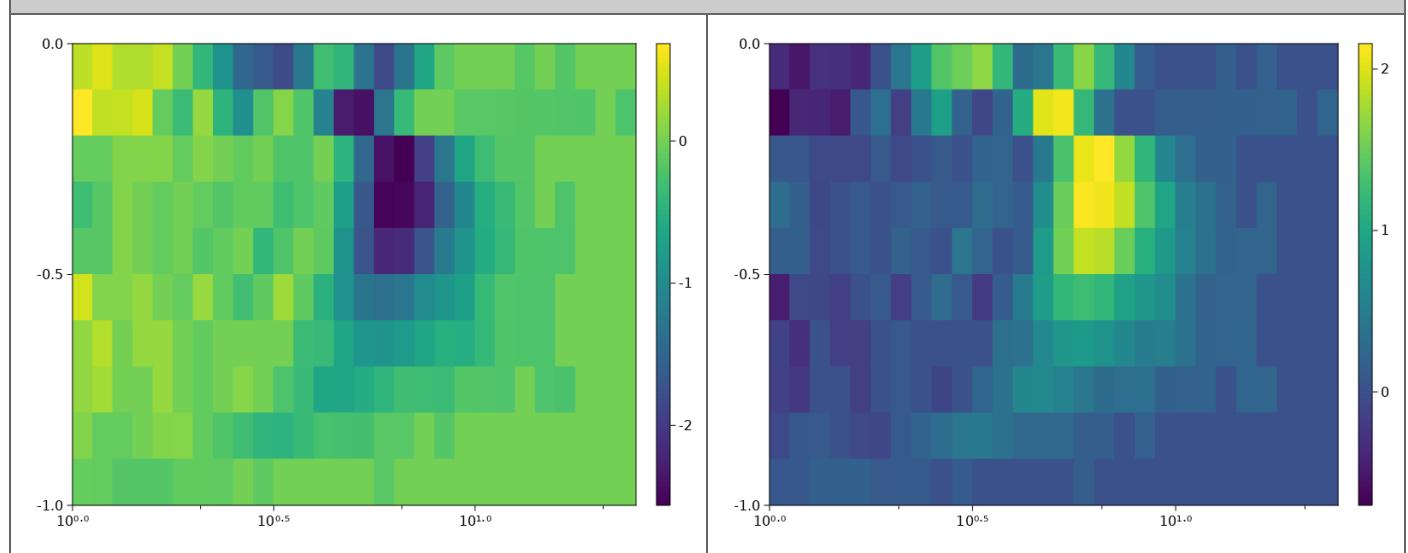
На Графиках 1 представлен пример зависимостей от энергии и зенитного угла числа событий регистрации нейтрино – график числа регистраций электронных нейтрино.

На Графиках 2 представлена зависимость асимметрии массовых иерархий от тех же параметров.

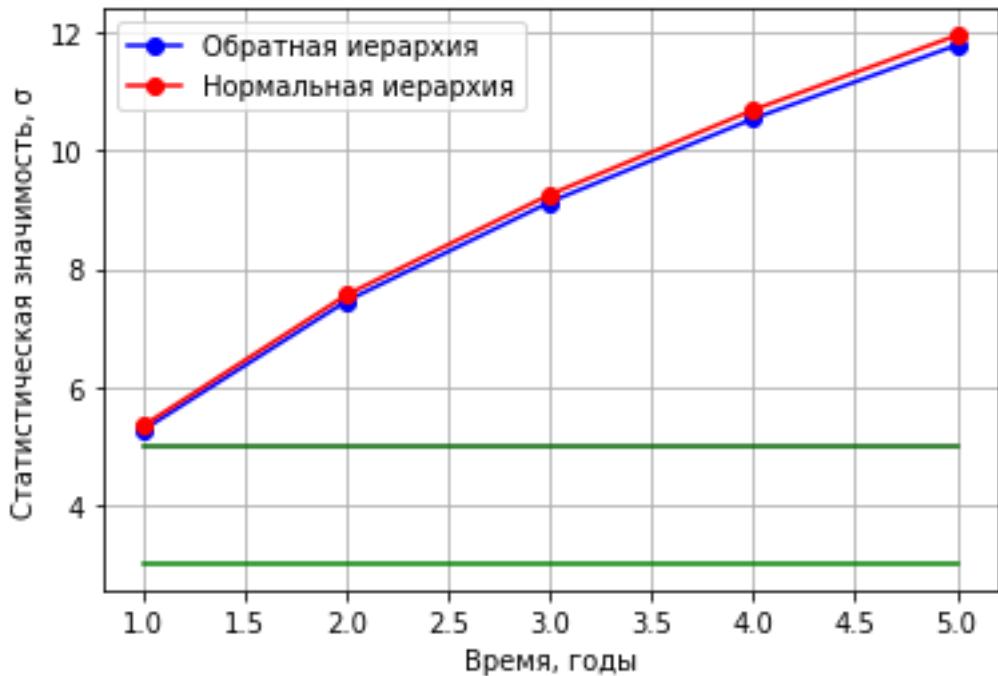
Таблица 2. Графики зависимостей – «тепловые карты»



Графики 1. Зависимость числа событий регистрации электронного нейтрино от энергии и косинуса зенитного угла для одного года экспонирования детектора. По горизонтальной оси отложена энергия в гигаэлектронвольтах, по вертикальной – косинус зенитного угла. Цветом обозначено число событий.



