

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЧАСТИЦ И КОСМОЛОГИИ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

«ПЕРСПЕКТИВЫ ПОИСКА СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО В  
НЕЙТРИННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ С ДЛИНОЙ БАЗЫ DUNE»

Выполнил студент

243м группы:

Краснов Игорь Вячеславович

---

подпись студента

Научный руководитель:

доктор физ.-мат. наук,

Горбунов Дмитрий Сергеевич

---

подпись научного руководителя

Допущена к защите 19 мая 2018 г.

Зав. кафедрой

---

подпись зав. кафедрой

Москва

2018 г.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	3
1 Физика стерильных нейтрино . . . . .	6
2 Способы поиска стерильных нейтрино . . . . .	15
3 Эксперимент DUNE . . . . .	17
4 Предложения по регистрации стерильных нейтрино с помощью ближнего детектора DUNE . . . . .	21
4.1 Основная оценка чувствительности . . . . .	23
4.2 Дополнительные возможности оценки чувствительности . . . . .	27
Выводы . . . . .	29
Заключение . . . . .	30
Список использованных источников . . . . .	32

## ВВЕДЕНИЕ

Существование осцилляций нейтрино непосредственно указывает на неполноту Стандартной Модели (СМ) физики частиц, обозначая наличие ненулевой массы у нейтрино, считающихся безмассовыми в рамках СМ. Данная проблема элегантно решается в моделях со стерильными нейтрино, например путем “качельного механизма”, естественным образом приводящем к различию масштабов масс нейтрино и других частиц СМ. В данных моделях вводятся, как правило, три майорановских фермиона  $N_I, I = 1, 2, 3$ , стерильных относительно калибровочных преобразований СМ  $SU(3)_c \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ . Эти фермионы смешиваются с нейтрино СМ (“активными” нейтрино), что дает последним массу и смешивание между нейтрино разных типов.

Наиболее общий перенормируемый лагранжиан записывается в виде:

$$\mathcal{L} = i\bar{N}_I \gamma^\mu \partial_\mu N_I - \left( \frac{1}{2} M_N \bar{N}_I^c N_I + \hat{Y}_{\alpha I} \bar{L}_\alpha \tilde{H} N_I + h.c. \right), \quad (1)$$

где  $M_N$  это Майорановские массы, а  $\hat{Y}_{\alpha I}$  это матрица юкавского смешивания с лептонными дублетами  $L_\alpha, \alpha = e, \mu, \tau$  и хиггсовским дублетом  $\tilde{H}_a = \epsilon_{ab} H_b^*$ .

Когда поле Хиггса принимает свое вакуумное значение  $v = 246$  ГэВ, юкавское взаимодействие в (1) приводит к смешиванию между активными и стерильными нейтрино. Диагонализуя матрицу в стерильном секторе можно получить ненулевые массы  $m_i$  у активных нейтрино и смешивание, отвечающее за осцилляции нейтрино. Массовая матрица активных нейтрино  $M_\nu = -M_D \frac{1}{M_N} M_D^T \ll M_N$  оказывается подавлена отношением дираковских масс  $M_D = \frac{v}{\sqrt{2}} \hat{Y}$  к массе стерильных нейтрино  $M_N \simeq \text{diag}\{M_1, M_2, M_3\}$ , естественным образом объясняя малый масштаб масс нейтрино СМ. Это стандартный механизм “качелей” второго типа, более подробно см. [1].

Согласно этому механизму, существует ненулевое смешивание между ак-

тивными и стерильными нейтрино. С другой стороны, массы стерильных нейтрино никак не ограничиваются в рамках механизма “качелей” второго типа. В случае, когда массы стерильных нейтрино достаточно малы, чтобы они могли рождаться в слабых процессах, можно оценить их свойства с помощью прямого поиска в ускорительных экспериментах, таких как ОКА [2], LHC $\bar{b}$  [3,4], Belle [4], E949 [5], NA62 [6].

В планируемом эксперименте SHiP [7], или строящемся эксперименте DUNE [8–11] предполагается достигнуть куда больших ограничений на свойства стерильных нейтрино по сравнению с текущими в ГэВной области. Основным источником стерильных нейтрино в данных экспериментах предполагаются распады D-мезонов, их поиск предполагает регистрацию продуктов их распада на частицы СМ. Масса D-мезонов ставит естественное ограничение в 2 ГэВа на массу стерильных нейтрино, рождающихся (и изучаемых) в этих экспериментах, хотя это не единственное ограничение. Отдельный интерес представляет собой кэВная область, так как имеются указания на космический сигнал распада стерильного нейтрино темной материи в этой области [12], а также теоретическое обоснование с помощью ГэВных стерильных нейтрино не только нейтринных осцилляций, но также и барионной асимметрии вселенной [13].

Целью данной работы является оценка ограничений, которые сможет поставить эксперимент DUNE на параметры стерильных нейтрино, прежде всего смешивание с активными нейтрино и массы. В первой части будут кратко описаны существенные для эксперимента аспекты физики стерильных нейтрино. Во второй части обсуждаются свойства стерильных нейтрино, позволяющие обнаружить их в ускорительных экспериментах, а также устройство и результаты существующих экспериментов по их поиску. Далее описываются ключевые моменты самого эксперимента DUNE, затем оценка чувствительности эксперимента к сигналам происходящим от стерильных нейтрино. В конце статьи приводятся заключение и

список используемой литературы.

## 1. ФИЗИКА СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО

Физика стерильных нейтрино в первую очередь определяется их смешиванием с активными нейтрино, а также масштабом их масс. Число стерильных нейтрино также играет важную роль в предсказании их свойств. Например, осцилляции нейтрино могут объясняться введением лишь двух стерильных нейтрино, однако в данном варианте легчайшее активное нейтрино должно быть безмассовым. В данной работе отсутствует строгая привязка к модели стерильных нейтрино, но подразумевается существование стерильного нейтрино в ГэВной области, взаимодействующего с активными нейтрино.

За счет ненулевого смешивания с активными нейтрино, стерильные нейтрино могут рождаться в распадах тяжелых частиц СМ. Там где это кинетически возможно они будут заменять активные нейтрино в стандартных продуктах распада таких частиц, что было рассчитано, например, в Приложении [13]. Для нас же просто важен факт, что большой процент каналов рождения стерильных нейтрино составляют двухчастичные распады (в меньшей степени, трехчастичные распады), более подробно мы это обсуждаем в Части 4.

В Приложении [13] также рассчитаны и различные двух и трехчастичные каналы распада стерильных нейтрино, которые будут интересовать нас в дальнейшем.

Двухчастичные распады [13]:

$$\Gamma(N \rightarrow \pi^0 \nu_\alpha) = \frac{|U_\alpha|^2}{32\pi} G_F^2 f_\pi^2 M_N^3 \left(1 - \frac{M_\pi^2}{M_N^2}\right)^2 \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(N \rightarrow H^+ l_\alpha^-) &= \frac{|U_\alpha|^2}{16\pi} G_F^2 |V_H|^2 f_H^2 M_N^3 \left(\left(1 - \frac{M_l^2}{M_N^2}\right)^2 - \frac{M_H^2}{M_N^2} \left(1 + \frac{M_l^2}{M_N^2}\right)\right) \times \\ &\times \sqrt{\left(1 - \frac{(M_H - M_l)^2}{M_N^2}\right) \left(1 - \frac{(M_H + M_l)^2}{M_N^2}\right)} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\Gamma(N \rightarrow \eta \nu_\alpha) = \frac{|U_\alpha|^2}{32\pi} G_F^2 f_\eta^2 M_N^3 \left(1 - \frac{M_\eta^2}{M_N^2}\right)^2 \quad (4)$$

$$\Gamma(N \rightarrow \eta' \nu_\alpha) = \frac{|U_\alpha|^2}{32\pi} G_F^2 f_{\eta'}^2 M_N^3 \left(1 - \frac{M_{\eta'}^2}{M_N^2}\right)^2 \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(N \rightarrow \rho^+ l_\alpha^-) &= \frac{|U_\alpha|^2}{8\pi} \frac{g_\rho^2}{M_\rho^2} G_F^2 |V_{ud}|^2 M_N^3 \times \\ &\times \left(\left(1 - \frac{M_l^2}{M_N^2}\right)^2 + \frac{M_\rho^2}{M_N^2} \left(1 + \frac{M_l^2 - 2M_\rho^2}{M_N^2}\right)\right) \times \\ &\times \sqrt{\left(1 - \frac{(M_\rho - M_l)^2}{M_N^2}\right) \left(1 - \frac{(M_\rho + M_l)^2}{M_N^2}\right)} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\Gamma(N \rightarrow \rho^0 \nu_\alpha) = \frac{|U_\alpha|^2}{16\pi} \frac{g_\rho^2}{M_\rho^2} G_F^2 M_N^3 \left(1 + 2 \frac{M_\rho^2}{M_N^2}\right) \left(1 - \frac{M_\rho^2}{M_N^2}\right)^2, \quad (7)$$

где  $G_F$  это константа Ферми,  $f_\eta = 0.63 f_\pi$ ,  $f_{\eta'} = -0.73 f_\pi$  [14],  $g_\rho = 0.162 \text{ GeV}^2$  [15],  $V$  это СКМ-матрица. В этих формулах участвует только одно стерильное нейтрино массы  $M_N$ , смешивающееся с активными нейтрино  $\nu_\alpha$  с углом смешивания  $U_\alpha = \frac{v}{\sqrt{2}} M_N^{-1} \hat{Y}_\alpha$ . Для упрощения оценок в дальнейшем мы часто будем считать что стерильное нейтрино смешивается только с одним активным нейтрино. Массы лептонов  $M_e = 0.511 \text{ МэВ}$ ,  $M_\mu = 105.67 \text{ МэВ}$ ,  $M_\tau = 1.777 \text{ ГэВ}$ , а также мезонов  $M_\eta = 547.9 \text{ ГэВ}$ ,  $M_\rho = 775.3 \text{ МэВ}$ ,  $M_{\eta'} = 957.8 \text{ МэВ}$  [16]. Остальные константы [16], используемые в формулах выше, приведены в таблице 1.

