

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ М. В. ЛОМОНОСОВА

Физический факультет  
Кафедра физики частиц и космологии

**Широбоков Сергей Константинович**

**Рождение стерильного нейтрино  
при столкновении протонного пучка с мишенью**

*Курсовая работа*

Научный руководитель:  
кандидат физ - мат. наук,  
Горбунов Дмитрий Сергеевич

Москва, 2013

## Содержание

1	Введение	2
2	Свойства тяжелого нейтрино	2
3	Распределение тяжелого нейтрино по энергиям	3
4	Подсчет количества событий	5
5	Заключение	6
6	Дополнение	7

# 1 Введение

Последние нейтринные эксперименты показали, что нейтрино имеют массу. Из-за этого Стандартная Модель должна быть расширена, чтобы удовлетворять этому факту. Во многих расширениях стандартной модели предсказывается существование нейтральных тяжелых лептонов - стерильных (или тяжелых) нейтрино, которые слабо смешиваются с обычными нейтрино при нарушении электрослабой симметрии. Спектр возможных масс тяжелых нейтрино очень широк. Так, например, тяжелые нейтрино с массами порядка масштаб великого объединения могут объяснить барионную асимметрию во Вселенной. А, например, тяжелые нейтрино с массами несколько кэВ являются кандидатами на роль темной материи. Таким образом изучение возможных экспериментов по обнаружению тяжелых нейтрино является интересной задачей, которая позволит понять возможность существования описанных выше теорий. В данной курсовой работе изучается статья [1], в частности, свойства стерильного нейтрино, его распределение по энергиям, а также метод оценки количества распадов нейтрино в детекторе. Все расчеты, проведенные в статье, проведены для эксперимента T2K и основаны на теоретических соображениях. Для получения более точных результатов необходимо воспользоваться методом Монте-Карло, однако, теоретические расчеты не менее важны, так как позволяют понять базовые принципы поведения спектра тяжелого нейтрино, в частности, зависимость от массы.

## 2 Свойства тяжелого нейтрино

Будем рассматривать тяжелые нейтрино в диапазоне масс  $1 \text{ МэВ} \lesssim M_N \lesssim 400 \text{ МэВ}$ . Собственное состояние нейтрино описывается формулой

$$\nu_\alpha = U_{\alpha i} \nu_i + \Theta_\alpha N \quad (1)$$

где  $U_{\alpha i}$  ПМНС матрица,  $\nu_i$  массы активных нейтрино,  $\Theta_\alpha$  параметр смешивания. Здесь и далее мы предполагаем что  $N$  - дираковская частица. В диапазоне масс  $M_N \lesssim 400 \text{ МэВ}$  тяжелое нейтрино рождается в результате распада  $K$  мезона. Основные моды распада таковы

$$K^+ \rightarrow \mu^+ N, \quad K^+ \rightarrow e^+ N \quad (2)$$

Из-за устройства ускорителя вклад  $K^-$  мезонов очень мал, поэтому им можно пренебречь.

Тяжелые нейтрино, рождающиеся в результате описанных выше распадов, покидают распадный объем и часть из них попадает в детектор ND280, где они могут распасться и оставить сигналы. В зависимости от массы,  $N$  распадаются по различным модам:

$$\begin{aligned} N &\rightarrow \gamma \nu, \quad N \rightarrow 3\nu, \quad N \rightarrow e^- e^+ \nu, \quad N \rightarrow \mu^\mp e^\pm \nu, \\ N &\rightarrow \nu \pi^0, \quad N \rightarrow e^- \pi^+, \quad N \rightarrow \mu^- \mu^+ \nu, \quad N \rightarrow \mu^- \pi^+ \end{aligned}$$

Некоторые из этих мод могут быть зарегистрированы в детекторе. Оценивая вероятность возникновения мод распада, а также сопутствующий им фон, наиболее инте-

ресными для дальнейшего рассмотрения являются  $N \rightarrow e^- \pi^+$  и  $N \rightarrow \mu^- \pi^+$ .

