ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ "МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА"

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ РАБОТА

"ВОЗМОЖНОСТИ ДЛИННОБАЗНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ НЕСТАНДАРТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НЕЙТРИНО"

Выполнила студентка 213 группы Брюханова Юлия Андреевна

подпись студента

Научный руководитель: к. ф.-м. н., доцент Широков Евгений Вадимович

подпись научного руководителя

Допущена к защите

Зав.кафедрой_____

подпись зав.кафедрой

Москва 2021

Содержание

B	Зведение				
1	Основные положения физики нейтрино				
	1.1	Стандартная модель осцилляций	5		
	1.2	Осцилляции в веществе	10		
	1.3	PREM (Preliminary Reference Earth Model)	12		
2	Нестандартные взаимодействия нейтрино				
	2.1	Формализм описания нестандартных взаимодействий	15		
	2.2	Модели нестандартных взаимодействий	17		
	2.3	Поиски нестандартных взаимодействий в экспериментах	18		
3	Длиннобазные нейтринные эксперименты				
	3.1	T2K	21		
	3.2	ΝΟνΑ	24		
	3.3	DUNE	25		
	3.4	P2O	27		
4	Pac	счеты и выводы	29		
	4.1	Программное обеспечение и использованные данные	29		
	4.2	Нестандартные взаимодействия в результатах T2K и $\mathrm{NO} u\mathrm{A}$	29		
	4.3	Чувствительность DUNE и P2O к нестандартным взаимодей-			
		СТВИЯМ	32		
За	аклю	очение	37		
\mathbf{C}	писо	к использованных источников	39		

Введение

Нейтринная физика в течение всего времени своего существования раздвигала границы привычной физики элементарных частиц. Начиная с их чисто теоретического введения, каждый отвеченный вопрос порождал новые, которые в свою очередь порождали новые модели и новые эксперименты для их изучения.

Сейчас существование нейтринных осцилляций, выводящее описание нейтрино за рамки Стандартной Модели, считается доказанным фактом. Наблюдение как солнечных, так и ускорительных нейтрино позволили измерить большую часть параметров этих осцилляций.

Однако до недавнего времени два параметра не поддавались скольконибудь точным оценкам. Во-первых, иерархия массовых состояний, и вовторых, фаза нарушения СР-симметрии. Новое поколение нейтринных экспериментов, среди которых были и длиннобазные, способные измерить изменения в нейтринном пучке при прохождении его через толщу Земли, были призваны исправить этот пробел. Наконец, летом 2020 года два длиннобазных эксперимента Т2К и NO ν A представили первые оценки обоих параметров на основе нескольких лет измерений. [1, 2]

Неожиданный результат – полностью противоположные оценки значений δ_{CP} – показали, что с большой вероятностью существующая теория нейтринных взаимодействий несостоятельна. Это открывает широкий простор возможностей для новых теорий нестандартных взаимодействий и стерильных нейтрино, которые могли бы объяснить расхождение.

Само существование осцилляций, а как следствие, масс нейтрино, означает, что возможно существование каких-то частиц или взаимодействий, не описываемых Стандартной Моелью, которые дали бы обоснование для этого феномена, однако до сих пор поиски такой новой физики не давали результатов. Возможно, следующее поколение длиннобазных экспериментов сможет дать ответ на вопрос, как именно генерируются массы нейтрино и существует ли другой механизм их взаимодействия с веществом кроме слабого.

3

Данная работа посвящена анализу возможного влияния нестандартных взаимодействий на результаты существующих и предложенных длиннобазных экспериментов. В главе 1 приводится обзор стандартной теории взаимодействия нейтрино и известных параметров этой теории. В главе 2 приводится обзор нестандартных взаимодействий и математического аппарата, позволяющего их описывать. В главе 3 приводится краткий обзор рассматриваемых длиннобазных экспериментов и их характеристик. Глава 4 содержит описание проведенного анализа и его результатов.

Глава 1. Основные положения физики нейтрино

Нейтрино – нейтральные лептоны, не участвующие ни в сильном, ни в электромагнитном взаимодействии. Из-за малого сечения реакций слабого взаимодействия, с момента появления первого теоретического описания частиц в 1930 году до экспериментального обнаружения нейтрино прошло 26 лет. С тех пор, несмотря на активное исследования в области нейтрино, проведение и особенно интерпретация нейтринных экспериментов остается технически непростой задачей. Рассмотрим описание осцилляций нейтрино с точки зрания Стандартной Модели.

1.1 Стандартная модель осцилляций

Распространение нейтрино и их взаимодействия описываются лептонной частью лагранжиана Стандартной Модели:

$$\mathcal{L} = i\bar{\nu}_{jL}\partial^{\mu}\gamma_{\mu L} + i\bar{\nu}_{jR}\partial^{\mu}\gamma_{\mu}\nu_{jR} - \bar{\nu}_{jL}m_{jk}\nu_{kR} - \bar{\nu}_{jR} \left(m^{\dagger}\right)_{jk}\nu_{kL} + \left(\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{e}_{jL}\gamma^{\mu}W_{\mu}^{-}U_{jk}^{*}\nu_{kL} + \frac{g}{4\cos\theta_{W}}\bar{\nu}_{jL}\gamma^{\mu}Z_{\mu}^{0}\nu_{jL} + h.c.\right)$$
(1)

Здесь e_{jL} – левая компонента полей заряженных лептонов (j = 1, 2, 3), W^{\pm} , Z^0 – калибровочные бозоны слабого взаимодействия, g – константа слабого взаимодействия, θ_W – угол Вайнберга, а γ_{μ} – матрицы Дирака. ν_{jL} , ν_{jR} – спиноры левых и правых нейтринных полей, базис для которых выбран так, чтобы матрица нейтринных масс m_{jk} была диагональной. [3]

Эти массовые состояния отличаются от состояний, учавствующих в слабом взаимодействии, и их смешивание описывается унитарной матрицей U Понтекорво-Маки-Накагавы-Саката (PMNS):

$$|\nu_{\alpha}(0)\rangle = U^*_{\alpha j} |\nu_j\rangle.$$
⁽²⁾

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}s_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

$$(3)$$

Здесь $\nu_{e,\mu,\tau}$ – флаворные состояния, $\nu_{1,2,3}$ – массовые состояния, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$; $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$; θ_{ij} – углы смешивания. Здесь и далее индексы, обозначающие флаворные состояния будут обозначаться греческими буквами, а массовые состояния - латинскими.

Для удобства описания, матрицу смешивания часто записывают в следующем виде:

$$U = V_{23}W_{13}V_{12}, (4)$$

где

$$V_{23} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix};$$

$$W_{13} = \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix};$$

$$V_{12} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

(5)

Элементы матрицы V_{12} определяются в экспериментах с солнечными нейтрино, матрицы V_{23} – с атмосферными нейтрино. Реакторные и ускорительные эксперименты дают возможность определить элементы матрицы W_{13} .