$H$	$\pi^+$	$K^+$	$D^+$	$D_s$	$B^+$	$B_s$	$B_c$
$f_H, \text{МэВ}$	130.2	155.6	211.9	249	187.1	227.2	480
$V_H$	$V_{ud} = 0.97$	$V_{us} = 0.225$	$V_{cd} = 0.22$	$V_{cs} = 0.995$	$V_{ub} = 0.004$	$V_{us} = 0.225$	$V_{cb} = 0.004$
$M_H, \text{МэВ}$	139.6	493.7	1870	1968.3	5279.3	5366	6275
$\tau_H, \text{нсек}$	26.03	12.38	0.00104	0.0005	0.00164	0.00151	0.0005

Таблица 1.1 – Таблица параметров, связанных с распадами мезонов [16]

Трехчастичные распады [13]:

$$\Gamma(N \rightarrow \nu_\alpha \bar{\nu}_\beta \nu_\beta) = \frac{G_F^2 M_N^5}{192\pi^3} |U_\alpha|^2 \quad (8)$$

$$\Gamma(N \rightarrow l_{\alpha \neq \beta}^- l_\beta^+ \nu_\beta) = \frac{G_F^2 M_N^5}{192\pi^3} |U_\alpha|^2 (1 - 8x_l^2 + 8x_l^6 - x_l^8 - 12x_l^4 \log x_l^2), \quad (9)$$

$$x_l = \frac{\max[M_{l_\alpha}, M_{l_\beta}]}{M_N}$$

$$\begin{aligned} \Gamma(N \rightarrow \nu_\alpha l_\beta^- l_\beta^+) &= \frac{G_F^2 M_N^5}{192\pi^3} |U_\alpha|^2 \left[ (C_1(1 - \delta_{\alpha\beta}) + C_3\delta_{\alpha\beta}) \times \right. \\ &\times \left. (1 - 14x_l^2 - 2x_l^4 - 12x_l^6) \sqrt{1 - 4x_l^2} + 12x_l^4(x_l^4 - 1)L \right) + \\ &+ 4(C_2(1 - \delta_{\alpha\beta}) + C_4\delta_{\alpha\beta}) \times \left. (x_l^2(2 + 10x_l^2 - \right. \\ &\left. - 12x_l^4) \sqrt{1 - 4x_l^2} + 6x_l^4(1 - 2x_l^2 + 2x_l^4)L \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$L = \log \left[ \frac{1 - 3x_l^2 - (1 - x_l^2)\sqrt{1 - 4x_l^2}}{x_l^2(1 + \sqrt{1 - 4x_l^2})} \right], \quad x_l \equiv \frac{M_l}{M_N}$$

и

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{1}{4}(1 - 4\sin^2 \theta_w + 8\sin^4 \theta_w), \quad C_2 = \frac{1}{2}\sin^2 \theta_w(2\sin^2 \theta_w - 1), \\ C_3 &= \frac{1}{4}(1 + 4\sin^2 \theta_w + 8\sin^4 \theta_w), \quad C_4 = \frac{1}{2}\sin^2 \theta_w(2\sin^2 \theta_w + 1). \end{aligned}$$

На графиках 1 – 8 построены вклады конкретных видов распада стерильных нейтрино в суммарную ширину, полученных по формулам выше, в зависимости от массы стерильного нейтрино. Из этих графиков видно, что двухчастичные наборы

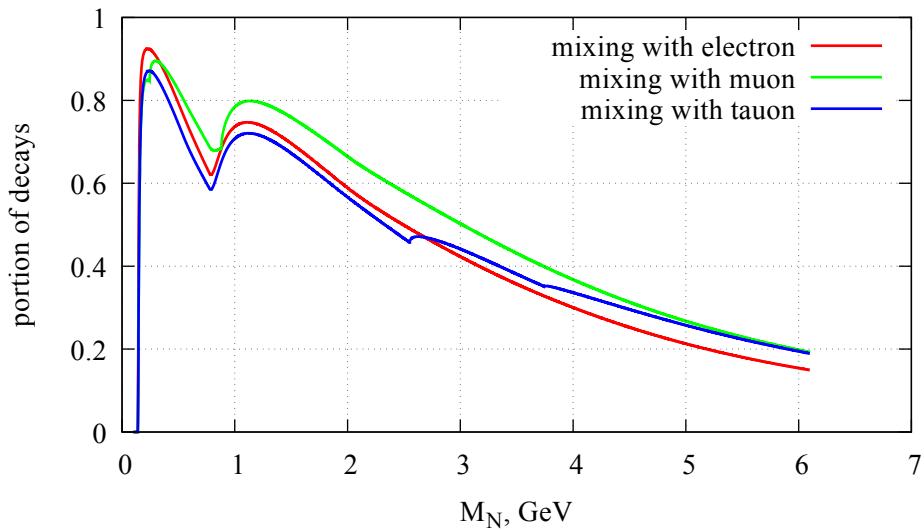


Рисунок 1 – График зависимости суммарного вклада двухчастичных распадов стерильных нейтрино в общую ширину распада в зависимости от их массы. Различные кривые соответствуют случаю смешивания стерильного нейтрино только с электронным нейтрино (красный), только с мюонным нейтрино (зеленый), только с  $\tau$ -нейтрино (синий).

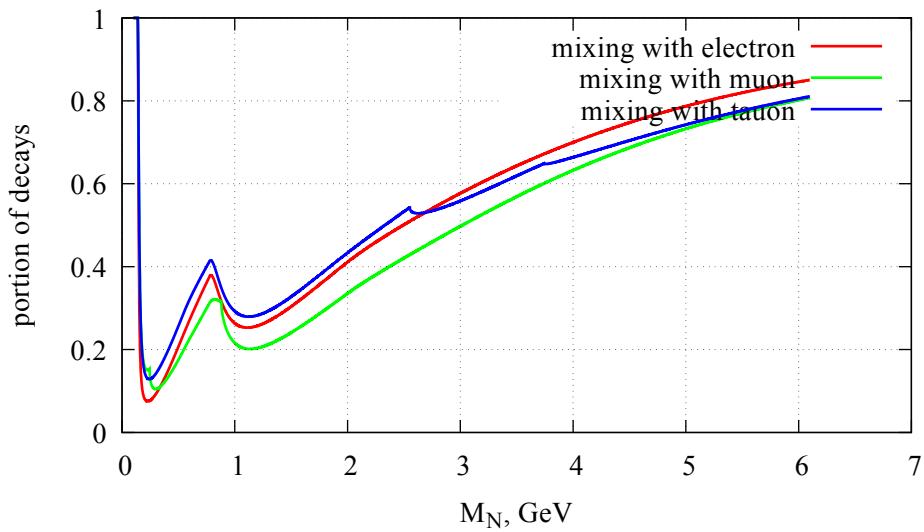


Рисунок 2 – График зависимости суммарного вклада трехчастичных распадов стерильных нейтрино в общую ширину распада в зависимости от их массы. Различные кривые соответствуют случаю смешивания стерильного нейтрино только с электронным нейтрино (красный), только с мюонным нейтрино (зеленый), только с  $\tau$ -нейтрино (синий).

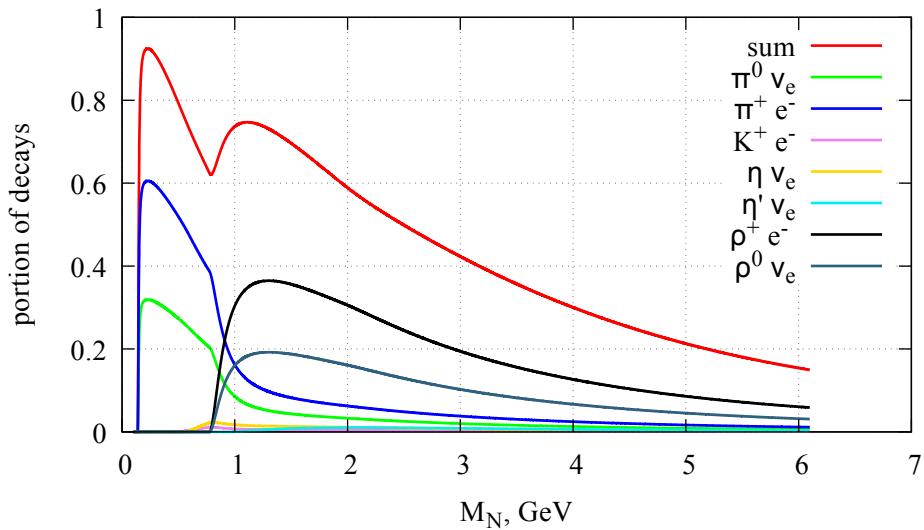


Рисунок 3 – График зависимости вклада конкретных двухчастичных мод распада стерильного нейтрино в общую ширину распада в зависимости от его массы. Различные кривые соответствуют разным модам распада. Стерильное нейтрино смешивается только с электронным нейтрино.

