

# Уточнение числа сигнальных и фоновых событий на дальнем детекторе эксперимента NOvA

Родкин Дмитрий Михайлович  
Московский Физико-Технический Институт  
Институт Ядерных Исследований  
6 октября 2015 г.

Наше понимание физики нейтрино существенно изменилось за последние годы. Благодаря результатам экспериментов с солнечными, атмосферными, реакторными и ускорительными нейтрино мы знаем, что нейтрино, рожденное с определенным ароматом после прохождения некоторого расстояния в вакууме или в среде, может быть зарегистрировано с другим ароматом, т.е. нейтрино осциллирует. Это свидетельствует о том, что нейтрино имеет массу и, аналогично кваркам, является суперпозицией собственных массовых состояний ( $i=1,2,3$ ), что не находит объяснений в рамках Стандартной Модели элементарных частиц. Гипотеза о возможном смешивании нейтрино и об их осцилляциях была предложена Б.М. Понтекорво и З. Маки, М.Накагавой и С.Сакатой.

В Стандартной Модели предполагается, что нейтрино - безмассовая частица, поэтому Стандартная Модель не предусматривает осцилляций нейтрино. В рамках 3-х флейворной парадигмы нейтринных осцилляций предполагается, что нейтрино обладает массой и собственные массовые состояния нейтрино -  $\nu_i$  с массами  $m_i$  ( $m_1 \neq m_2 \neq m_3$ ) не совпадают с флейворными состояниями нейтрино  $\nu_\alpha$ , которые являются суперпозицией массовых состояний нейтрино. Флейворные состояния можно выразить как суперпозиции массовых состояний -  $\nu_\alpha = \sum_i U_{i\alpha} \nu_i$ , где  $U_{i\alpha}$ - элементы матрицы смешивания Понтекорво-Маки-Накагава-Саката. В рамках 3-х флейворной парадигмы элементы этой матрицы могут быть представлены как функции трех углов смешивания  $\theta_{ij}$  и фазы нарушения CP-инвариантности  $\delta$  в лептонном секторе. На данный момент неизвестны следующие параметры осцилляций: фаза нарушения CP-инвариантности  $\delta$ , иерархия масс нейтрино ( $m_1 < m_2 < m_3$  или  $m_2 > m_1 > m_3$ ) и значение октанта угла  $\theta_{23}$ . [4]

Одним из ведущих экспериментов по определению неизвестных параметров осцилляций является эксперимент NOvA (NuMI Off-axis  $\nu_e$  Appearance) [1] (Фермилаб, США), в котором используется, практически, монохроматический пучок нейтрино мощностью 700 кВт с характерной энергией нейтрино равной 2 ГэВ. Основной целью данного эксперимента является определение фазы CP-нарушения в лептонном секторе  $\delta$  и знака  $\Delta m_{32}^2$ , а также уточнение углов смешивания  $\theta_{13}, \theta_{23}$  и разности

квадратов масс нейтрино  $\Delta m_{32}^2$ . Значения этих параметров будут определяться из измерения вероятностей переходов  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ . Полное число нейтрино от ускорителя характеризуется числом РОТ(протонов на мишень). При достижении статистики в  $1.0 * 10^{20}$  РОТ будут получены первые результаты в рамках первичного анализа. Эксперимент будет 3 года работать в нейтринной и 3 года в антинейтринной моде. После работы эксперимента в (анти)нейтринной моде число РОТ составит  $1.8 * 10^{21}$ . Данный объем статистики будет использован для получения физических результатов в рамках полного анализа.