Различие массовых и флаворных состояний а также наличие у нейтрино массы приводит к явлению нейтринных осцилляций – способности нейтрино переходить из одного ароматного состояния в другое.



Рис. 1: Соотношение вероятностей обнаружения различных ароматов в массовых состояниях в зависимости от типа иерархии. Слева – нормальная иерархия, справа – инверсная.[4]

Этот эффект был впервые обнаружен для нейтрино, идущих от Солнца. Однако при прохождении через вещество (например, Земли), эффект осцилляций проявляется намного заметнее, хотя также и усложняются расчеты. Это связано с тем, что электронные нейтрино взаимодействуют с веществом Земли посредством не только нейтральных токов (как прочие ароматы нейтрино), но и заряженных. На рисунке 2 представлены диаграммы возможных типов взаимодействий нейтрино с веществом Земли.

Взаимодействие за счет нейтральных токов идет одинаково у всех ароматови не вносит существенного вклада в различие набегов фазы, не вызывая осцилляций. Но электронные нейтрино взаимодействуют с находящимися в веществе Земли электронами по каналу нейтральных токов. Аналогичной реакции у других ароматов не наблюдается из-за отсутствия мюонов и таонов в обычном веществе.

Рассмотрим сначала осцилляции в вакууме. Матрица смешивания предполагается унитарной, т.е. $U^{-1} = U^{\dagger}$. Как уже было сказано:

$$|\nu_{\alpha}\rangle = U_{\alpha k}^{*}|\nu_{k}\rangle,\tag{6}$$

где $\alpha = e, \mu, \tau, a \ k = 1, 2, 3.$



Рис. 2: Диаграммы Фейнмана возможных реакций взаимодействия нейтрино с веществом Земли по каналу заряженных токов (слева, только для электронных нейтрино и антинейтрино) и нейтральных токов (справа, для всех трех ароматов).[4]

Амплитуды волновых функций массовых состояний осциллируют со временем – согласно уравнению Шредингера:

$$i\frac{d}{dt}\nu = H\nu, \ \nu = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$
(7)

$$|\nu_k(t)\rangle = e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle,\tag{8}$$

$$E_k = \sqrt{p^2 + m_k^2} \approx p + \frac{m_k^2}{2p} \approx E + \frac{m_k^2}{2E}.$$
(9)

Тогда зависимость волновой функции аромата от времени можно записать:

,

$$|\nu_{\alpha}\rangle = \sum_{k,\gamma} U^*_{\alpha k} U_{\gamma k} e^{-iE_k t} |\nu_{\gamma}\rangle.$$
(10)

Эволюция нейтринных состояний выражается S-матрицей:

$$S = e^{-iH} = U \begin{pmatrix} e^{-i(E+m_1^2/2E)} & 0 & 0\\ 0 & e^{-i(E+m_2^2/2E)} & 0\\ 0 & 0 & e^{-i(E+m_3^2/2E)} \end{pmatrix} U^{\dagger}$$
(11)

Соответственно, вероятности переходов равны квадратам модулей матричных элементов:

$$P_{\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}} = |S_{\beta\alpha}|^2 = |U_{\beta j} U^*_{\alpha j} e^{-i\Delta m^2_{ij}/2E}|^2$$
(12)

Из вида этих матричных элементов следует, что вероятности зависят не от самих квадратов масс, а лишь от их разностей.

Таким образом, нейтринные осцилляции описываются 7 параметрами: тремя углами смешения θ_{12}, θ_{23} и θ_{13} ($\theta_{\alpha\beta\in[0,\pi/2]}$), фазой нарушения СРсимметрии δ_{CP} ($\delta_{CP} \in [0, 2\pi)$) и разностями квадратов масс Δm_{23}^2 (атмосферная разница квадратов) и Δm_{21}^2 (Солнечная разница квадратов) а также массовой иерархией. Конкретные массы нам неизвестны, кроме того, в случае $\Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2$, известен только модуль. Соответственно, возникают две возможных массовых иерархии: нормальная, в которой массы возрастают в порядке $m_1 < m_2 < m_3$, и инверсная, в которой $m_3 < m_1 < m_2$. Нарушение СР-четности означает, что вероятности превращения ν_i в ν_j не равны вероятности превращения ν_j в ν_i . С формальной точки зрения это означает, что $\delta_{CP} \neq \pi n, n \in \mathbb{Z}$.

На 2020 год измерения солнечных, реакторных и атмосферных нейтрино [5] дают разницы масс, равные:

$$\Delta m_{21}^2 = \Delta m_{sol}^2 = (7.42^{+0.21}_{-0.20}) \times 10^{-52};$$

$$\Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2 = \Delta m_{atm}^2 = (2.517^{+0.026}_{-0.028}) \times 10^{-32};$$
(13)

и значения квадратов синусов углов смешивания, равные в случае нормальной иерархии:

$$sin^{2}\theta_{12} = 0.304^{+0.012}_{-0.012};$$

$$sin^{2}\theta_{23} = 0.573^{+0.016}_{-0.020};$$

$$sin^{2}\theta_{13} = 0.02219^{+0.00062}_{-0.00063}.$$
(14)

Иерархия и велличина нарушения СР-симметрии пока точно не установлены, хотя длиннобазные эксперименты позволили получить первые их оценки, как будет показано в главе 3.

1.2 Осцилляции в веществе

При рассмотрении осцилляций в веществе необходимо дополнительно учитывать взаимодействие по каналу заряженных токов для электронных нейтрино и антинейтрино. Это взаимодействие можно описать эффективным лагранжианом:

$$\mathcal{L}_{CC}^{eff} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left(\bar{e}_j \gamma^\mu (1 - \gamma^5) U_{jk}^* \nu_k \right) \left(\bar{\nu}_l U_{ml} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) e_m \right), \tag{15}$$

где $G_F = \frac{\sqrt{2}}{8} \frac{g^2}{M_W^2}$ – константа слабого взаимодействия (постоянная Ферми). В обычном веществе присутствуют только электроны, поэтому вид лагранжиана можно упростить:

$$\mathcal{L}_{CC}^{eff} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left(\bar{e} \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) \nu_e \right) \left(\bar{\nu} \gamma_{\mu} (1 - \gamma^5) e \right) + h.c. = = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left(\bar{e} \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) e \right) \left(\bar{\nu} \gamma_{\mu} (1 - \gamma^5) \nu_e \right) + h.c.$$
(16)

В неполяризованной неподвижной материи останется только член, связанный с γ^5 и плотностью электронов N_e , и тогда эффективный потенциал принимает вид:

$$V^{eff} = -\mathcal{L}_{CC}^{eff} = \sqrt{2}G_F N_e \tag{17}$$

Из практических соображений эффективный потенциал удобно предствлять через плотность материи *ρ* и количество электронов на нуклон *Y_e*:

$$V^{eff} = 7.56 \cdot 10^{-14} \left(\frac{\rho}{\Gamma/\mathrm{CM}^3}\right) Y_e \Im B \tag{18}$$