### 3 Распределение тяжелого нейтрино по энергиям

В эксперименте T2K пионы и каоны рождаются в результате столкновения пучка протонов с энергией 31 ГэВ с графитовой мишенью. Рожденные мезоны попадают в распадный объем длиной 96 м, наполненный гелием, где и рождаются тяжелые нейтрино. Детектор ND280 находится в 280 м от графитовой мишени под углом  $2.04^\circ$  к исходному пучку (Рис. 1). Пусть  $\phi(p_K, l)$  обозначает спектр  $K^+$  вдоль распадного объ-

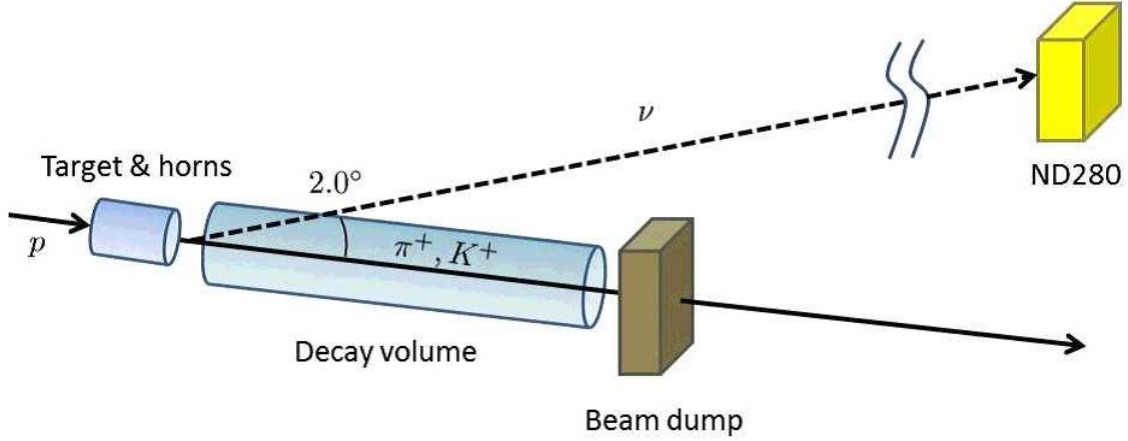


Рис. 1: Схема установки.

ема, где  $p_K$  импульс  $K^+$ , а  $l$  расстояние, которое пролетел  $K^+$ . Так как распадный объем наполнен гелием,  $K^+$  распадается, не успевая провзаимодействовать с веществом. Поэтому

$$\phi(p_K, l) = \phi(p_K) e^{-\frac{l}{\Lambda_K}}, \quad (3)$$

где  $\phi(p_K)$  спектр каонов в  $l = 0$ , а  $\Lambda_K = 3.7(p_K/m_K)$  м - полная длина распада  $K^+$ . Зная спектр  $K^+$ , можно найти функцию источника N

$$S_N(E_N, \theta, \phi, l) = \int_0^\infty dp_K \phi(p_K, l) \left( \frac{m_K}{p_K} \right) \frac{d^3\Gamma}{dE_N d\cos\theta d\phi}, \quad (4)$$

где  $E_N$  - энергия нейтрино,  $\theta$  и  $\phi$  полярный и азимутальный углы относительно направления импульса  $K^+$  соответственно, а  $\Gamma$  - ширина распада. Распределение  $\phi_N(E_N)$  в местоположении детектора можно найти, проинтегрировав  $S_N(E_N, \theta, \phi, l)$  по  $l$  и углам  $\theta$  и  $\phi$ , соответствующим положению детектора:

$$\phi_N(E_N) = \int_0^{l_f} dl \int_{-1}^1 d\cos\theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{1}{A} S_N(E_N, \theta, \phi, l) P(\theta, \phi), \quad (5)$$

где  $l_f = 96$  м,  $A$  - эффективная площадь детектора,  $P(\theta, \phi)$  - функция проекции, равная 1, если N попал в детектор, и равная 0 в остальных случаях.