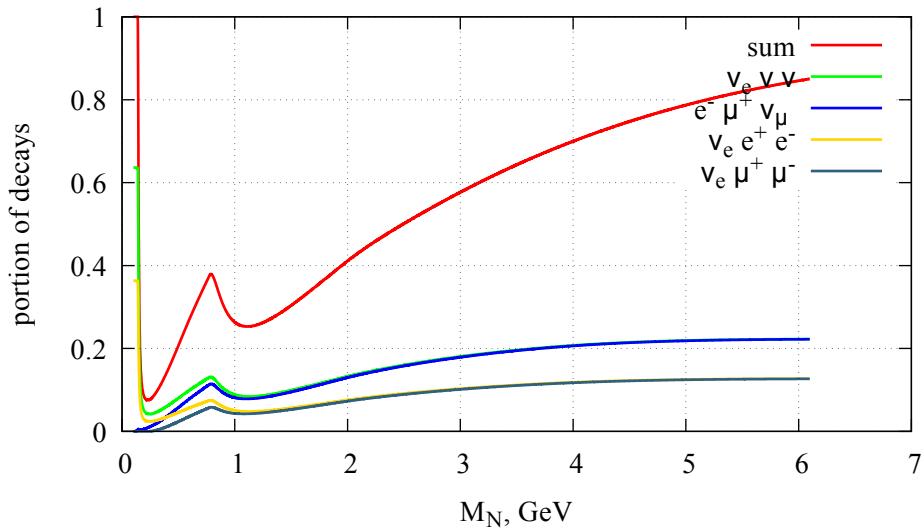


Рисунок 4 – График зависимости вклада конкретных трехчастичных мод распада стерильного нейтрино в общую ширину распада в зависимости от его массы. Различные кривые соответствуют разным модам распада. Стерильное нейтрино смешивается только с электронным нейтрино.

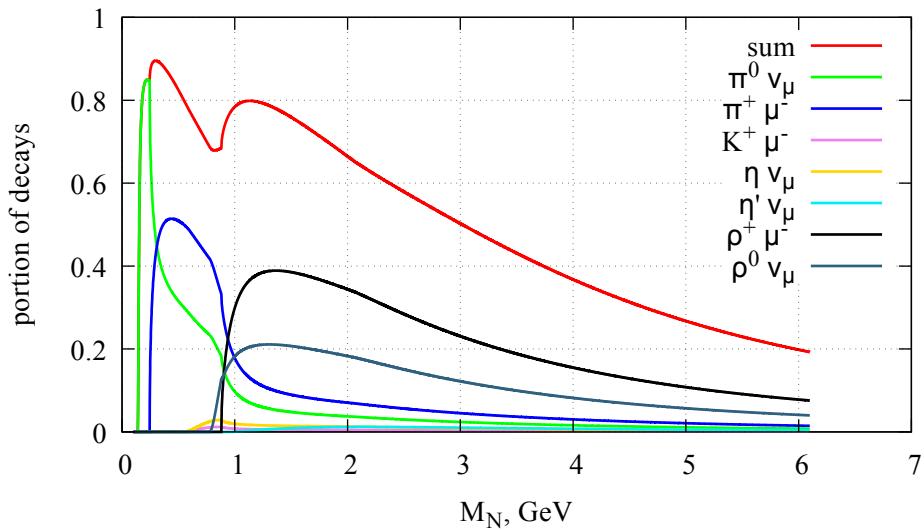


Рисунок 5 – График зависимости вклада конкретных двухчастичных мод распада стерильного нейтрино в общую ширину распада в зависимости от его массы. Различные кривые соответствуют разным модам распада. Стерильное нейтрино смешивается только с мюонным нейтрино.

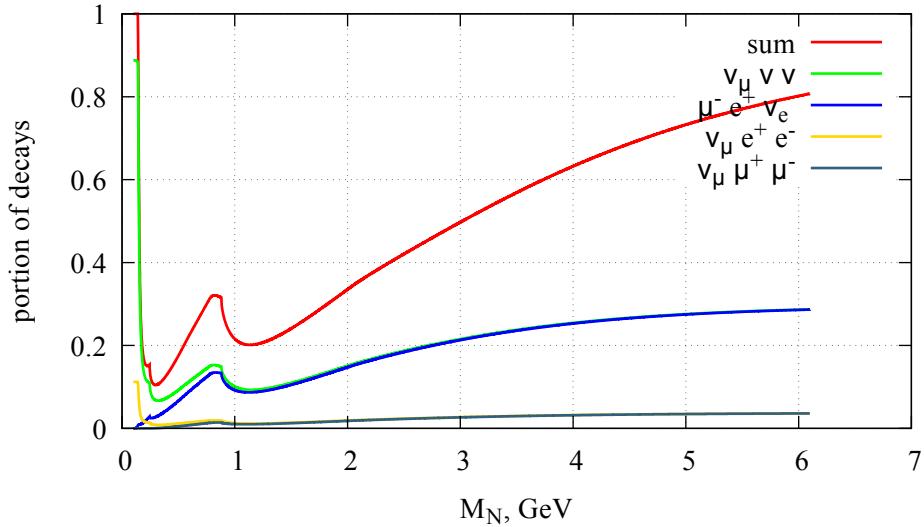


Рисунок 6 – График зависимости вклада конкретных трехчастичных мод распада стерильного нейтрино в общую ширину распада в зависимости от его массы. Различные кривые соответствуют разным модам распада. Стерильное нейтрино смешивается только с мюонным нейтрино.

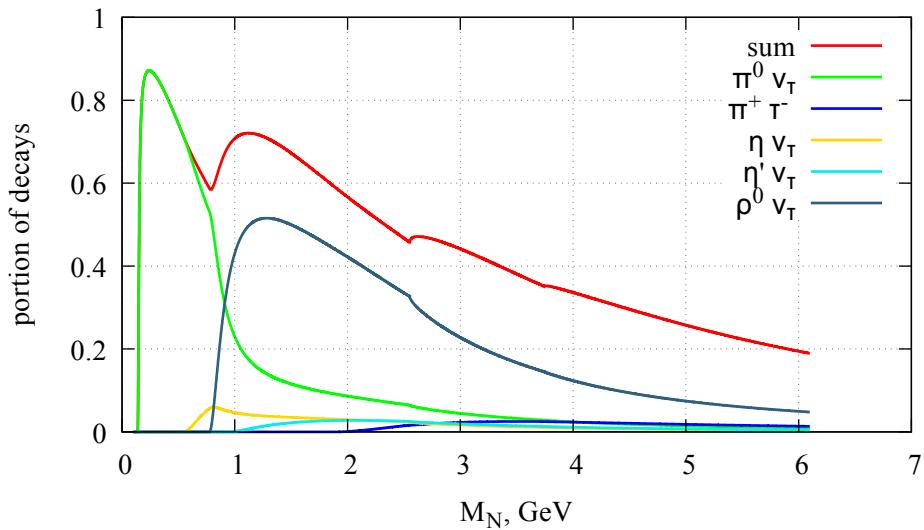


Рисунок 7 – График зависимости вклада конкретных двухчастичных мод распада стерильного нейтрино в общую ширину распада в зависимости от его массы. Различные кривые соответствуют разным модам распада. Стерильное нейтрино смешивается только с  $\tau$  - нейтрино.

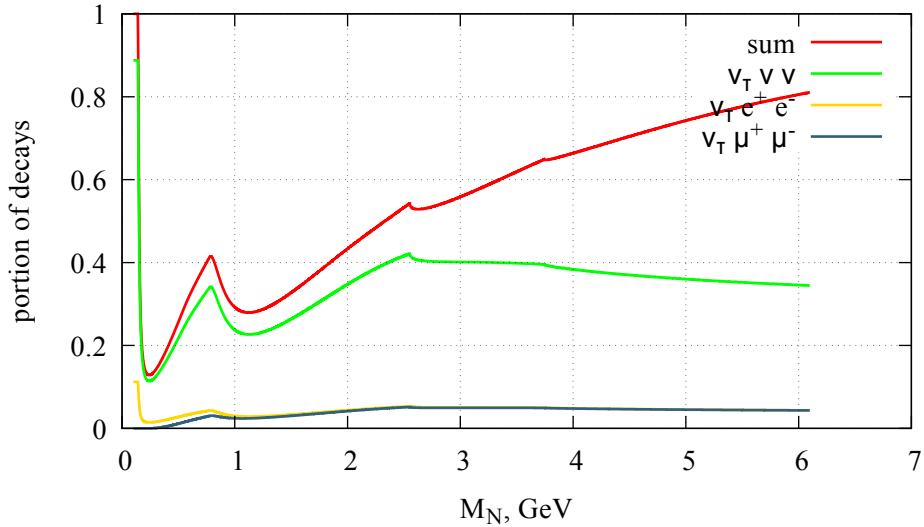


Рисунок 8 – График зависимости вклада конкретных трехчастичных мод распада стерильного нейтрино в общую ширину распада в зависимости от его массы. Различные кривые соответствуют разным модам распада. Стерильное нейтрино смешивается только с  $\tau$  - нейтрино.