Для уменьшения систематической ошибки результатов измерения вероятностей переходов  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  в этом эксперименте используются два детектора, один из которых расположен на расстоянии 1 километра от источника нейтрино(на территории Фермилаб, США), на глубине 108 метров под поверхностью Земли. Вторым детектор расположен на расстоянии 810 км от ближнего детектора, на поверхности Земли. На ближнем детекторе регистрируются события от нейтринного пучка, а именно события от рассеяния  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$  и  $\nu_e(\bar{\nu}_e)$  заряженным током и от рассеяния  $\nu$  нейтральным током. На дальнем детекторе, расположенном на поверхности Земли, помимо событий от нейтринного пучка регистрируются события от космического излучения. Сигнальными событиями в эксперименте NOvA считаются события от рассеяния заряженным током электронного нейтрино, рожденного в ходе осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ . При соотношении  $\Delta m_{32}^2 L/E \approx 1$  эффекты осцилляций максимальны. На пути от источника к дальнему детектору пучок нейтрино проходит в Земле. Таким образом нейтрино осциллирует в веществе. При нормальной иерархии масс нейтрино эффект вещества приводит к увеличению вероятности перехода  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и к уменьшению вероятности перехода  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  и, наоборот, в случае обратной иерархии масс.[2,3] В эксперименте NOvA эффект вещества составляет примерно 30%. Именно этот эффект позволяет определить в эксперименте NOvA иерархию масс нейтрино.

Источником фоновых событий от пучка на дальнем детекторе являются взаимодействия заряженным током от электронного нейтрино, изначально содержащегося в пучке, и от "выжившего" мюонного нейтрино. Также источником фоновых событий являются взаимодействия нейтральным током нейтрино любого флейвора. Поток электронных нейтрино слабо меняется за счет эффектов осцилляций. Фон от рассеяния нейтрино нейтральным током, в принципе, не зависит от эффектов осцилляций. В тоже время вероятность "выживания" мюонных нейтрино(антинейтрино) при энергии 2 ГэВ составляет  $\approx 15\%$ , то есть фон от рассеяния мюонных нейтрино заряженным током на дальнем детекторе эксперимента NOvA сильно подавлен по сравнению с ближним детектором из-за эффектов осцилляций.

В эксперименте NOvA используются два детектора с похожей конструкцией. Дальний детектор эксперимента NOvA состоит из ячеек размером 3.6см x 5.64см x 15.494м, сделанных из ПВХ(полихлорвинила). Ячейки залиты жидким сцинтиллятором. Ячей-

ки на дальнем детекторе расположены перпендикулярно оси детектора и сгруппированы в плоскости. Число ячеек в одной плоскости равно 384. Для измерения  $x$  и  $y$  координат треков заряженных частиц плоскости ячеек ориентированы последовательно вертикально и горизонтально. Дальний детектор состоит из 14 блоков, каждый блок состоит из 64 вертикальных плоскостей. ПВХ составляет 36.8% по весу от всего детектора, сцинтиллятор составляет 62.8%. Оставший 1% веса детектора приходится на оптоволокно и клей. Размер дальнего детектора составляет 1560см x 1560см x 6000 см. Ближний детектор эксперимента NOvA состоит из активной зоны и мюонного детектора[6]. Активная зона детектора состоит из трех блоков, которые подобны блокам на дальнем детекторе, за исключением длины ячеек. Длина ячеек на ближнем детекторе составляет 383 см. Число ячеек в одной плоскости составляет 96. Размер активной зоны ближнего детектора составляет 383см x 383см x 1270см. Мюонный детектор состоит из слоев железа толщиной 10 см, за которыми следует две плоскости ячеек со сцинтиллятором. Ячейки использующиеся в мюонном детекторе идентичны ячейкам из активной зоны ближнего детектора. Для реконструкции трехмерных треков заряженных частиц в мюонном детекторе плоскости ячеек ориентированы последовательно вертикально и горизонтально. Число ячеек в вертикально-ориентированной плоскости 96, число ячеек в горизонтально-ориентированной плоскости составляет 64.[5]