Учитывая геометрию установки и пренебрегая зависимостью от радиальной координаты  $K^+$  в распадном объеме, а также предполагая, что направление импульса  $K^+$

параллельно главной оси пучка, получаем

$$\phi_N(E_N) = \frac{\Delta\phi}{A} \int_0^{l_f} dl \int_{-1}^1 d\cos\theta S_N(E_N, \theta, \phi, l) P'(\theta, \phi), \quad (6)$$

где  $\Delta\phi$  угол, определяемый шириной детектора,  $P'(\theta, \phi)$  - функция проекции, определяемая высотой детектора и координатой  $l$  точки распада  $K^+$ .

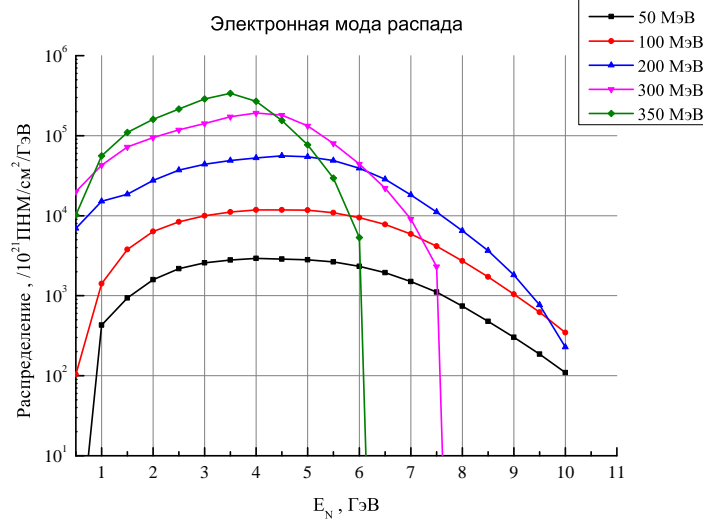


Рис. 2: Распределение стерильного нейтрино  $\phi_N(E_N)$  моды  $K^+ \rightarrow e^+ N$  для некоторых фиксированных значений  $M_N$ .

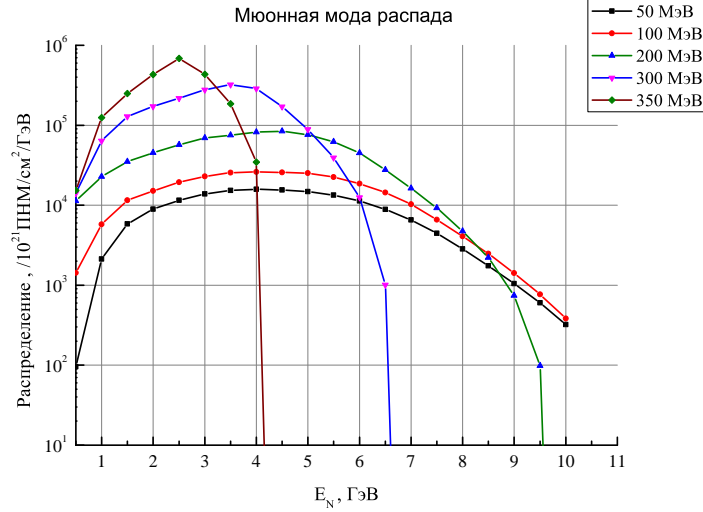


Рис. 3: Распределение стерильного нейтрино  $\phi_N(E_N)$  моды  $K^+ \rightarrow \mu + N$  для некоторых фиксированных значений  $M_N$ .