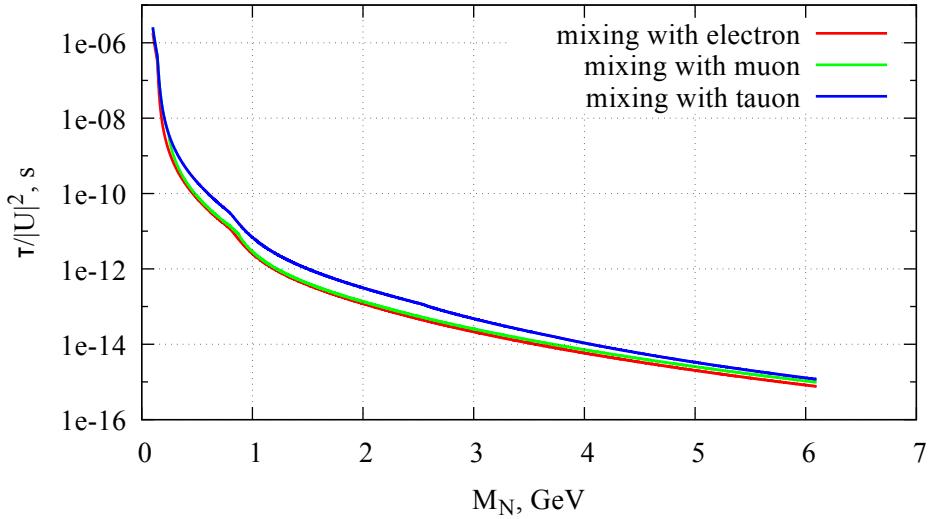


Рисунок 9 – График зависимости отношения времени жизни стерильного нейтрино к квадрату его угла смешиивания с активным нейтрино. Различные кривые соответствуют случаю смешиивания стерильного нейтрино только с электронным нейтрино (красный), только с мюонным нейтрино (зеленый), только с  $\tau$  - нейтрино (синий).

доминируют в области масс (150 – 400 МэВ). Это наблюдение, а также то как конкретные моды распада могут (или не могут) наблюдаться в эксперименте DUNE мы обсуждаем в Части 4.

На графике 9 показаны рассчитанные по формулам (2) – (10) отношения времени жизни стерильного нейтрино к квадрату их углов смешиивания с активным нейтрино.

Рождение стерильных нейтрино в двухчастичных распадах мезонов описывается формулой [13]:

$$Br(H^+ \rightarrow l^+ N) = \tau_H \frac{G_F^2 M_N^2 M_H f_H^2}{8\pi} |V_H|^2 |U_\alpha|^2 \left( 1 - \frac{M_N^2}{M_H^2} + 2 \frac{m_l^2}{M_H^2} + \frac{m_l^2}{M_N^2} \times \right. \\ \left. \times \left( 1 - \frac{m_l^2}{M_H^2} \right) \right) \sqrt{\left( 1 + \frac{M_N^2}{M_H^2} - \frac{m_l^2}{M_H^2} \right)^2 - 4 \frac{M_N^2}{M_H^2}} \quad (11)$$

Эти каналы рождения занимают особую роль в дальнейших оценках, более по-

дробно это обсуждается в Части 4.1.

Так как на сегодняшний день отсутствуют случаи прямого наблюдения стерильных нейтрино, то это накладывает ограничение сверху на смещивание в областях масс стерильных нейтрино, уже исследовавшихся в экспериментах [2–6], что приведено на Рис. 18.

## 2. СПОСОБЫ ПОИСКА СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО

Основным способом поиска стерильных нейтрино, конечно, является прямой их поиск в упомянутых во Введении экспериментах и экспериментах, подобных им.

Этот способ не исключителен для стерильных нейтрино, но является общим для любых частиц Новой Физики, достаточно сильно взаимодействующими с частицами СМ. За счет наличия взаимодействия с частицами СМ существует ненулевая вероятность родить новую частицу в экспериментах, достигающих энергий порядка массы новой частицы и выше. Конкретика способов рождения и мод распада зависит от модели взаимодействия с частицами СМ, для стерильных нейтрино это рассмотрено в Части 1. Если новые частицы регулярно рождаются в ходе эксперимента, а затем распадаются в области детектора, то, по достижении определенного уровня статистики, продукты их распада будут образовывать характерный для этой частицы пик на картине сигналов в детекторе. Отделение таких событий от фона должно учитывать специфики конкретного эксперимента, для эксперимента DUNE это будет сделано в Части 4.

Дополнительные возможности поиска следуют из роли, которую стерильные нейтрино могут играть во вселенной. Например, стерильные нейтрино с массой в несколько кэВ могут быть кандидатом частицы темной материи [12]. Регистрация рентгеновского сигнала из космоса, производимого распадом стерильного нейтрино, могло бы являться дополнительной возможностью изучить свойства подобных частиц.

Помимо прямых наблюдательных ограничений на свойства стерильных нейтрино, также существуют космологические ограничения. Одним из основных таких ограничений является соотношения концентраций элементов Первичного Нуклеосинтеза (ПНС). “Впрыскивание” продуктов распада стерильных нейтрино во

время ПНС приводит к изменению этих соотношений по сравнению с продуктами СМ, что существенно ограничивает свободу изменения параметров стерильных нейтрино. На данный момент закрытыe таким образом области параметров лежат много ниже текущих ограничений из прямого поиска. Модификации модели взаимодействия стерильных и активных нейтрино могут привести к серьезному изменению оценки подобных космологических ограничений, что повышает значимость моделенезависимых ограничений.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТ DUNE

Главной задачей, поставленной перед экспериментом DUNE, является определение параметров активных нейтрино с рекордно высокой точностью. Для достижения этой цели планируется получить до сих пор небывалый поток высокоэнергичных нейтрино, направляя пучки протонов из ускорителя (предполагаемая энергия до 120 ГэВ) на неподвижную мишень. Впоследствии планируется наблюдать продукты взаимодействия нейтрино с веществом ближнего и дальнего детекторов, расположенных на расстоянии 574 м и 1300 км от мишени, соответственно, и оптимизированных для установления свойств нейтрино СМ. Протонный пучок планируется получать на ускорителе Fermilab, необходимые постройки, относящиеся к источнику этих протонов, мишени и ближнему детектору, строятся там же. Дальний детектор планируется установить в Sanford Underground Research Facility (SURF).

Важные параметры пучка протонов приведены в таблице 3.

Энергия протонов пучка	120 ГэВ
Длительность взаимодействия с мишенью	$1.0 \times 10^{-5}$ секунд
Число ударов протонов о мишень в год	$1.1 \times 10^{21}$
Время одного цикла	1.2 секунды

Таблица 3.1 – Таблица характеристик протонного пучка.

После взаимодействия пучка протонов с веществом мишени получившиеся вторичные частицы будут пролетать трубу длиной 221 м, в которой будут происходить распады этих вторичных частиц. Основным источником активных нейтрино будут пионы. В конце трубы стоит поглотитель, после чего нейтрино будут лететь сквозь толщу камня, пока не долетят до ближнего детектора, расположенного на оси распространения нейтрино. План построек Fermilab, связанных с экс-

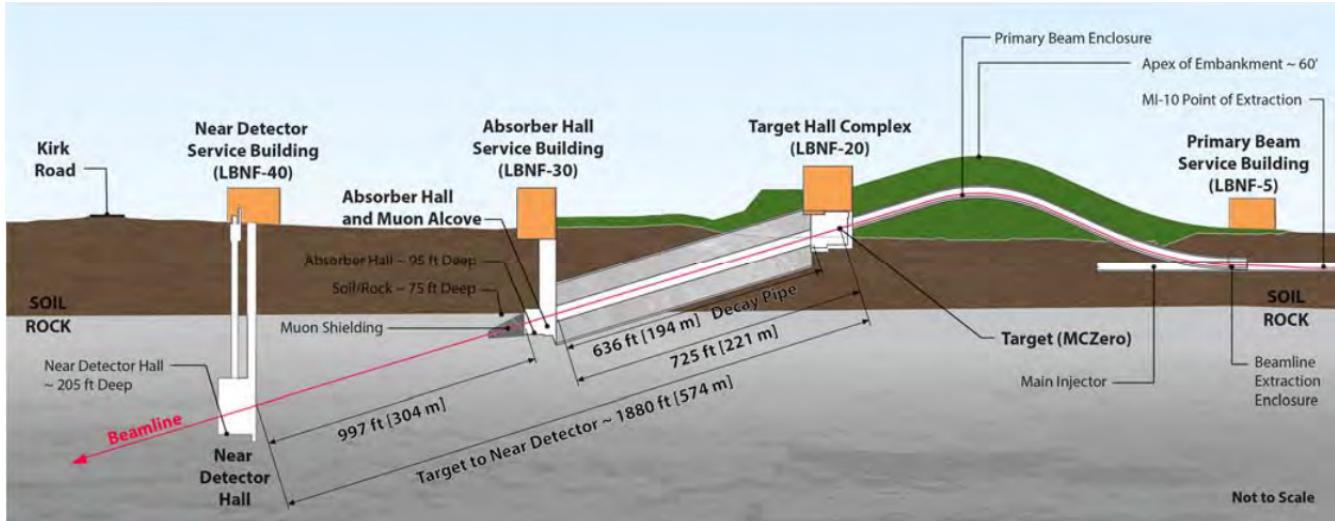


Рисунок 10 – План расположения построек зала с мишенью, ближнего детектора и проч., взятый из [10].