Для отбора событий электронного типа, то есть событий похожих на события от рассеяния электронного нейтрино заряженным током, используются 3 алгоритма: алгоритм расширенных деревьев принятия решений (RVP алгоритм)[8], алгоритм искусственных нейронных сетей (EID алгоритм)[10] и алгоритм сравнения с базой данных нейтринных событий (алгоритм LEM)[9]. Данные алгоритмы построены на базе алгоритмов библиотеки мультивариантного анализа (TMVA библиотека программного обеспечения ROOT)[7]. Алгоритм EID оказывается наиболее эффективным, так как он обеспечивает приемлемый уровень фона при максимальной эффективности регистрации сигнальных событий от рассеяния электронного нейтрино заряженным током. Он заключается в рассмотрении продольных и поперечных профилей кластеров активированных ячеек. На основе продольных и поперечных профилей моделированных ливней, обусловленных различными частицами, алгоритм создает 16 переменных. Эти переменные используются в качестве входных данных алгоритма искусственной нейронной сети. Выходной параметр алгоритма EID называется ANN. Для первичного анализа критерий на значение параметра ANN заключается в условии  $ANN > 0.94$ . Для полного анализа критерий на значение параметра ANN заключается в условии  $ANN > 0.7$ .

Для восстановления события мюонного типа, то есть события похожего на событие от рассеяния мюонного нейтрино заряженным током используется алгоритм Reconstructed Muon Identification (ReMId). В качестве входных данных алгоритм ис-

пользует восстановленные кальмановские треки и формирует значение выходного параметра PID для каждого из них. На основе кальмановского трека алгоритм ReMId формирует четыре переменные, которые используются в качестве входных данных алгоритма kNN библиотеки TMVA. Значение параметра PID для данного трека определяется как отношение числа треков от мюонов к общему числу ближайших моделированных треков из библиотеки алгоритма ReMId. Значение выходного параметра алгоритма ReMId для всего события(remid) определяется как наибольшее из значений параметра PID для кальмановских треков данного события.

Перед обработкой предполагаемых нейтринных событий происходит отбор событий на основе критериев предварительного отбора. Эти критерии включают в себя ограничения на длину первого трека, число активированных ячеек и суммарную энергию, высадившуюся в детекторе(калориметрическую энергию). Помимо критериев предварительного отбора накладываются условия на положение восстановленной вершины в эффективном объеме детекторе, на остановку восстановленных треков частиц внутри детектора, на обрезание космического фона и на качество данных.[11]

Для уточнения числа сигнальных событий на дальнем детекторе необходимо уточнить спектр  $\nu_\mu$  СС событий на ближнем детекторе, так как  $\nu_\mu$  СС события являются базой для осцилляций. Для этого сравним распределения экспериментальных и моделированных  $\nu_\mu$  СС событий на ближнем детекторе по трековой энергии(lenE), определяемой по длине самого длинного восстановленного трека во взаимодействии.

Делим все события с ближнего детектора, прошедшие критерий на содержание события в детекторе, на четыре набора:

1) События с как минимум одним ливнем и которые не содержат треков. События из этого набора составляют менее 10% от общего числа событий. Вклад событий от рассеяния нейтрино нейтральным током составляет 75% от общего числа событий в этом наборе.

2) События, которые содержат как минимум 1 ливень и 1 трек со значениями параметра remid для всех треков меньше чем 0.75. Вклад событий от рассеяния электронного нейтрино заряженным током ( $\nu_e$  СС) составляет  $\approx 6\%$  от общего числа событий в этом наборе, вклад событий от рассеяния мюонного нейтрино заряженным током ( $\nu_\mu$  СС) составляет примерно 38%, а вклад событий от рассеяния нейтрино нейтральным током ( $\nu$  НС) составляет  $\approx 56\%$ .

3) События, которые содержат как минимум 1 ливень и 1 трек со значением параметра remid для хотя бы одного из треков больше чем 0.75. В этом наборе вклад  $\nu_\mu$  СС событий составляет 95%.