Для Земли $Y_e \approx 0.5$. Гамильтониан приобретает вид:

$$H^{\alpha} = UH^{k}U^{\dagger} = U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\Delta m_{21}}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Delta m_{31}}{2E} \end{pmatrix} U^{\dagger} + V^{eff} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$
(19)

Получение вероятностей регистрации ароматов сводится, таким образом, к решению уравнения Шредингера. На практике для этого используются машинные вычисления, но можно получить приближенные выражения аналитически, разбивая гамильтониан на части. Обозначим $A = 2\sqrt{2}G_F N_e E$:

$$P(\nu_{\mu} \to \nu_{e}) = 4 \sin^{2} \left(\frac{\Delta m_{31}^{2} L}{4E} \right) c_{13} s_{13} s_{23} \left(1 + \frac{A}{\Delta m_{31}^{2}} \cdot 2\left(1 - 2s_{13}^{2} \right) \right) + 2 \frac{\Delta m_{31}^{2} L}{2E} \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^{2} L}{2E} \right) c_{13}^{2} s_{13}^{2} s_{23} \left(- \frac{A}{\Delta m_{31}^{2}} s_{13} s_{23} \left(1 - 2s_{13}^{2} \right) + \frac{\Delta m_{21}^{2}}{\Delta m_{31}^{2}} s_{12} \left(- s_{13} s_{23} s_{12} + \cos \delta_{CP} c_{23} c_{12} \right) \right) - 4 \frac{\Delta m_{21}^{2} L}{2E} \sin^{2} \left(\frac{\Delta m_{31}^{2} L}{4E} \right) \sin \delta_{CP} c_{13}^{2} s_{13} c_{23} s_{23} c_{12} s_{12}.$$
(20)

Для других переходов можно получить аналогичные формулы. [6, 7]

В средах с переменной плотностью вещества может наблюдаться также эффект Михеева-Смирнова-Вольфенштейна. Это – совокупность нескольких эффектов, невозможных в вакууме. Во-первых, рефракция: электронные нейтрино испытывают упругое рассеяние на электронах, которое приводит к дополнительному набегу фазы для электронных нейтрино.

Во-вторых, при определенной длине пробега нейтрино наблюдаются резонансы. Если в вакууме или среде с постоянной плотностью полные осцилляции одного аромата в другой возможны только при строго определенных значениях энергий и при значениях угла смешивания, близких к $\pi/4$, то в среде с переменной плотностью это может происходить в широком диапазоне энергий и при малых значениях угла смешивания. [8, 9]

1.3 PREM (Preliminary Reference Earth Model)

Для точного описания осцилляций в среде и корректной оценки всех связанных со средой эффектов важно понимать структуру и свойства этой среды. Таким образом, для описания длиннобазных экспериментов необходима модель внутреннего строения Земли, в качестве которой обычно рассматривается PREM – Preliminary Reference Earth Model, впервые предложенная в 1981 году. [10]

РREM собрала воедино все известные на тот момент данные о поведении волн при прохождении через Землю, собранные из за годы сейсмологических наблюдений. За 40 лет своего существования эта модель не претерпела существенных изменений и во многих случаях может использоваться без уточнений, особенно при рассмотрении наиболее изученных слоев Земли – коры и верхней мантии.

Тем не менее, вид профиля плотности Земли постоянно уточняется. Нейтринные эксперименты, а особенно длиннобазные нейтринные эксперименты, могут являться одним из источников такой информации, хотя их точность и ограничена. полученная информация используется для уточнения параметров PREM что, в свою очередь, позволяет увеличить точность теоретических расчетов осцилляций.[11]

Вид зависимости плотности материи от расстояния от центра Земли представлен на рис. 3. Большая часть длиннобазных экспериментов затрагивает лишь область коры, в редких случаях – верхней мантии. Профиль плотности этих участков хорошо известен и может быть с достаточной точностью описан константой, либо в виде нескольких участков, каждый из которых имеет постоянную плотность.

В данной работе рассматриваются эксперименты T2K, NOvA, DUNE и P2O. Из них T2K достигает максимальной глубины всего около 2 км, NOvA – 13 км. При планируемой длине базы DUNE будет доходить до глубины около 32 км, а P2O – около 135 км. Первые 3 эксперимента проходят только через мантию, а P2O проходит также через слой верхней мантии, что важно учитывать при моделировании этого эксперимента. В таблице



Рис. 3: Профиль плотности Земли в соответствии с PREM. [10]

1 приведены значения плотностей областей коры и мантии, через которые проходят длиннобазные эксперименты.

Поскольку T2K и NOvA достигают максимальных глубин около 3 и 12 км соответственно, то для всей длины базы этих экспериментов можно рассматривать постоянную плотность материи. Для DUNE и P2O необходимо разбивать длину базы на участки постоянной плотности в соответствии с плотностью соответствующих слоев. Плотность верхней мантии в подкорковой мантии и астеносфере изменяется слабо и тоже может быть

		Глубина, км	Плотность, г/см 3
Kopa		0-12	2.6
		12-22	2.9
Мантия	Подкорковая мантия	22-77	$2.6910{+}0.6924 \mathrm{x}$
	Астеносфера	77-217	$2.6910{+}0.6924 \mathrm{x}$

Таблица 1: Значения плотостей слоев земной коры и верхней мантии, принятые в PREM. $x = \frac{r}{R}$, где г – радиус от центра Земли до рассматриваемой точки, а R = 6371 км – радиус Земли. [10] принята за константу в каждом из них. Таким образом, можно пренебречь эффектом Михеева-Смирнова-Вольфенштейна.

Глава 2. Нестандартные взаимодействия нейтрино

Приведенное в главе 2 описание осцилляций нейтрино в вакууме и в веществе исходит из предположения, что нейтрино взаимодействуют только по слабому взаимодействию Стандартной Модели (и гравитационному, которое в данном случае пренебрежимо мало). Однако уже доказанное существование масс нейтрино указывает на наличие физики за рамками Стандартной Модели, а значит, существует возможность, что нейтрино взаимодействуют по какому-то еще механизму: так называемые нестандартные взаимодействия нейтрино (NSI – Non-Standard Interactions).

Как и взаимодействия, описанные в главе 2, нестандартные взаимодействия можно разделить на взаимодействия по каналам заряженных токов и нейтральных токов. Рассмотрим, как можно формально описать такие взаимодействия.