На Рис. 2 и 3 представлены распределения  $\phi_N(E_N)$  для некоторых значений  $M_N$ . Для обоих случаев параметры смешивания  $\Theta_{e,\mu}$  равны  $(10^{-3}, 0)$  соответственно. Для масс  $M_N \lesssim 100$  МэВ форма распределения стерильных нейтрино похожа на  $\phi_\nu$  обычных нейтрино. Однако, для  $M_N \gtrsim 100$  МэВ форма спектра существенно отличается от  $\phi_\nu$ . Это связано с тем, что масса стерильных нейтрино много больше массы обычного

нейтрино. Чем больше масса рождающейся частицы, тем больше вероятность того, что направление их скорости будет ориентировано по ходу движения каона. Поэтому, обычные нейтрино, массы которых малы, могут вылетать в любом направлении, в то время как стерильные нейтрино, начиная с некоторых значений масс, преимущественно летят вперед, так как скорость каонов в лабораторной системе отсчета больше скорости рождающегося стерильного нейтрино. Гамма- фактор  $\gamma_N$  дается выражением,

$$\gamma_N = \frac{m_K^2 - m_\mu^2 + M_N^2}{2m_K M_N}. \quad (7)$$

Эта величина стремится к единице, при стремлении  $M_N$  к пороговому значению  $m_K - m_\mu = 388$  МэВ. Импульс большинства  $K^+$  лежит в диапазоне 1-4 ГэВ, поэтому  $\gamma_K = 2 - 8$ . Из сказанного следует, что  $\gamma_K > \gamma_N$  при  $M_N \gtrsim 120$  МэВ и следовательно  $N$  фокусируются по направлению движения каонов. Полученные расчеты подтверждают поведения спектров на на Рис. 2 и 3

## 4 Подсчет количества событий

Полное количество событий задается числом тяжелых нейтрино, распавшихся в детекторе. Для одной моды распада количество событий определяется формулой:

$$Events = A \int_{M_N}^{\infty} dE_N \frac{1}{\lambda} \int_{x_0}^{x_1} dx \phi_N(E_N, x), \quad (8)$$

где  $\lambda$  - парциальная ширина распада для данного канала,  $A$  - площадь детектора,  $x$  - расстояние, которое пролетело нейтрино до распада. Так как количество тяжелых нейтрино уменьшается из-за распадов, то будет возникать зависимость  $\phi_N(E_N)$  от  $x$ :

$$\phi_N(E_N, x) = \phi_N(E_N) e^{-\frac{x}{\Lambda_N}}, \quad (9)$$

где  $\Lambda_N$  полная длина распада. Это выражение упрощается, если предположить, что  $\Lambda_N \gg x$ . Учитывая, что  $\Lambda_N \gg x_0, x_1 - x_0$ , где  $x_1 - x_0$  - длина детектора получим:

$$Events \simeq \int_{M_N}^{\infty} dE_N \phi_N(E_N) \frac{V}{\lambda}, \quad (10)$$

где  $V$  - объем детектора. Производя оценочные расчеты, в которых жестко фиксированы вероятности распада нейтрино по каналам, рассмотрим два варианта  $p_\mu = 0.5, p_e = 0.1$  и  $p_\mu = 0.1, p_e = 0.5$  для диапазона масс  $M_N = 50 - 350$  МэВ, где  $p_i$  - вероятность распада по данному каналу. Тогда, учитывая, что  $\lambda = \frac{p_i}{\Lambda_N}$ , где  $\Lambda_N = 3$  км, получим для для превого случая  $Events \simeq 10^6 - 10^8$  для мюооной моды и  $Events \simeq 10^5 - 10^7$  для электронной. Для второго  $Events \simeq 10^6 - 10^7$ ,  $Events \simeq 10^6 - 10^7$  для мюооной и электронной мод соответственно. Полученные выше значения позволяют при более детальном анализе фоновых событий оценить возможность проведения эксперимента Т2К по обнаружению стерильного нейтрино.