периментом DUNE предоставлен на Рис. 10.

В дальнейшем рассмотрении большое значение будет играть устройство ближнего детектора, как геометрические характеристики места установки детектора, так и его устройство (см. Рис. 11 и 13 соответственно).

Детектор представляет из себя несколько “слоев” различных измерительных приборов. Самым внешним является “мюонный определитель”, заточенный на отделение событий, связанных с мюонами, от адронных каскадов. Вслед за ним стоит электромагнитный калориметр, определяющий энергию влетевших частиц: фотонов, электронов, пионов. Центральная часть детектора – трубочный трэкер, заключенный между обкладками мощного магнита. Помимо распознавания заряда частиц по отклонению в магнитном поле, с помощью удельного выделения энергии на ионизацию вещества детектора планируется уметь распознавать друг от друга пионы, каоны, протоны. Важные для этой работы характеристики детектора приведены в таблице 3 [11].

После прохождения ближнего детектора нейтрино будут снова лететь сквозь

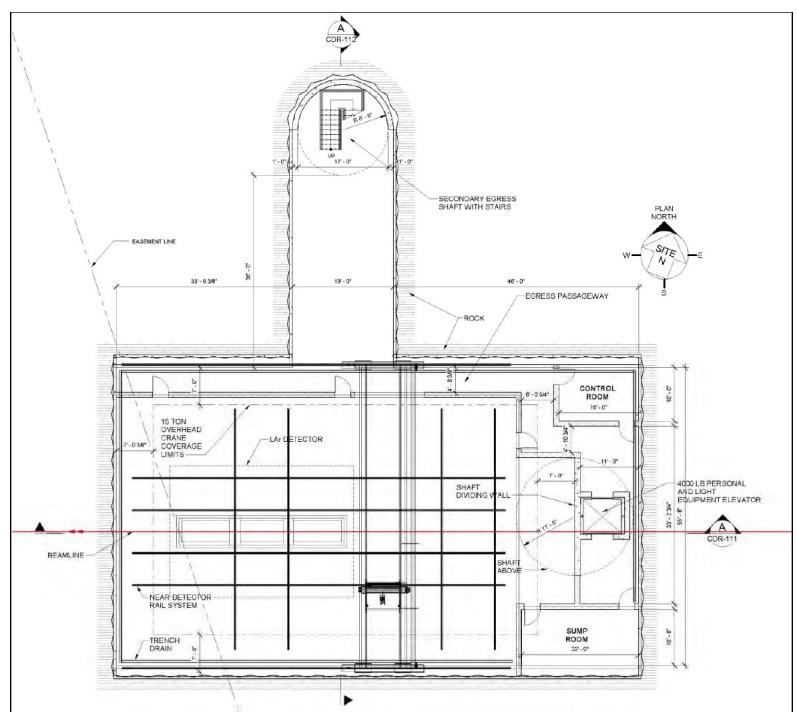
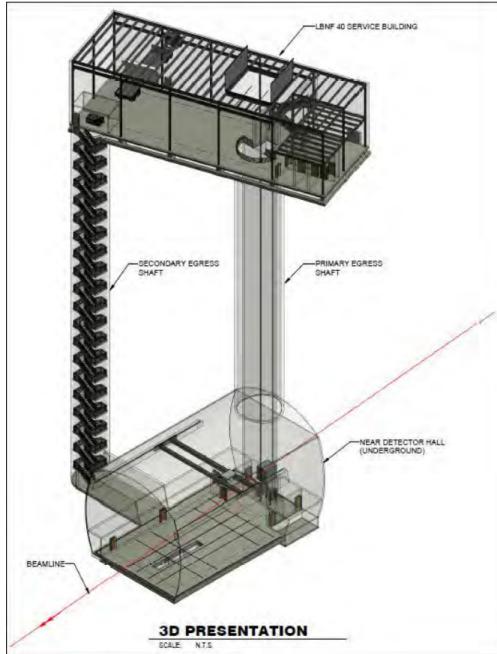


Рисунок 11 – Смоделированная

3D модель зала ближнего детекто-  
тора, взятая из [10].

Рисунок 12 – План зала ближнего детектора, взя-  
тый из [10].

Средняя плотность	$\rho \sim 0.1 \text{ г/см}^3$
Объем детектора	$3.5 \text{ м} \times 3.5 \text{ м} \times 6.4 \text{ м}$
Угловое разрешение	2 мрад
Время существования трека	120 нс
Предполагаемое число взаимодействий нейтри- но с веществом детектора за цикл	1.5

Таблица 3.2 – Таблица характеристик детектора.

толщу земли точно по направлению к дальнему детектору. Однако для данной работы устройство дальнего детектора представляет малый интерес, т.к. вероятность стерильных нейтрино попасть ровно в дальний детектор и распасться в нем пренебрежимо мала в сравнении с ближним детектором.

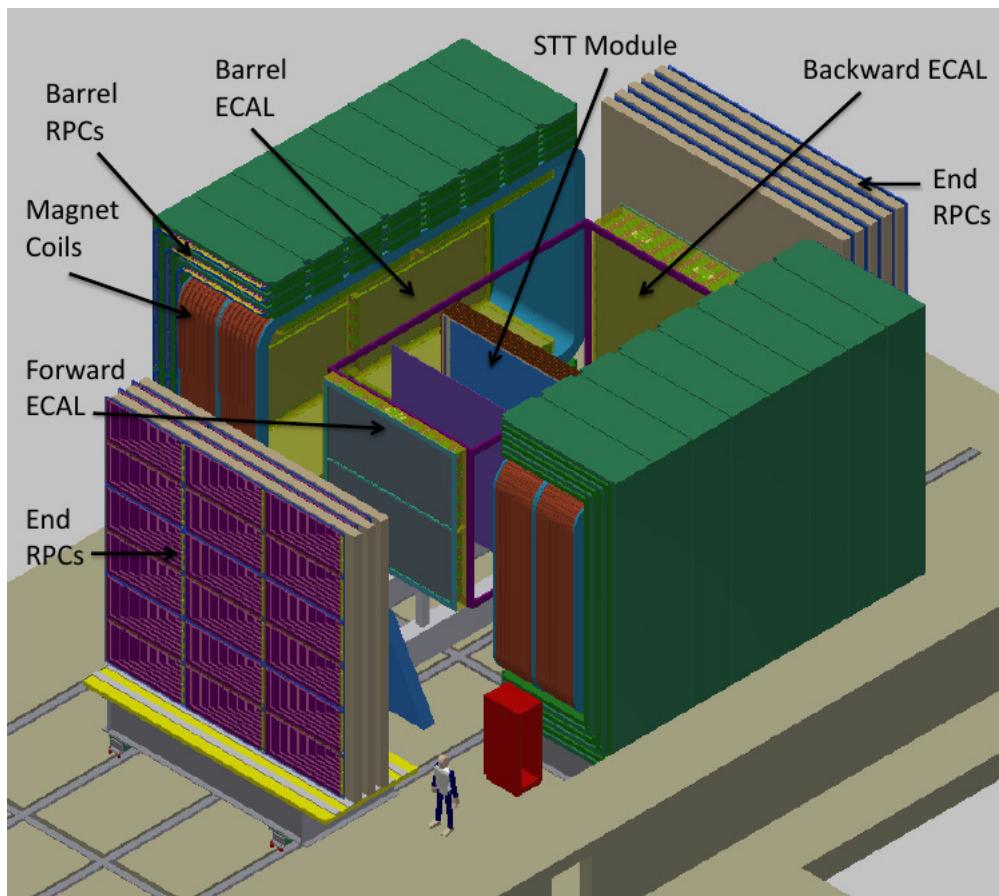


Рисунок 13 – План устройства ближнего детектора, взятый из [11].