2.1 Формализм описания нестандартных взаимодействий

Нестандартные взаимодействия нейтрино можно описать лагранжианами:

$$\mathcal{L}_{NC} = -2\sqrt{2}G_F \sum_{f,P,\alpha,\beta} \varepsilon_{\alpha\beta}^{f,P} (\bar{\nu}_{\alpha}\gamma^{\mu}P_L\nu_{\beta})(\bar{f}\gamma_{\mu}Pf)$$
(21)

$$\mathcal{L}_{CC} = -2\sqrt{2}G_F \sum_{f,P,\alpha,\beta} \varepsilon^{f,P}_{\alpha\beta} (\bar{\nu}_{\alpha}\gamma^{\mu}P_L l_{\beta}) (\bar{f}\gamma_{\mu}Pf')$$
(22)

Здесь G_F – константа Ферми, безразмерные параметры ε обозначают величину взаимодействий по сравнению со слабым ($\varepsilon = 0$ означает отсутствие нестандартных взаимодействий, $\varepsilon \sim 1$ означает нестандартные взаимодействия, сравнимые по величине со слабым взаимодействием Стандартной Модели). $P \in \{P_L, P_R\}$ обозначает операторы проекции хиральности. Суммирование производится по ароматам, хиральности и фермионам материи, обычно $f, f' \in \{e, u, d\}$. Тогда гамильтониан, отвечающий за осцилляции нейтрино, будет выглядеть слеующим образом:

$$H = \frac{1}{2E} \begin{bmatrix} U_{PMNS} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{21}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{31}^2 \end{pmatrix} U_{PMNS}^{\dagger} + a \begin{pmatrix} 1 + \varepsilon_{ee} & \varepsilon_{e\mu} & \varepsilon_{e\tau} \\ \varepsilon_{e\mu}^* & \varepsilon_{\mu\mu} & \varepsilon_{e\tau} \\ \varepsilon_{e\tau}^* & \varepsilon_{\mu\tau}^* & \varepsilon_{\tau\tau} \end{pmatrix} \end{bmatrix},$$
(23)

где $a \equiv 2\sqrt{2}G_F N_e E$ – потенциал Волфенштейна, N_e – плотность электронов в веществе и Е – энергия нейтрино.

Важно отметить, что $\varepsilon_{\alpha\beta}^{f,P}$ в лагранжиане отличаются от $\varepsilon_{\alpha\beta}$. Они связаны соотношениями:

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \sum_{f \in \{e,u,d\}} \left\langle \frac{N_f(x)}{N_e(x)} \right\rangle \varepsilon_{\alpha\beta}^{f,V}$$
(24)

В связи с этим в зависимости от того, предполагают ли модели взаимодействие только с кварками, или также с электронами, оценки этих параметров могут различаться.

В матрице, отвечающей за нестандартные взаимодействия, диагональные члены отвечают за универсальные нарушения ароматов и являются действительными числами. Недиагональные члены, в свою очередь, ответственны за изменение аромата и являются, в общем случае, комплексными:

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = |\varepsilon_{\alpha\beta}| e^{i\phi_{\alpha\beta}} \tag{25}$$

Эти комплексные фазы могут интерферировать с фазой нарушения СР-симметрии. [12]

Может иметь смысл рассматривать отдельно нестандартные взаимодейсвтия при рождении и детектировании нейтрино. В этих процессах основную роль играют процессы, идущие по механизму заряженных токов и аналогичные им нестандартные процессы, которые могут приводить к тому, что еще до осцилляций ароматы перейдут друг в друга – т.н. эффект нулевой дистанции (zero-distance effect). Матрицы смешивания для таких процессов могут сильно зависеть от конкретного эксперимента и физических процессов в источнике и детекторе, и в общем случае являются различными. Это приводит к сложностям практических оценок таких параметров, и в данной работе рассматривались только нестандартные взаимодействия при распространении нейтрино в веществе. [13]

Различные исследования делают разные предположения о моделях, чтобы уменьшить количество ненулевых параметров. Из-за этого даже оценки, основанные на одних и тех же данных могут значительно различаться в зависимости от используемой модели. Это – одна из причин, по которой обнаружение нестандартных взаимодействий является такой сложной задачей.

2.2 Модели нестандартных взаимодействий

Гамильтониан (23) позволяет количественно описать осцилляции, связанные с нестандартными взаимодействиями, но остается открытым вопрос, каким может быть механизм, эти взаимодействия вызывающий. В зависимости от этого поправка к гамильтониану может иметь различный смысл. При этом на модели накладывает определенные ограничения то, что до сих пор не наблюдалось сильного нарушения сохранения лептонного заряда у заряженных лептонов.

Одним из предположений является взаимодействие трех известных ароматов нейтрино с майорановской частицей, не имеющей аромата. Ограничения на эту модель накладываются широким спектром наблюдений от взрывов сверхновых и реликтового излучения и до распада Z-бозона, но диапазон допустимых значений остается довольно большим. При этом часть этого диапазона покрывается областью чувствительности нейтринной обсерватории IceCube, в которой наблюдалась (пока незначительная) впадина при вызывающих интерес энергиях. Возможно, дальнейший сбор статистики сможет пролить свет на возможность существования нейтральных майорановских нейтрино. [14]

Другой возможностью являются взаимодействия с темной материей. При взаимодействии скалярных частиц темной материи (χ) с нейтрино поправку к гамильтониану можно представить в виде поправки к массовому члену:

$$H = \frac{M^2}{2E_\nu} \mp \frac{1}{E_\nu} \sum_j y_{\alpha j} y_{j\beta}^* \frac{\rho \chi}{m_\chi^2 E_\nu} \gamma_0, \qquad (26)$$

где ρ_{χ} - плотность энергии темной материии. Эту поправку можно параметризовать как:

$$\delta M^2 = \Delta m_{13}^2 \begin{pmatrix} \eta_{ee} & \eta_{e\mu} & \eta_{e\tau} \\ \eta_{e\mu}^* & \eta_{\mu\mu} & \eta_{\mu\tau} \\ \eta_{e\tau}^* & \eta_{\mu\tau}^* & \eta_{\tau\tau} \end{pmatrix}$$
(27)

где безразмерные параметры $\eta_{\alpha}\beta$ характеризуют масштаб нестандартных взаимоействий по сравнению с Δm_{31}^2 . [15]

,

В некоторых случаях появление стерильных нейтрино может быть тождественно с нестандартными взаимодействиями. Если стерильные нейтрино имеют большую массу, но при этом кинематика еще разрешает их рождение, они становятся эквивалентны модификации потенциала материи:

$$H = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{21}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{31}^2 \end{pmatrix} + ((1-\alpha)U)^{\dagger} \begin{pmatrix} V_{CC} + V_{NC} & 0 & 0 \\ 0 & V_{NC} & 0 \\ 0 & 0 & V_{NC} \end{pmatrix} (1-\alpha)U,$$
(28)

где α – матрица 3 × 3, зависящая от углов смешения и комплексных фаз между обычными и стерильными нейтрино. [14]

2.3 Поиски нестандартных взаимодействий в экспериментах

В теории, эксперименты с атмосферными нейтрино должны быть довольно чувствительны к нестандартным взаимодействиям в среде, так как атмосферные нейтрино проходят через всю толщу Земли перед детектированием. В частности, по данным Super-Kamiokande I и II Были проведены оценки некоторых параметров нестандартных взаимодействий. Коллаборация Super-Kamiokande получила, что если вклад нестандартных взаимодействий и есть, то он небольшой [16]

$$|\varepsilon_{\mu\tau}| < 0.033, \quad |\varepsilon_{\tau\tau} - \varepsilon_{\mu\mu}| < 0.147.$$
⁽²⁹⁾

Аналогично массовым состояниям нейтрино матрице ПМНС, эксперименты нечувствительны к самим величинам диагональных членов; можно получить только оценки их разностей.