## 5 Заключение

В ходе выполнения курсовой работы была изучена статья [1], рассчитано количество распадов стерильно нейтрино, которое может быть зарегистрировано детектором ND280, на основе чего может быть сделан вывод о целесообразности проведения эксперимента по поиску стерильного нейтрино в эксперименте T2K. Так же полученные формулы позволяют рассчитать возможность проведение эксперимента в коллаборации CNGS CERN, ввиду схожего устройства экспериментальных установок. Так, например, для нового детектора T150, обсуждаемом в [4], были получены следующие распределения:

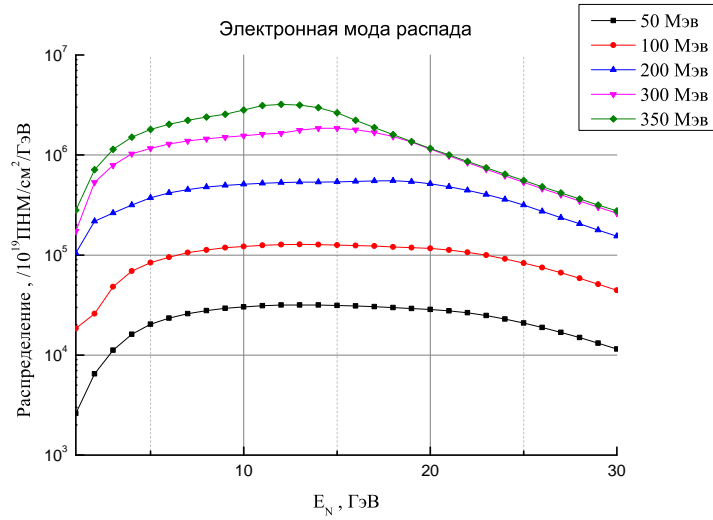


Рис. 4: Распределение стерильного нейтрино  $\phi_N(E_N)$  моды  $K^+ \rightarrow e^+N$  для некоторых фиксированных значений  $M_N$ .

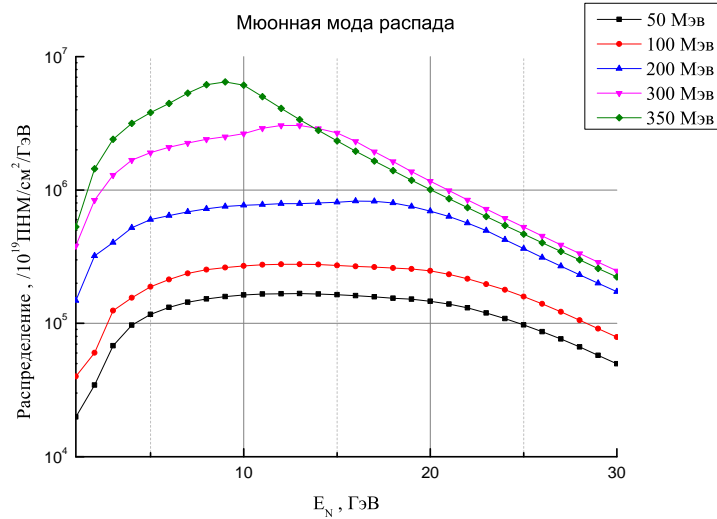


Рис. 5: Распределение стерильного нейтрино  $\phi_N(E_N)$  моды  $K^+ \rightarrow \mu^+N$  для некоторых фиксированных значений  $M_N$ .

## 6 Дополнение

Рассмотрим вывод формулы (4)

$$S_N(E_N, \theta, \phi, l) = \int_0^\infty dp_K \phi(p_K, l) \left( \frac{m_K}{p_K} \right) \frac{d^3\Gamma}{dE_N d \cos \theta d\phi},$$

более подробно. Во-первых, поток нейтрино пропорционален потоку исходных каонов  $\phi(p_K, l)$ , в во-вторых ширине распада  $\Gamma$ . Откуда, учитывая тот факт, то ширину распада  $\Gamma$  необходимо умножить на  $\frac{1}{\gamma} = \frac{m_K}{p_K}$ , за счет того, что в собственной системе отсчета частица распадается быстрее, получим формулу (4). Здесь

$$\frac{d^3\Gamma}{dE_N d \cos \theta d\phi} = \frac{M^2 |\Theta_i|^2 p_N}{2E_K} \frac{1}{8\pi^2} \delta[f(p_K)], \quad (11)$$