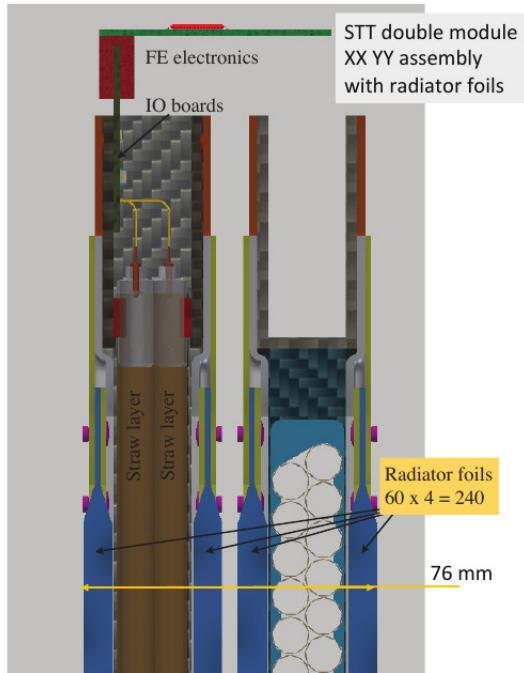


Рисунок 14 – Устройство отдельно взятого модуля трэкера, взятое из [11].

## 4. ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО РЕГИСТРАЦИИ СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО С ПОМОЩЬЮ БЛИЖНЕГО ДЕТЕКТОРА DUNE

Прежде всего стоит установить, какие сигналы ближнего детектора стоит интерпретировать как следы распада стерильных нейтрино.

Мы предполагаем, что стерильные нейтрино рождаются в распадах тяжелый мезонов: прежде всего  $D, D_s, B, B_s, B_c$ . Достаточно легкие стерильные нейтрино могут также рождаться в распадах  $K$ -мезонов.

Эти короткоживущие мезоны могут появляться преимущественно лишь как продукты взаимодействия первичного протонного пучка с веществом мишени. Энергия этих мезонов оценивается в среднем как энергия протонов в пучке  $E_p$ , деленная на количество продуктов реакции взаимодействия с мишенью  $M_{pp}$ . Для энергии 120 ГэВ  $M_{pp} = 11$  [13]: средняя энергия мезонов  $120 \text{ ГэВ} / 11 = 11 \text{ ГэВ}$ . Когда эти мезоны в свою очередь распадаются (не успев пролететь существенного расстояния), родившиеся в двухчастичных распадах стерильные нейтрино в среднем имеют продольный импульс 5 ГэВ. Трехчастичные распады дают стерильным нейтрино непрерывный спектр на чуть меньших энергиях. Заметим, что неопределенность в энергии стерильных нейтрино не дает серьезной ошибки в оценку чувствительности эксперимента, что обсуждается ниже в Части 4.1. Таким образом геометрически стерильные нейтрино рождаются в области непосредственно за мишенью с продольным импульсом порядка 5 ГэВ. Легкие стерильные нейтрино могут рождаться в распадах относительно долгоживущих К-мезонов, пролетающих значительное расстояние прежде чем они распадаются, уменьшая расстояние от места рождения стерильных нейтрино до детектора. Однако это лишь повысит чувствительность эксперимента относительно нашей консервативной оценки.

Чтобы стерильные нейтрино в среднем “попадали” в детектор, подходит простое геометрическое соображение: отношение средней поперечной скорости

(импульса  $\langle p_T^N \rangle$ ) стерильного нейтрино к средней скорости стерильного нейтрино вдоль оси распространения (импульса  $\langle p_L^N \rangle$ ) должно не превышать отношения половины ширины детектора ( $\Delta l_T = 1.75$  м) к расстоянию от места рождения нейтрино до детектора ( $l = 574$  м). Для оценки поперечного импульса стерильных нейтрино, попадающих на детектор мы в итоге имеем:  $\frac{\langle p_{T_{crit}}^N \rangle}{\langle p_L^N \rangle} < 3.1 \times 10^{-3}$ . Сделаем оценку поперечного импульса стерильных нейтрино для двухчастичных распадов мезона  $H^+ \rightarrow l^+ N$ , где  $H^+ \in \{K^+, D^+, B^+\}$ , которые мы будем считать основными. Мы имеем соотношение:

$$\langle p_{T_{max}}^N \rangle = \frac{M_H}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{(M_N + M_l)^2}{M_H^2}\right) \left(1 - \frac{(M_N - M_l)^2}{M_H^2}\right)}.$$

То, какая часть  $\zeta_H$  стерильных нейтрино будет попадать в детектор, определяется следующим образом:

$$\zeta_H = \left( \frac{2 \langle p_{T_{crit}}^N \rangle}{\pi \langle p_L^N \rangle} \frac{\langle p^N(H^+ \rightarrow l^+ N) \rangle}{\langle p_{T_{max}}^N(H^+ \rightarrow l^+ N) \rangle} \right)^2. \quad (12)$$

Оценку необходимо брать в квадрате, так как есть аксиальная симметрия.

Заметим, что именно по геометрическим соображениям дальний детектор, расположенный на расстоянии 3500 км от мишени не подходит для определения свойств стерильных нейтрино.

Таким образом, мы считаем что стерильные нейтрино подлетают к ближнему детектору практически параллельно оси распространения с импульсом порядка 5 ГэВ. Можно заметить, что массивные стерильные нейтрино летят до детектора дальше практически безмассовых активных нейтрино. Однако очевидно, что эта задержка будет много меньше самого времени полета активных нейтрино от мишени к детектору ( $574$  м /  $3 \times 10^8$  м/с =  $1.91$  мкс). В то же время продолжительность потока нейтрино сравнима с продолжительностью бомбардировки мишени протонами, что составляет 10 мкс. Поэтому разница времен прилета стерильных нейтрино замывается продолжительностью пролета потока активных нейтрино.

## 4.1 Основная оценка чувствительности

Основную оценку чувствительности детектора мы получаем на основе расчета числа событий в детекторе, связанных с распадами стерильных нейтрино [13]:

$$N_N^{decays} = N_{POT} M_{pp} \frac{\Delta l}{\tau_N} \sum_{Q,H} \chi_Q \xi_{Q,H} \zeta_H \frac{M_N}{\langle p_L^N \rangle}, \quad (13)$$

где  $N_{POT} = 1.1 \times 10^{22}$  — количество событий взаимодействия протонов с веществом мишени за 10 лет работы эксперимента,  $M_{pp} = 11$  — количество продуктов реакции взаимодействия с мишенью,  $\Delta l$  — эффективная для поиска стерильных нейтрино длина детектора,  $\tau_N$  это время жизни стерильного нейтрино (см. Рис. 9),  $\langle p_L^N \rangle = 5$  ГэВ — среднее значение продольного импульса стерильного нейтрино,  $M_N$  это масса стерильного нейтрино. Также

$$\chi_Q(E) \equiv \frac{\sigma_{pA \rightarrow Q}(E)}{\sigma_{pA}^{total}(E)} \approx \frac{\sigma_{pp \rightarrow Q}(E)}{\sigma_{pp}^{total}(E)}, \quad (14)$$

обозначает отношение сечений взаимодействия протона пучка энергии  $E$  с материалом мишени  $A$ . Для высоких значений  $E$  эффективно это сводится к взаимодействию с одиночным протоном. Консервативная оценка дает для  $E = 120$  ГэВ [13]:  $\chi_s(E) \sim 1/7$ ,  $\chi_c(E) \sim 10^{-5}$ ,  $\chi_b(E) \sim 10^{-10}$ . Наконец,

$$\xi_{Q,H} \equiv \text{Br}(Q \rightarrow H) \text{Br}(H \rightarrow N\dots), \quad (15)$$

где  $\text{Br}(Q \rightarrow H)$  отвечает относительной доле канала  $Q \rightarrow H$  в адронизации кварка  $Q$ , а  $\text{Br}(H \rightarrow N\dots) \sim |U_\alpha^2|$  это относительная доля каналов распада адрона  $H$  с участием стерильного нейтрино, который мы берем в соответствии с формулой (11). В соответствии с [13] мы имеем:

$$\begin{aligned} \text{Br}(c \rightarrow D^+) &= 0.2 & \text{Br}(c \rightarrow D_0) &= 0.5 & \text{Br}(c \rightarrow D_s) &= 0.15 \\ \text{Br}(b \rightarrow B^+) &= 0.4 & \text{Br}(b \rightarrow B_0) &= 0.4 & \text{Br}(b \rightarrow B_s) &= 0.1 \end{aligned}$$

В изначальной формуле [13] отсутствовал учет геометрии эксперимента, что учитывается в формуле (13) с помощью фактора  $\zeta_H$ .

Таким образом можно оценить общее количество распадов стерильных нейтрино, происходящих в детекторе. Однако не все распады возможно зарегистрировать. Например, один из доминирующих распадов для малых масс стерильного нейтрино ( $M_N < M_\pi$ ) это  $N \rightarrow \nu\bar{\nu}\nu$ . Зарегистрировать такой сигнал практически невозможно. В таком свете распады типа  $N \rightarrow H^+l_\alpha^-$ , описываемые формулой (3) представляют особый интерес. В отличие от всех остальных распадов, включающих в продукты распада слабо регистрируемое активное нейтрино, при измерении параметров продуктов этих распадов можно будет четко восстановить, что они пришли из распада частицы определенной массы.

Для подобных “чистых” распадов мы считаем, что требуется 3 события за время работы детектора, чтобы можно было интерпретировать их как события распадов стерильных нейтрино.