При этом оценки измеренных в таких экспериментах стандартных параметров $\sin^2(2\theta_{23})$ и $\Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2$ остаются практически неизменными как с введением нестандартных взаимодействий, так и без.

Детектор DeepCore нейтринной обсерватории IceCube также проводил оценки различных параметров NSI на основе данных атмосферных нейтрино, в том числе $|\varepsilon_{e\mu}| < 1.3$.

Что касается реакторных экспериментов, таких как Daya Bay и Double Chooz, на данный момент не существует конкретных оценок параметров нестандартных взаимодействий на их основе, однако было предложено, что различия в измерении θ_{13} на реакторных и ускорительных экспериментах может быть объяснена наличием ненулевых $\varepsilon_{e\mu}$ и $\varepsilon_{e\tau}$. [17]

Ускорительные эксперименты, в зависимости от длины базы, рассматриваемых энергий нейтрино и типов детекторов, могут быть чувствительны к разным параметрам нестандартных взаимодействий.

На основе данных экспериментов MINOS (длина базы 735 км, энергии нейтрино 1-6 ГэВ) и Т2К (длина базы 295 км, энергии нейтрино 0.4-0.8 ГэВ) была получена оценка для $\varepsilon_{e\tau}$. [18]

$$|\varepsilon_{e\tau}| \le 1.3 \tag{30}$$

Существуют также оценки параметра $\varepsilon_{\mu\tau}$ на основе данных MINOS. [19]

$$-0.2 < \varepsilon_{\mu\tau} < 0.070 \tag{31}$$

Обе эти оценки были получены из рассмотрения вероятности выживания мюонных нейтрино $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\mu})$. Из них видно, что на данный момент ускорительными экспериментами не было найдено доказательств присутствия нестандартных взаимодействий.

Помимо этого, существует возможность зарегистрировать нестандартные взаимодействия на солнечных или астрофизических нейтрино. Такие оценки были проведены коллаборацией Borexino для ε_{ee} и $\varepsilon_{\tau\tau}$, но в них, как и в других случаях, не было выявлено отклонений модулей этих параметров от 0. [20]

Никакие из этих исследований не смогли найти указаний на то, что какие-либо из этих параметров являются комплексными – оценки давали $\phi_{\alpha\beta} \approx 0, \ \pi.$

Таким образом, из имеющихся экспериментальных данных можно сделать вывод, что если нестандартные взаимодействия и существуют, то их влияние чрезвычайно мало по сравнению со слабым взаимодействием Стандартной Модели. Однако с усовершенствованием экспериментального оборудования и постройкой новых, более чувствительных проектов, становится возможным исследовать нестандартные взаимодействия более пристально, в том числе возможность того, что параметры соответствующего гамильтониана являются комплексными.

Глава 3. Длиннобазные нейтринные эксперименты

Существует большое количество длиннобазных проектов, как работающих на данный момент, так и планирующихся или уже завершивших свою работу. Как уже было сказано ранее, они обладают уникальными возможностями по идентификации нестандартных взаимодействий; в предыдущей главе были упомянуты результаты, полученные на проектах MINOS и T2K. В данной работе будет проводиться анализ опубликованных результатов экспериментов T2K и NOvA, а также анализ чувствительности к нестандартным взаимодействиям возможных будущих проектов DUNE и P2O.

3.1 T2K

T2K (Tokai to Kamioka) – длиннобазный нейтринный эксперимент, расположенный в Японии и имеющий сравнительно небольшую длину базы 295 км. Он начал работу в 2009 году и поставлял экспериментальные данные для нейтринного пучка с 2010 году. В 2014 году был также запущен пучок антинейтрино.

Источником нейтринного пучка T2K является ускорительный комплекс J-PARC. Протонный пучок генерирует нейтрино при столкновениях с мишенью из графита.



Рис. 4: Конфигурация эксперимента Т2К [21]

При прохождении длины базы в 295 км вероятность осцилляций максимальна для нейтрино энергий около 600 МэВ. Для уменьшения разброса энергий дальний детектор расположен в 2.5deg от оси пучка, но конструкция T2K позволяет уменьшать этот угол до 2.0deg для уточнения параетров спектра. Как можно увидеть на рис. 5, это позволяет добиться более узкой полосы энергий частиц пучка и, как следствие, максимального числа осцилляций. Это также позволяет уменьшить фон в канале исчезновения электронных нейтрино.[21]



Рис. 5: Поток мюонных нейтрино под разными углами относительно оси пучка. Детекторы T2K расположены под углом 2.5 deg к оси. [2]

Для поддержания стабильности направления и интенсивности пучка используется ближний детектор INGRID (Interactive Neutrino GRID), расположенный в 280 м от источника на оси пучка. Он представляет собой последовательные слои железа и сцинтиллятора. Взаимодействия нейтрино с железом позволяют получить достаточную статистику для ежедневных измерений. Второй ближний детектор, также сцинтилляторный, расположен под тем же углом, что и дальний детектор, и используется для измерения потока и энергетического спектра мюонных нейтрино до осцилляций. Эти измерения позволяют рассчитать, каим бы был поток нейтрино на дальнем детекторе, если бы не было осцилляций. В качестве дальнего детектора используется черенковский детектор Super-Kamiokande. С его помощью производится анализ состава пучка, исчезновения мюонных нейтрино и появления электронных. [22]

В 2020 году коллабрация Т2К объявила о результатах обработки данных, полученных за все время работы Т2К. Были уточнены значения различных ранее известных параметров осцилляций, а также получена оценка параметра нарушения СР-симметрии. Согласно результатам Т2К были исключены значения $\delta_{CP} \subset (0, \pi)$ с точностью около 2σ как для нормальной, так и для инвертированной иерархии, хотя результаты Т2К отдают препочтение нормальной иерархии. Около 35 % значений δ_{CP} были исключены с точностью 3σ . 2]



Рис. 6: Оценки δ_{CP} , полученные при анализе результатов Т2К при предположении нормальной и инверсной иерархий. [2]

3.2 NO ν A

NOvA (NuMI Off-axis ν_e Appearance experiment) – другой действующий на данный момент длиннобазный эксперимент. Как и T2K, этот эксперимент исследует осцилляции под углом к оси пучка. NOvA начала сбор данных в 2014 году, и на данный момент является экспериментом с самой длинной базой.

В качестве источника нейтрино используется пучок NuMI (Neutrinos at the Main Injector), построенный на основе ускорителя протонов Fermilab. Для получения нейтринного пучка протоны направлятся на графитовую мишень.