где

$$M^2 = 2G_F^2 f_K^2 m_K^4 |V_{us}|^2 \left[ \left( \frac{M_N}{m_K} \right)^2 + \left( \frac{M_\mu}{m_K} \right)^2 - \left( \left( \frac{M_N}{m_K} \right)^2 - \left( \frac{M_\mu}{m_K} \right)^2 \right)^2 \right], \quad (12)$$

$$\delta[f(p_K)] = \sum_{i=1}^2 \frac{\delta(p_K - p_{Ki})}{|f'(p_{Ki})|}, \quad (13)$$

где  $p_{Ki}$  - корни уравнения

$$f(p_K) = m_K^2 + M_N^2 - m_\mu^2 - 2E_N \sqrt{p_K^2 + m_K^2} + 2p_K p_N \cos \theta. \quad (14)$$

Выражение (14) получается из преобразование Лоренца, так как, с одной стороны энергия частицы в системе центра инерции

$$E' = \frac{E - V p_x}{\sqrt{1 - V^2}}, \quad (15)$$

где  $E$  - энергия частица в лабораторной системе,  $V$  - скорость рассматриваемой частицы в лабораторной системе отсчета,  $p_x$  - проекция импульса частицы в лабораторной системе на ось  $OX$ , а с другой стороны

$$E' = \frac{m_K^2 + M_N^2 - m_\mu^2}{2m_K}. \quad (16)$$

Приравнивая эти выражения придем к формуле (14).

Решая уравнение (14) относительно  $p_K$ , найдем что,

$$p_K^\pm = \frac{(m_K^2 + M_N^2 - m_\mu^2) p_N \cos \theta \pm E_N \sqrt{4p_N^2 \cos^2 \theta m_K^2 - 4E_N^2 m_K^2 + (m_K^2 + M_N^2 - m_\mu^2)^2}}{E_N^2 - p_N^2 \cos^2 \theta} \quad (17)$$



Производя описанные выше математические преобразования, приходим к выражению

$$S_N(E_N, \theta, \phi, l) = \frac{M^2}{8\pi^2} \left[ \phi(p_K^+, l) \left( \frac{m_K}{p_{K^+}} \right) \frac{1}{2E_K(p_K^+)} \frac{|\Theta_i|^2 p_N}{2 \left| p_N \cos \theta - \frac{E_N p_K^+}{E_K(P_K^+)} \right|} + \right. \\ \left. + \phi(p_K^-, l) \left( \frac{m_K}{p_{K^-}} \right) \frac{1}{2E_K(p_K^-)} \frac{|\Theta_i|^2 p_N}{2 \left| p_N \cos \theta - \frac{E_N p_K^-}{E_K(P_K^-)} \right|} \right], \quad (18)$$

которое и используется в конечных расчетах.

## Список литературы

- [1] T. Asaka, S. Eijima and A. Watanabe, *JHEP* **1303** (2013) 125 [arXiv:1212.1062 [hep-ph]].
- [2] Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. *Теория поля: Учеб. пособие* В 10 т. Т.2. Теория поля.- 7-е изд., испр - М.:Наука. 1988, 512 с.
- [3] Е. Бюклинг , К. Каянти *Кинематика элементарных частиц*: Перевод на русский язык, "Мир". 1973.
- [4] E. Antonello et al. and M. Benettoni et al. ArXiv e-prints 2012 [arXiv:1203.3432 [hep-ph]].
- [5] T. Anticic *et al.* [NA49 Collaboration], *Eur. Phys. J. C* **68** (2010) 1 [arXiv:1004.1889 [hep-ex]].
- [6] N. Abgrall *et al.* [NA61/SHINE Collaboration], *Phys. Rev. C* **85** (2012) 035210 [arXiv:1112.0150 [hep-ex]].