Чтобы зарегистрировать события в трекере должно сработать 6 слоев трубоочного детектора. Каждый модуль трекера толщиной 7.6 см содержит 4 слоя [11]. Всего в ближнем детекторе планируется установить 80 модулей. Кроме того, в каждом модуле установлены радиаторы толщиной в 3.6 см, см. Рис. 14. Они должны служить основной массой детектора, на которой происходят взаимодействия с активными нейтрино. Для наблюдения стерильных нейтрино эта область не подходит, т.к. важно наблюдать момент их распада. Сделаем оценку эффективной длины детектора. Чтобы гарантированно зарегистрировать частицу массой 1 ГэВ и импульсом 5 ГэВ, необходимо чтобы продукты распада стерильного нейтрино пролетели 6 слоев трекера после того, как они разлетелись на диаметр 1 трубки (1 см). Тривиальное вычисление приводит к оценке "мертвой" зоны дальней части детектора в 21 см. Мертвая зона радиаторов составляет 2.88 м. Таким образом эффективная длина детектора становится 3.31 м вместо 6.4 м.

Оценка чувствительности детектора к  $|U|^2$  из формулы 13 приведена на Рис. 15. Следует заметить, что это лишь оценка и кривые должны лежать несколько вы-

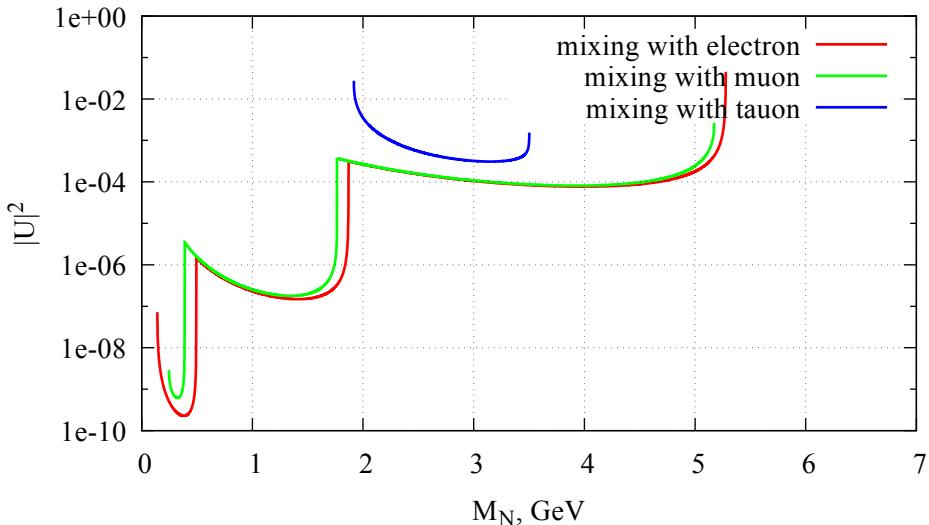


Рисунок 15 – График зависимости чувствительности эксперимента DUNE к “чистым” каналам распада стерильных нейтрино от массы стерильного нейтрино. Мерой регистрации выбрано 3 события за 10 лет работы детектора.

ше, т.к. существует неопределенность энергий продуктов распада. В особенности это касается случая  $\tau$  лептона, т.к. он быстро распадается с рождением неуловимого  $\tau$ -нейтрино.

Следует заметить, что остальные распады (помимо трех нейтринного) также можно использовать для поиска стерильных нейтрино. Однако для них имеется фон от событий активных нейтрино ( $N$  событий). Чтобы учесть этот фон, количество событий распада стерильного нейтрино должно превышать  $\sqrt{N}$ .  $\eta$ -мезон,  $\eta'$ -мезон и  $\rho$ -мезоны распадаются преимущественно в пионы, регистрируемые в детекторе, а также фотоны.

Для мюонного нейтрино при  $N_{POT} = 1 \times 10^{20}$  сделано моделирование [9] количества различных видов реакций. Число событий, рождающих пионы, которые возможно неверно интерпретировать как пионы, рожденные в распадах стерильных нейтрино, оценивается в  $\bar{N}_{background} = 60000$ . Учитывая, что  $N_{POT}$  в наших расчетах в 110 раз больше то  $N_{background} = 110\bar{N}_{background}$ , и число распа-

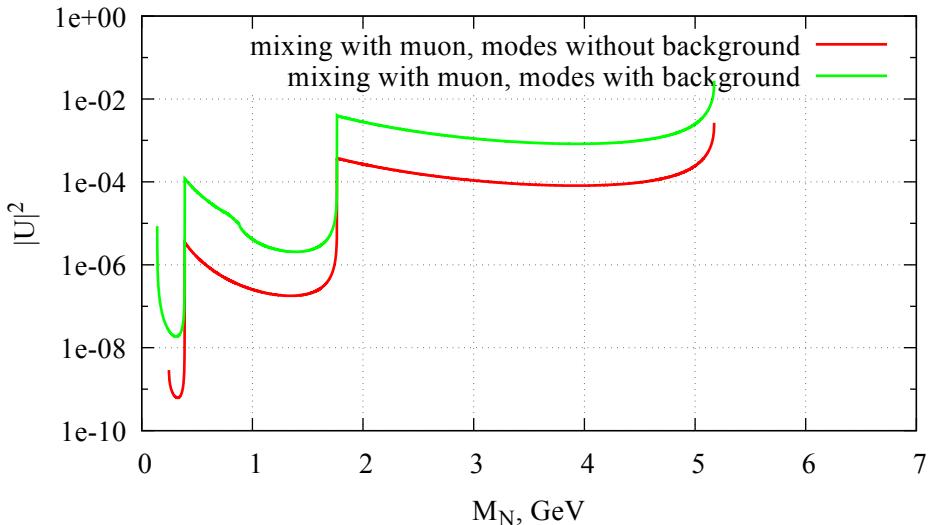


Рисунок 16 – Сравнительный график зависимости чувствительности эксперимента DUNE к “чистым” каналам распада стерильных нейтрино и каналам распада, имеющим фон, от массы стерильного нейтрино.

дов нейтрино для четкой регистрации должно превышать  $\sqrt{N_{background}} = 2570$ . Сравнительный график метода с фоном и “чистого” метода приведен на Рис. 16. Данная оценка весьма консервативна и, в частности, не учитывает разности в энергиях пионов, рожденных в распадах стерильных нейтрино, и пионов, рожденных во взаимодействии активных нейтрино с веществом детектора. Более подробно мы обсуждаем это в Части 4.2.

Аналогичным образом можно использовать мюоны и электроны, рожденные в распадах стерильных нейтрино, однако фон для этих частиц получается еще более высоким, чем для пионов.

Вся область, лежащая выше указанных кривых будет закрыта вплоть до значений смешивания, когда распады стерильных нейтрино будут идти достаточно интенсивно, чтобы по большей части распадаться не долетая до детектора.

## 4.2 Дополнительные возможности оценки чувствительности

Первая дополнительная возможность оценки чувствительности детектора DUNE к смешиванию стерильных нейтрино с активными связана со свойством трэкера регистрировать потери энергии частицы на ионизацию вещества детектора. За счет этого возможно идентифицировать различные частицы [11], как это показано на Рис. 17. В полученном распределении уже заложено предполагаемое число частиц разного типа соответствующих энергий. Однако распады стерильных нейтрино приведут к “впрыскиванию” дополнительного количества частиц энергии порядка половины импульса стерильного нейтрино (для двухчастичных распадов), что приведет к изменению ожидаемой картины. Впрочем, как видно из Рис. 17, частицы высоких энергий мало различимы друг от друга, а мы предполагаем у продуктов распада стерильных нейтрино импульс порядка 2.5 ГэВ. Такие рассуждения, тем не менее, продуктивны для относительно медленных стерильных нейтрино, рождающихся в трехчастичных распадах, и могут быть использованы. Однако подобные малые эффекты сильно зависят от пока обсуждаемых в коллаборации DUNE параметров детектора, и потому их исследование выходит за рамки данной работы.