4) События, которые содержат как минимум один трек и не содержат ливней

В таблице 1 показаны вклады  $\nu_e$  СС,  $\nu_\mu$  СС и  $\nu$  НС в общее число моделированных событий из 2-го, 3-го и 4-го наборов после применения критерия на содержание

Таблица 1 Доля  $\nu_e$  СС,  $\nu_\mu$  СС,  $\nu$  НС в общем числе моделированных событий

	$\nu_e$ СС	$\nu_\mu$ СС	$\nu$ НС
2-й набор	3%	43%	54%
3-й набор	0.14%	95%	4%
4-й набор	2.%	86%	12%
3-й и 4-й наборы	1.5%	91%	7.5%

события в детекторе. Применение критерия на содержание события в детекторе означает применение также критерия на восстановление восстановленной вершины и на качество данных. Как видно из данных таблицы, вкладом  $\nu_e$  СС можно пренебречь во всех наборах. Вклад  $\nu_\mu$  СС событий доминирует в 3-м и 4-м наборах. Такое распределение событий по этим наборам позволяет перейти к распределениям по типам взаимодействий. Приближением, в котором вкладом  $\nu$  НС событий в 3-й и 4-й наборы пренебрегаем назовем 0-м приближением. Возьмем распределения событий во 2-м, 3-м и 4-м наборах и построим систему уравнений для определения нормировочных функций для моделированных  $\nu_\mu$  СС и  $\nu$  НС событий:

$$\begin{cases} F_{\nu_\mu}^{ND}(\text{len}E) * N_{\nu_\mu}^{(2)}(\text{len}E) + F_{\nu}^{ND}(\text{len}E) * N_{\nu}^{(2)}(\text{len}E) = N_{Data}^{(2)}(\text{len}E) \\ F_{\nu_\mu}^{ND}(\text{len}E) * N_{\nu_\mu}^{(3,4)}(\text{len}E) = N_{Data}^{(3,4)}(\text{len}E), \end{cases} \quad (1)$$

где  $N_{\nu_\mu}^{(i)}(\text{len}E)$  - распределение моделированных  $\nu_\mu$  СС событий из  $i$ -го набора по трековой энергии,

$N_{Data}^{(i)}(\text{len}E)$  - распределение экспериментальных событий из  $i$ -го набора по трековой энергии,

$F_{\nu_\mu(\nu)}^{ND}(\text{len}E)$  - нормировочная функция для моделированных  $\nu_\mu$  СС ( $\nu$  НС) событий по трековой энергии после применения критерия на содержание события в детекторе.

В 0-м приближении получаем следующие решения:

$$F_{\nu_\mu}^{ND}(\text{len}E) = \frac{N_{Data}^{(3,4)}(\text{len}E)}{N_{\nu_\mu}^{(3,4)}(\text{len}E)}, \quad (2)$$

$$F_{\nu}^{ND}(\text{len}E) = \frac{N_{Data}^{(2)}(\text{len}E) - N_{\nu_\mu}^{(2)} * F_{\nu_\mu}^{ND}(\text{len}E)}{N_{\nu}^{(2)}(\text{len}E)}. \quad (3)$$

Теперь рассмотрим систему уравнений с учетом вклада  $\nu$  НС событий в 3-й и 4-й

наборы:

$$\begin{cases} F_{\nu_\mu}^{ND}(\text{len}E) * N_{\nu_\mu}^{(2)}(\text{len}E) + F_{\nu}^{ND}(\text{len}E) * N_{\nu}^{(2)}(\text{len}E) = N_{Data}^{(2)}(\text{len}E), \\ F_{\nu_\mu}^{ND}(\text{len}E) * N_{\nu_\mu}^{(3,4)}(\text{len}E) + F_{\nu}^{ND}(\text{len}E) * N_{\nu}^{(3,4)}(\text{len}E) = N_{Data}^{(3,4)}(\text{len}E); \end{cases} \quad (4)$$

Решения уравнения имеют вид:

$$F_{\nu_\mu}^{ND}(\text{len}E) = \frac{N_{Data}^{(2)}(\text{len}E) * N_{\nu}^{(3,4)}(\text{len}E) - N_{Data}^{(3,4)}(\text{len}E) * N_{\nu}^{(2)}(\text{len}E)}{N_{\nu_\mu}^{(2)}(\text{len}E) * N_{\nu}^{(3,4)}(\text{len}E) - N_{\nu_\mu}^{(3,4)}(\text{len}E) * N_{\nu}^{(2)}(\text{len}E)}, \quad (5)$$

$$F_{\nu}^{ND}(\text{len}E) = \frac{N_{\nu_\mu}^{(2)}(\text{len}E) * N_{Data}^{(3,4)}(\text{len}E) - N_{\nu_\mu}^{(3,4)}(\text{len}E) * N_{Data}^{(2)}(\text{len}E)}{N_{\nu_\mu}^{(2)}(\text{len}E) * N_{\nu}^{(3,4)}(\text{len}E) - N_{\nu_\mu}^{(3,4)}(\text{len}E) * N_{\nu}^{(2)}(\text{len}E)}. \quad (6)$$