Графики 2. Зависимость асимметрии массовых иерархий от энергии и косинуса зенитного угла для электронных нейтрино для одного года экспонирования детектора. По горизонтальной оси отложена энергия в гигаэлектронвольтах, по вертикальной – косинус зенитного угла. Цветом обозначена асимметрия.



Основным результатом работы является представленная на Графике 3 зависимость суммарной статистической значимости различия между массовыми иерархиями от времени экспонирования детектора в годах.

Важно отметить, что полученные значения статистической значимости представляют собой оценку сверху и не учитывают ряд важных факторов, перечисленных в пункте 3.5 и ведущих к существенному снижению значений модуля асимметрии. Исследование влияния данных факторов не было целью данной работы и может являться предметом дальнейших исследований.

Заключение

В ходе работы были рассчитаны потоки мюонных и электронных антинейтрино с энергиями 1 – 25 ГэВ с учётом осцилляций в веществе Земли, релевантные для Байкальского подводного нейтринного телескопа.

На основании этих данных рассчитывались значения числа событий регистрации нейтрино определённого аромата в ограниченных областях по энергии и косинусу зенитного угла, зависящие от нейтринной массовой иерархии, и значения асимметрии массовых иерархий.

На основании полученных результатов оценивалась возможность определения нейтринной массовой иерархии с использованием гипотетической модификации Байкальского подводного нейтринного телескопа. Предварительно установлено, что в случае пяти лет непрерывной работы такого детектора нейтринная массовая иерархия может быть установлена на уровне статистической значимости не выше 12σ .

Таким образом, показано, что возможность определения нейтринной массовой иерархии на черенковском детекторе нейтрино с энергиями в единицы гигаэлектронвольт заслуживает рассмотрения.

К настоящему времени реализуется или находится в стадии разработки ряд экспериментов по измерению потоков атмосферных (KM3Net/ORCA, Super-Kamiokande, PINGU) и реакторных нейтрино с целью снижения неопределённости осцилляционных параметров и определения массовой иерархии. Принципиальная схема моделирования и оценки, реализованная в работе, может, таким образом, в ближайшее время применяться с использованием уточнённых осцилляционных параметров.

Исследование влияния различных факторов и систематических ошибок на снижение статистической значимости может являться предметом будущего исследования.

Список литературы

- [1] The Reines-Cowan Experiments: detecting the Poltergeist // Los Alamos Science. – 1997 – №25.
- [2] B. Pontecorvo, Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge // Zh. Eksp. Teor. Fiz. – 1967 – №53.
- [3] G. Danby. Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos / G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger // Phys. Rev. Lett. 9, 36 – Published 1 July 1962.
- [4] Y. Fukuda et al. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos // Phys. Rev. Lett. 8, 81 – Published 24 August 1998.
- [5] B. Aharmim et al. Combined analysis of all three phases of solar neutrino data from the Sudbury Neutrino Observatory // Phys. Rev. C 88, 025501 – Published 1 August 2013.
- [6] A. Gando et al. Reactor on-off antineutrino measurement with KamLAND // Phys. Rev. D 88, 033001 – Published 2 August 2013.
- [7] P. Adamson et al. Precision Constraints for Three-Flavor Neutrino Oscillations from the Full MINOS+ and MINOS Dataset // Phys. Rev. Lett. 125, 131802 – Published 21 September 2020.
- [8] K. Abe et al. Atmospheric neutrino oscillation analysis with external constraints in Super-Kamiokande I-IV // Phys. Rev. D 97, 072001 – Published 3 April 2018
- [9] А. В. Буткевич. Результаты нейтринных экспериментов T2K и NOvA: упорядочивание масс нейтрино и CP-симметрия // ЖЭТФ, 2022, том 161, выпуск 4, стр. 515–522.
- [10] S. Aiello et al. Determining the Neutrino Mass Ordering and Oscillation Parameters with KM3NeT/ORCA (2021). ArXiv:2103.09885v2 [hep-ex].
- [11] E. K. Akhmedov, Soebur Razzaque and A. Yu. Smirnov. Mass hierarchy, 2-3 mixing and CP-phase with Huge Atmospheric Neutrino Detectors (2013). ArXiv:1205.7071v6 [hep-ph].
- [12] J. W. F. Valle. Neutrino physics overview (2006). ArXiv: 0608101v1 [hep-ph].
- [13] A. Yu. Smirnov. The MSW effect and Solar Neutrinos (2003). ArXiv: 0305106v1 [hep-ph].
- [14] H. W. Zaglauer and K. H. Schwarzer. The mixing angles in matter for three generations of neutrinos and the MSW mechanism (1987). The University of Munich preprint.
- [15] M. Honda et al. Atmospheric neutrino flux calculation using the NRLMSISE00 atmospheric model (2015). ArXiv:1502.03916 [astro-ph.HE].
- [16] Neurthino.jl: Neutrino oscillation probability calculator. URL: <https://github.com/KM3NeT/Neurthino.jl>