Другой возможностью является то отличие стерильных нейтрино от обычных, что мы детектируем не результат их взаимодействия с веществом, а их распад. За счет этого существует ненулевая возможность распада нейтрино в области перед детектором. Из Рис. 11 видно, что перед детектором будет как минимум 3.3 метра пустого пространства. Однако продукты распада этих стерильных нейтрино будут попадать на внешние слои детектора, такие как мюонный идентификатор и электромагнитный калориметр. За счет этого представляется невозможным достоверно оценить тип этих частиц, и отделить их от случайных продуктов радиоактивного распада или космических лучей. В случае установки дополнительного трекера, детектирующего частицы, налетающие на детектор, появилась бы

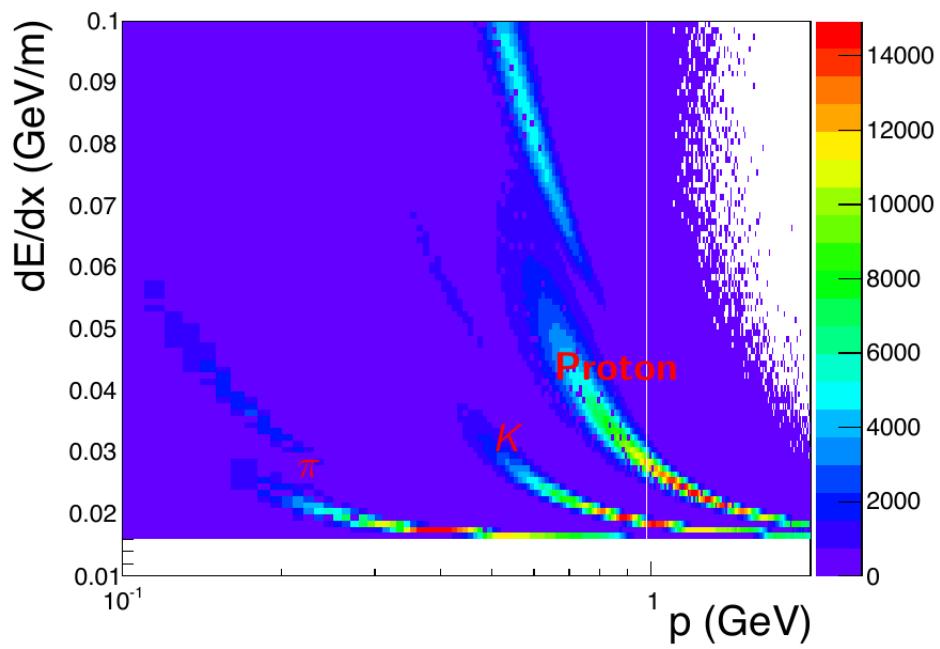


Рисунок 17 – Смоделированные потери на ионизацию разных частиц в ближнем детекторе [11].

возможность учесть распады подобных стерильных нейтрино. На данный момент установка подобного трекера представляется недостаточно обоснованной.

## ВЫВОДЫ

В ходе данной работы были учтены ранее неизвестные параметры эксперимента и использованы более точно измеренные форм-факторы и другие экспериментально измеримые величины по сравнению с предыдущей оценкой. Также были предложены дополнительные способы поиска стерильных нейтрино на ближнем детекторе DUNE. В результате была получена актуальная оценка чувствительности эксперимента DUNE к параметрам стерильных нейтрино.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была проведена оценка чувствительности строящегося эксперимента DUNE к поиску стерильных нейтрино. Был проведен анализ возможности установления свойств стерильных нейтрино различными методами на ближнем детекторе. Оценка, полученная в данной работе менее строгая, по сравнению с прошлой оценкой для чувствительности данного эксперимента (линия LBNE на рис. 18). Это объясняется более тщательной оценкой эффективных размеров детектора, учитывающих детали конфигурации детектора, уточненных с момента проведения прошлой оценки.

Данная работа показывает, что эксперимент DUNE, несмотря на свою заточенность под изучение свойств активных нейтрино, сможет поставить ограничения на параметры стерильных нейтрино, на порядки более строгие чем современные ограничения.

Дальний детектор находится слишком далеко, чтобы давать сколько-нибудь значимые ограничения на значения смешивания активных нейтрино со стерильными, и потому его конфигурация не влияет на чувствительность эксперимента DUNE к свойствам стерильных нейтрино.

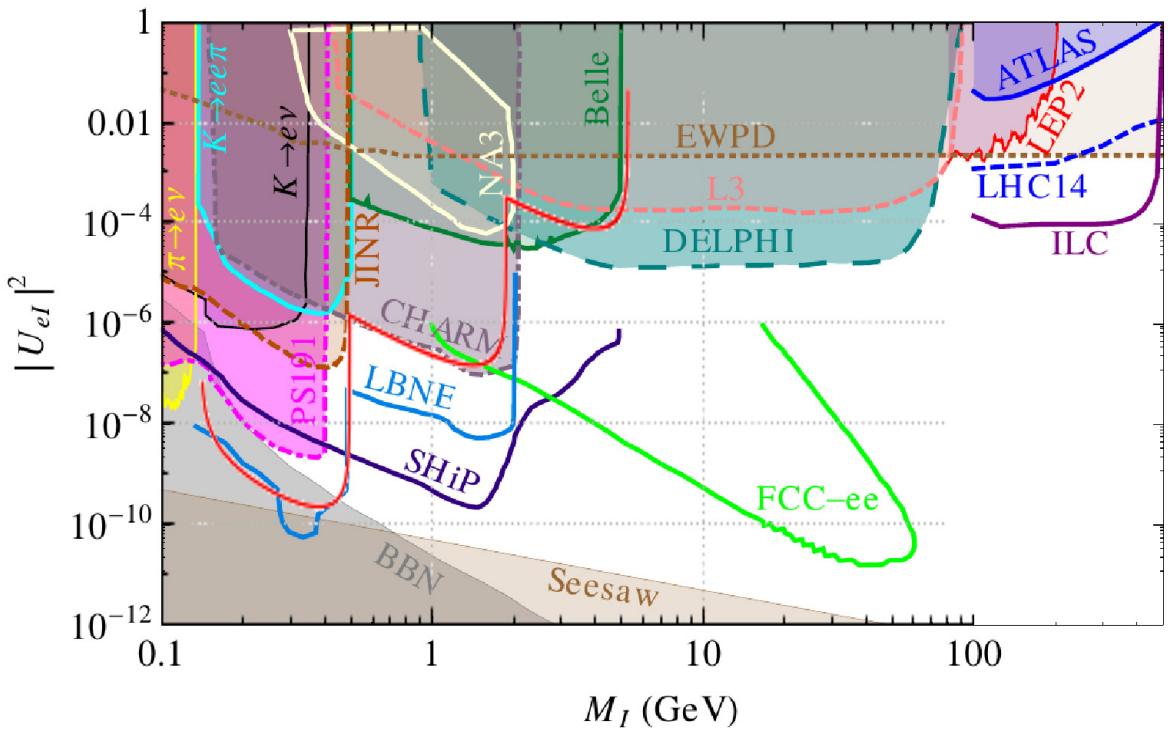


Рисунок 18 – Ограничения некоторых текущих и планирующихся экспериментов на смешивание стерильного нейтрино с электронным [7]. Красная линия соответствует нашему ограничению.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] P. Minkowski, Phys. Lett. **67B** (1977) 421 doi:10.1016/0370-2693(77)90435-X; see also: M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky, Conf. Proc. C **790927** (1979) 315 [arXiv:1306.4669 [hep-th]]; R. N. Mohapatra and G. Senjanovic, Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 912. doi:10.1103/PhysRevLett.44.912
- [2] A. S. Sadovsky *et al.* [OKA Collaboration], arXiv:1709.01473 [hep-ex].
- [3] S. Antusch, E. Cazzato and O. Fischer, Phys. Lett. B **774** (2017) 114 doi:10.1016/j.physletb.2017.09.057 [arXiv:1706.05990 [hep-ph]].
- [4] L. Canetti, M. Drewes and B. Garbrecht, Phys. Rev. D **90** (2014) no.12, 125005 doi:10.1103/PhysRevD.90.125005 [arXiv:1404.7114 [hep-ph]].
- [5] A. V. Artamonov *et al.* [E949 Collaboration], Phys. Rev. D **91** (2015) no.5, 052001 Erratum: [Phys. Rev. D **91** (2015) no.5, 059903] doi:10.1103/PhysRevD.91.059903, 10.1103/PhysRevD.91.052001 [arXiv:1411.3963 [hep-ex]].
- [6] E. Cortina Gil *et al.* [NA62 Collaboration], arXiv:1712.00297 [hep-ex].
- [7] S. Alekhin *et al.*, Rept. Prog. Phys. **79** (2016) no.12, 124201 doi:10.1088/0034-4885/79/12/124201 [arXiv:1504.04855 [hep-ph]].
- [8] R. Acciarri *et al.* [DUNE Collaboration], arXiv:1601.05471 [physics.ins-det].
- [9] R. Acciarri *et al.* [DUNE Collaboration], arXiv:1512.06148 [physics.ins-det].
- [10] J. Strait *et al.* [DUNE Collaboration], arXiv:1601.05823 [physics.ins-det].
- [11] R. Acciarri *et al.* [DUNE Collaboration], arXiv:1601.02984 [physics.ins-det].
- [12] M. Drewes *et al.*, JCAP **1701** (2017) no.01, 025 doi:10.1088/1475-7516/2017/01/025 [arXiv:1602.04816 [hep-ph]].

- [13] D. Gorbunov and M. Shaposhnikov, JHEP **0710** (2007) 015 Erratum: [JHEP **1311** (2013) 101] doi:10.1007/JHEP11(2013)101, 10.1088/1126-6708/2007/10/015 [arXiv:0705.1729 [hep-ph]].
- [14] R. Escribano, S. Gonzàlez-Solís, P. Masjuan and P. Sanchez-Puertas, Phys. Rev. D **94** (2016) no.5, 054033 doi:10.1103/PhysRevD.94.054033 [arXiv:1512.07520 [hep-ph]].
- [15] D. Ebert, R. N. Faustov and V. O. Galkin, Phys. Lett. B **635** (2006) 93 doi:10.1016/j.physletb.2006.02.042 [hep-ph/0602110].
- [16] C. Patrignani *et al.* [Particle Data Group], Chin. Phys. C **40** (2016) no.10, 100001. doi:10.1088/1674-1137/40/10/100001