Мы можем получать отрицательное значение для нормировочных функций из-за статистических флуктуаций. Если точное решение для нормировочных функций отрицательно, то вместо него используем 0-е приближение в качестве решения.

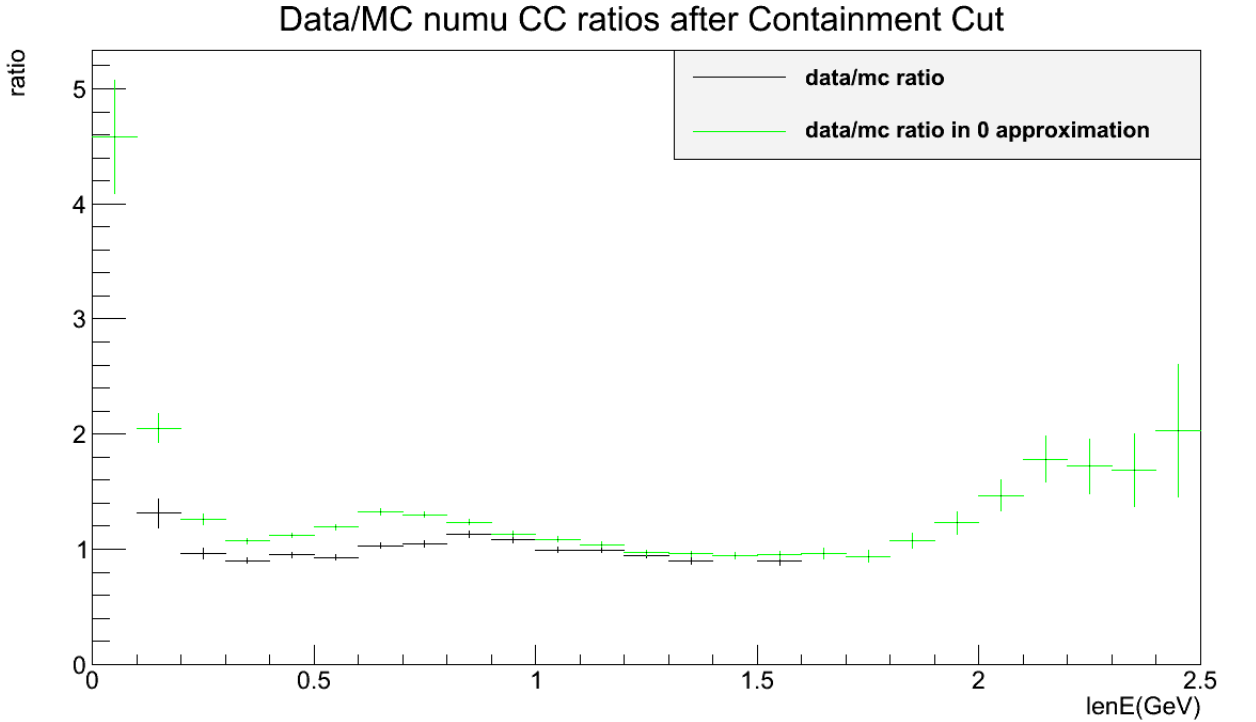


Рис. 1 Нормировочная функция для  $\nu_\mu$  CC событий как функция трековой энергии

На рис. 1 показана нормировочная функция для  $\nu_\mu$  CC событий для 0-го приближения и точного решения. Отношение между числом экспериментальных и моделированных  $\nu_\mu$  CC событий равно 1.06361.