Рис. 7: Схема формирования пучка эксперимента NOvA. [23]

Как ближний, так и дальний детекторы NOvA являются сцинтилляторными детекторами. Ближний детектор расположен в Fermilab и, как и дальний, отстоит от оси пучка. Он имеет объем 300 т. Его основной целью является улучшение чувствительности эксперимента к появлению электронных нейтрино в пучке мюонных нейтрино за счет лучшего понимания фона, отклика детектора и спектра нейтрино в стороне от оси пучка. Дальний детектор расположен в 810 км от источника пучка, и приближительно в 12 км от его оси. Это позволяет добиться пиак пучка около 2 ГэВ. Этот детектор имеет куда большие размеры по сравнению с ближним – 14 кт.

[24, 23]

Как и коллаборация T2K, коллаборация NOvA представила в 2020 году результаты обработки данных эксперимента, включающие оценки параметра нарушения CP-симметрии. В отличие от результатов эксперимента T2K, эти оценки значительно различались для нормальной и инверсной иерархий. Результаты NOvA лучше всего согласуются с нормальной иерархией, для которой промежуток (π , 2π) исключается с точностью около 2σ , что расходится с результатами T2K. Инверсная иерархия, наоборот, с примерно такой же точностью исключает промежуток ($0, \pi$).[1]

3.3 DUNE

DUNE (Deep Underground Neutrino Experiment) предполагает использование того же источника нейтрино от протонного ускорителя Fermilab, что и NOvA. Ближний детектор будет находиться в 500 метрах от источника, а дальний – в 1300 км от него. Такая длина базы позволяет оптимизировать эксперимент для измерения фазы нарушения CP-симметрии: длина базы менее 1000 км требует меньших энергий, и второй осцилляционный максимум находится слишком низко по энерги для детектирования. Напротив, при длинах базы более 2000 км эффект вещества увеличивается, что также уменьшает точность измерений.

В отличие от предыдущих экспериментов, DUNE планирует использовать жидкий аргон как в ближнем, так и в дальнем детекторе. Использование жидкого аргона позволит увеличить энергетическое разрешение, а одинаковое устройство обоих детекторов позволит уменьшить погрешности, связанные с разными систематическими погрешностями детекторов различного типа.

Использование жидкого аргона также сделает DUNE более чувстви-



Рис. 8: Оценки δ_{CP} , полученные на NOvA для нормальной иерархии (сверху) и инверсной иерархии (снизу). [1]

тельным к взаимодействиям ν_e , в то время как существующие детекторы, использующие воду или жидкие сцинтилляторы, более чувствительны ко взаимодействиям антинейтрино $\bar{\nu_e}$. Это означает, что данные, полученным с DUNE, будут хорошо дополнять результаты других экспериментов.

Дальний детектор будет состоять из четырех модулей по 10 кт каждый. На данный момент существуют только прототипы, а конкретика конфигурации ближнего детектора пока уточняется, хотя предполагается, что он будет работать по тому же принципу, что и дальний.



Рис. 9: Схема эксперимента DUNE в сравнении с NOvA [25]

[26]

3.4 P2O

Проект P2O – наименее проработанный из всех обсуждаемых в этой работе. На данный момент P2O не имеет реальных планов по осуществлению, но этот эксперимент за счет своей уникальности и масштаба заслуживает упоминания.

В случае осуществления P2O будет проектом с наибольшей длиной базы – около 2600 км. В основе источника пучка предполагается использовать существующий ускоритель У-70 в Протвино. Получаемый пучок нейтрино или антинейтрино должен выходить на плато по энергии в области 2-7 ГэВ.

При данной длине базы первый осцилляционный максимум для $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$ находится при энергии около 5 ГэВ для нормальной иерархии, а при 4 ГэВ в земной коре должен наблюдаться эффект резонанса в веществе. Эксперимент также должен быть чувствителен к массовой иерархии.

В качестве дальнего детектора предлагается использовать детектор

ORCA, находящийся в Средиземном море. Это – черенковский детектор, уже частично построенный и функционирующий, с запланированной рабочей массой 3.7 Мт. Колоссальный объем детектора может позволить получить статистику, несравнимую с прочими длиннобазными экспериментами, несмотря на чрезвычайно длинную базу.

Ближний детектор пока находится в разработке. Существующие планы рассматривают возможности использования воды либо жидкого сцинтиллятора. Вне зависимости от того, какой вариант будет осуществлен, основной сложностью постройки ближнего детектора является то, что из-за большой длины базы и, как следствие, большого угла наклона пучка по отношению к горизонту, ближний детектор будет находиться на значительной глубине. Это означает, что ближний детектор должен быть достаточно компактным. [27]

Глава 4. Расчеты и выводы

4.1 Программное обеспечение и использованные данные

В расчетах для оценок вероятностей осцилляций и фитирования экспериментальных результатов Т2К и NO ν A по χ^2 использовалась библиотека GLoBES. [28, 29]. Для расчетов нестандартных взаимодействий дополнительная библиотека snu.c. [30, 31]

Для оценки величин параметров нестандартных взаимодействий были использованы результаты экспериментов T2K [2] и NOvA [1].

При моделировании эксперимента DUNE были использованы результаты моделирования нейтринного потока для DUNE. [32]

При расчетах были приняты следующие значения стандартных параметров осцилляций: [5]

$$\begin{array}{c|c} \Delta m_{21}^2 & 7.42 \cdot 10^{-5} \; \mathrm{sB}^2 \\ \Delta m_{31}^2 & 2.517 \cdot 10^{-3} \; \mathrm{sB}^2 \\ \theta_{12} & 0.186\pi \\ \theta_{23} & 0.273\pi \\ \theta_{13} & 0.047\pi \\ \delta_{CP} & 1.5\pi \end{array}$$

4.2 Нестандартные взаимодействия в результатах Т2К и NO ν A

Результаты, представленные колаборациями T2K и NOvA, показывают сильное расхождение оцениваемых параметров в случае использования стандартной модели осцилляций. Хотя существующей статистики недостаточно для того, чтобы с уверенностью сказать, что стандартной модели осцилляций недостаточно для описания взаимодействий нейтрино, такое расхождение могло бы быть обяснено несколькими способами.



Рис. 10: Сравнение значений δ_{CP} , полученных на T2K и NOvA. [1]

Во-первых, возможно, что при более долгом наборе статистики в каждом из существующих экспериментов оценки δ_{CP} изменятся. На данный момент при предположении нормальной иерархии T2K и NOvA дают взимоисключающие оценки с точностью меньше 1σ .

Второй возможностью является то, что при дальнейших исследованиях предпочтение будет отдано инверсной иерархии. В этом случае оба эксперимента дают схожие допустимые интервалы δ_{CP} .

Наконец, третьей возможностью является введение нестандартных взаимодействий нейтрино.

Введение нестандартных взаимодействий вводит большое число дополнительных параметров, фитирование по всем из которых представляет сложности. Для простоты в нулевом приближении можно предположить, что длина базы T2K значительно меньше базы NOvA, и влияние эффектов вещества, в том числе нестандартных взаимодействий, в них меньше. Соответственно, можно предположить, что значение фазы нарушения CP-симметрии является истинным для результатов T2K. Исходя из этого предположения можно выполнить фитирование результатов эксперимента NOvA со введением параметров нестандартных взаимодействий. Это подтверждается тем, что значение $\delta_C P = -1.97$, полученное на T2K, соответствует оценкам, полученным на других экспериментах, в которых влияние действия вещества мало. Выполнение расчетов для T2K с введением нестандартных взаимодействий также не вносит больших изменений.

Рассмотрим один из недиагональных элементов $\varepsilon_{e\mu}$, который будет считать комплексным. Аналогичные расчеты можно выполнить и для других параметров, но при существующем объеме данных сложно оценивать их одновременно. Данная работа ограничивается расссмотрением $\varepsilon_{e\mu}$

Результаты фитирования представлены на рис.11. Наилучшее соответствие наблюдается в точке $|\varepsilon_{e\mu}| = 0.172, \ \phi_{e\mu} = 1.516\pi.$

Эти результаты не позволяют точно отвергнуть возможность того, что здесь нет влияния нестандартных взаимодействий, однако предпочтение отдается ненулевому $\varepsilon_{e\mu}$. Наилучшее значение несколько выходит за рамки оценок, сделанных на IceCUBE для $\varepsilon_{e\mu}$, но все еще находится близко к наилучшему значению IceCube $|\varepsilon_{e\mu} = 0.07, \phi_{e\mu} = 1.91$.



Рис. 11: Значения $\Delta \chi^2$ для данных NOvA в зависимости от значения комплексного параметра нестандартных взаимодействий $\varepsilon_{e\mu}$. Цветом выделены области 1σ , 2σ , 3σ .

В первом приближении вероятности осцилляций при учете нестандартных взаимодействий должны зависеть от комплексной фазы $\delta_{CP} + \phi$. При рассмотрении только $\phi = \phi_{e\mu}$, в таком случае, должно примерно выполняться соотношение $\delta_{CP}^{NOvA} \approx \delta_{CP} + \phi_{e\mu} \approx \delta_C^{T2K}P + \phi_{e\mu}$. Действительно, полученное значение $\phi_{e\mu}$ удовлетворяет этому соотношению.

4.3 Чувствительность DUNE и P2O к нестандартным взаимодействиям

Можно оценить, насколько будут чувствительны к параметру $\varepsilon_{e\mu}$ планируемые длиннобазные эксперименты. Для начала рассмотрим эксперимент DUNE.

Предполагая, что DUNE будет снимать данные 3 года в режиме нейтрино и 3 года в режиме антинейтрино, можно получить оценки χ^2 такого эксперимента в зависимости от реальной массовой иерархии и присутствия нестандартных взаимодействий. Были выполнены расчеты в предпложении отсутствия нестандартных взаимодействий при обеих иерархиях, а также для значений, полученных в 4.2 – нормальная иерархия и $|\varepsilon_{e\mu} = 0.172, \ \phi_{e\mu} = 1.516\pi.$

Рис. 12: Чувствительность DUNE к значению комплексного параметра нестандартных взаимодействий $\varepsilon_{e\mu}$ при предположении отсутствия нестандартных взаимодействий. Цветом выделены области 1σ , 2σ , 3σ .

Рис. 13: Чувствительность DUNE к значению комплексного параметра нестандартных взаимодействий $\varepsilon_{e\mu}$ при предположении нестандартных взаимодействий, полученных в разделе 3.2. Цветом выделены области 1σ , 2σ , 3σ .

Рис. 14: Чувствительность DUNE к значению комплексного параметра нестандартных взаимодействий $\varepsilon_{e\mu}$ при предположении отсутствия нестандартных взаимодействий и нормальной иерархии. Цветом выделены области 1σ , 2σ , 3σ .

Из этих результатов видно, что DUNE может уточнить значения нестандартных параметров, но одного этого эксперимента, скорее всего, будет недостаточно для того, чтобы утверждать о наличии нестандартных взаимодействий с точностью 3σ , хотя не исключено, что в совокупности с данными NOvA и T2K нужная точность будет достигнута.

На рис.15-17 представлен аналогичный анализ для эксперимента P2O, однако поскольку этот проект пока не имеет точных технических характеристик, при моделировании эксперимента были приняты определенные вольности. Расчеты производились из предположения работы 3 года в режиме 90 кВт.

Рис. 15: Чувствительность Р2О к значению комплексного параметра нестандартных взаимодействий $\varepsilon_{e\mu}$ при предположении отсутствия нестандартных взаимодействий. Цветом выделены области 1σ, 2σ, 3σ.

Рис. 16: Чувствительность Р2О к значению комплексного параметра нестандартных взаимодействий $\varepsilon_{e\mu}$ при предположении нестандартных взаимодействий, полученных в разделе 3.2. Цветом выделены области 1σ , 2σ , 3σ .

Рис. 17: Чувствительность Р2О к значению комплексного параметра нестандартных взаимодействий $\varepsilon_{e\mu}$ при предположении отсутствия нестандартных взаимодействий и нормальной иерархии. Цветом выделены области 1σ , 2σ , 3σ .

Из этих оценок видно, что с помощью P2O можно будет поставить новые, более точные ограничения на значения модуля $\varepsilon_{e\mu}$. Вне зависимости от иерархии P2O мог бы служить проверкой оценок нестандартных взаимодействий, полученных на T2K и NOvA и даже имеет возможность быть достаточно точным, чтобы наверняка дать указания на присутствие нестандартных взаимодействий.

Заключение

Понимание свойств нарушения СР-симметрии в лептонном секторе очень важно для физики частиц, и потому задача определения величины δ_{CP} – одна из основных для всех длиннобазных экспериментов. В связи с этим особый интерес представляют последние результаты, полученные T2K и NOvA, которые дают противоположные значения фазы при предпочтительной нормальной иерархии.

Разногласие между результатами можно разрешить, предположив наличие нестандартных взаимодействий с комплексными параметрами.

Этот результат ставит новые проблемы, но вместе с ними и направления для исследования. Вне зависимости от того, окажутся ли нестандартные взаимодействия нейтрино правильным ответом, лучшим методом решения этих задач являются длиннобазные эксперименты – как уже существующие, продолжающие набирать статистику для уточнения оценок, так и будущие, которые имеют возможность заполнить пробелы в имеющихся у нас знаниях.

Учет нестандартных взаимодействий намного увеличивает количество параметров, требующих оценки. В данной работе был рассмотрен лишь один комплексный параметр, но для полного понимания количественного их описания, требуемого для выбора конкретной модели, действующих на данный момент экспериментов недостаточно. Сколько-нибудь точное определение значений этих параметров требудет сравнения результатов нескольких экспериментов. Рассмотрение экспериментов с широкими полосами энергий и возможностью набрать большую статистику, таких как DUNE и P2O, также может помочь с оценками.

Ситуация осложняется тем, что все еще существуют параметры нестандартных взаимодействий, которые нам не известны точно. Измерение их экспериментами, которые не зависят от эффекта вещества (например, JUNO), также позволят улучшить чувствительность длиннобазных экспериментов к нестандартным взаимодействиям.

Хочется надеяться, что дальнейшие исследования позволят понять не

только количественные характеристики нестандартных взаимодействий, но и смогут связать их с конкретной моделью, позволяя физике нейтрино понастоящему выйти за пределы Стандартной Модели. Это может позволить понять также и механизм генерации масс нейтрино, о чем на данный момент существуют десятки теорий. Однако на данный момент остается только продолжать ставить новые эксперименты, анализировать их результаты и продолжать искать подтверждения тому, что нестандартные взаимодействия существуют.

Список использованных источников

- A. Himmel, Talk presented at Neutrino 2020, 22 Jun 2020 2 Jul 2020, Virtual Meeting (2020)
- P. Dunne, Talk presented at Neutrino 2020, 22 Jun 2020 2 Jul 2020, Virtual Meeting (2020)
- 3. T.-P. Cheng and L.-F. Li, Gauge theory of elementary particle physics, Clarendon Press, 1984.
- 4. M. Bruchner, Sensitivity Studies for the ORCA and Super-ORCA Neutrino Detector, Master's thesis, 2018.
- I. Esteban, M.C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, T. Schwetz, A. Zhou, The fate of hints: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations. JHEP 09 (2020), 178. doi:10.1007/JHEP09(2020)178
- 6. H. Minakata and S. J. Parke. Simple and Compact Expressions for Neutrino Oscillation Probabilities Matter. JHEP 1601, 180 (2016), doi:10.1007/JHEP01(
- E. K. Akhmedov, R. Johansson, M. Linder, T. Ohlsson, T. Schwetz. Series expansions for three-flavor neutrino oscillation probabilities in matter. JHEP 04 (2004) 078, doi:10.1088/1126-6708/2004/04/078
- Wolfenstein L. Neutrino oscillations in matter. Physical Review D 1978. Vol. 17, no. 9.
- 9. С. П. Михеев, А. Ю. Смирнов, Резонансные осцилляции нейтрино в веществ // Успехи Физических Наук. М, 1987. Том 153, вып. 1.
- A. M. Dziewonski, D. L. Anderson, Preliminary reference Earth model. Physics of Earth and Planetary Interiors, 25 (1981) 297-356. doi:10.1016/0031-9201(81)90046-7

- T. Ohlsson, W. Winter. Reconstruction of the Earth's matter density profile using a single neutrino baseline. Phys. Letters B vol. 512 3-4 (2001), 357-364, doi:10.1016/S0370-2693(01)00731-6
- Y. Farzar, M. Tortola, Neutrino oscillations and Non-Standard Interactions. Front.in Phys 6 (2018) 10, doi:10.3389/fphy.2018.00010
- T. Ohlsson, Status of non-standard neutrino interactions. Rept. Prog. Phys. 76 (2013) 044201, doi:10.1088/0034-4885/76/4/044201
- P. S. Bhupal Dev, K. S. Babu, P. B. Denton et al. Neutrino Non-Standard Interactions: A Status Report. SciPost Phys. Proc. 2, 001 (2019), doi:10.21468/SciPostPhysProc.2
- A. Berlin. Neutrino Oscillations as a Probe of Light Scalar Dark Matter. Phys. Rev. Letters 117 (2016) 231801, doi: 10.1103/PhysRevLett.117.231801
- The Super-Kamiokande Collaboration, G. Mitsuka et al. Study of Non-Standard Neutrino Interactions with Atmospheric Neutrino Data in Super-Kamiokande I and II. Phys. Rev. D 84 (2011) 113008, doi:10.1103/PhysRevD.84.1
- I. Girardi, D. Meloni, S. T. Petcov. The Daya Bay and T2K resluts on sin² 2θ₁₃ and Non-Standard Neutrino Interactions. Nuclear and Particle Physics Proceedings, vol. 265-266 (2015), 212-266 doi:10.1016/j.nuclphysbps.2015
- 18. J. A. B. Coelho, T. Kafka, W. A. Mann, J. Schneps, O. Altinok. Constraints for nonstandard interaction $\varepsilon_{e\tau}V_e$ from ν_e appearance in MINOS and T2K. Phys. Rev. D 86 (2012) 113015
- J. A. B. Coelho. Search for effects of exotic models in MINOS. Poster presented at the XXVth International Conference on Neutrino Physics & Astrophysics (2012)

- The Borexino collaboration, S. K. Agarwalla et al. Constraints on flavordiagonal non-standard neutrino interactions from Borexino Phase-II. JHEP 38 (2020) 2, doi:10.1007/JHEP02(2020)038
- 21. https://t2k-experiment.org
- 22. The T2K collaboration, The T2K Experiment. Nucl. Instrum. Meth. A 659, 106 (2011) doi:10.1016/j.nima.2011.06.067
- 23. https://novaexperiment.fnal.gov
- 24. The NOvA Collaboration, D. S. Ayres et al. Proposal to Build a 30 Kiloton Off-Axis Detector to Study (2005) $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$ Oscillations in the NuMI Beamline
- 25. lbnf-dune.fnal.gov
- 26. DUNE collaboration, B. Abi et al. Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE), Far Detector Technical Design Report (2020)
- A. V. Akindinov, E. G. Anassontzis, G. Anton et al. Letter of interest for a neutrino beam from Protvino to KM3NeT/ORCA. Eur. Phys. J. C 79, 758 (2019). doi:10.1140/epjc/s10052-019-7259-5
- 28. Patrick Huber, Joachim Kopp, Manfred Lindner, Mark Rolinec, Walter Winter. New features in the simulation of neutrino oscillation experiments with GLoBES 3.0. Comput. Phys. Commun. 117 (2007) 432-438 doi:10.1016/j.cpc
- P. Huber, M. Lindner, W. Winter. Simulation of long-baseline neutrino oscillation experiments with GLoBES. Comput. Phys. Commun. 167 (2005) 195, doi:10.1016/j.cpc.2005.01.003
- J. Kopp. Efficient numerical diagonalization of hermitian 3 × 3 matrices. Int. J. Mod. Phys C19 (2008) 523-548, doi:10.1142/S0129183108012303

- J. Kopp, M. Linder, T. Ota, J. Sato. Non-standard neutrino interactions in reactor and superbeam experiments. Phys. Rev. D77 (2008) 013007, doi:10.1103/PhysRevD.77.013007
- 32. N. Bostan, Neutrino Flux Predictions at the DUNE ND location for Optimized beamline. Talk presented at BIWG meeting (2020)
- 33. T. Ehrhardt. Search for NSI in neutrino propagation with IceCube DeepCore. Talk presented at PPNT Uppsala workshop (2019)