Таблица 2 Доля  $\nu_e$  СС,  $\nu_\mu$  СС,  $\nu$  NC событий в общем числе моделированных событий

	$\nu_e$ СС	$\nu_\mu$ СС	$\nu$ NC
2-й набор, после критериев предвар. отбора	5.9%	39.2%	54.8%
3-й набор, после критериев предвар. отбора	0.58%	94.5%	5%
2-й набор, после ANN > 0.7	32.3%	24.6%	43.1%

Для уточнения числа фоновых событий на дальнем детекторе необходимо вычислить нормировочные функции для  $\nu_\mu$  СС,  $\nu_e$  СС и  $\nu$  NC событий после применения критериев предварительного отбора. Как следует из таблицы 2 вклад  $\nu_\mu$  СС событий доминирует в 3-м наборе, а вклады  $\nu_\mu$  СС и  $\nu$  NC событий доминируют во 2-м наборе. После применения критерия на значение параметра ANN вклад  $\nu_e$  СС событий во 2-й набор становится значительным.

Из распределений экспериментальных и моделированных событий из 2-го и 3-го наборов после применения критериев предварительного отбора и распределений событий из 2-го набора после применения критерия на значение параметра ANN получаем систему уравнений для определения нормировочных функций для  $\nu_\mu$  СС,  $\nu_e$  СС и  $\nu$  NC событий.

Приближение, в котором мы пренебрегаем вкладом  $\nu_e$  СС событий во 2-й после применения критериев предварительного отбора и 3-й набор и вкладом  $\nu$  NC событий в 3-й набор, назовем 0-м приближением. В 0-м приближении система уравнений принимает вид:

$$\begin{cases} R_{\nu_\mu}(lenE) * N_{\nu_\mu}^{(2)}(lenE) + R_\nu(lenE) * N_\nu^{(2)}(lenE) = N_{Data}^{(2)}(lenE), \\ R_{\nu_\mu}(lenE) * N_{\nu_\mu}^{(3)}(lenE) = N_{Data}^{(3)}(lenE), \\ R_{\nu_\mu}(lenE) * N_{\nu_\mu}(lenE) + R_\nu(lenE) * N_\nu(lenE) + R_{\nu_e}(lenE) * N_{\nu_e}(lenE) = N_{Data}(lenE); \end{cases} \quad (7)$$

где  $N_{\nu_\mu(\nu_e, \nu)}^{(i)}(lenE)$  - распределение по трековой энергии моделированных  $\nu_\mu$  СС ( $\nu_e$  СС,  $\nu$  NC) событий из  $i$ -го набора после применения критериев предварительного отбора,

$N_{Data}^{(i)}(lenE)$  - распределение по трековой энергии экспериментальных событий из  $i$ -го набора после применения критериев предварительного отбора,

$N_{\nu_\mu(\nu_e, \nu)}(lenE)$  - распределение по трековой энергии моделированных  $\nu_\mu$  СС ( $\nu_e$  СС,  $\nu$  NC) событий из 2-го набора после применения критерия на значение параметра ANN,

$N_{Data}(lenE)$  - распределение по трековой энергии экспериментальных событий из 2-го набора после применения критерия на значение параметра ANN,

$R_{\nu_\mu(\nu_e, \nu)}(lenE)$  - нормировочная функция для  $\nu_\mu$  СС ( $\nu_e$  СС,  $\nu$  NC) событий как функция трековой энергии.

В 0-м приближении получаем следующие решения:

$$R_{\nu_\mu}(lenE) = \frac{N_{Data}^{(3)}(lenE)}{N_{\nu_\mu}^{(3)}(lenE)}, \quad (8)$$

$$R_\nu(lenE) = \frac{N_{Data}^{(2)}(lenE) - N_{\nu_\mu}^{(2)}(lenE) * R_{\nu_\mu}(lenE)}{N_\nu^{(2)}(lenE)}, \quad (9)$$

$$R_{\nu_e}(lenE) = \frac{N_{Data}(lenE) - N_{\nu_\mu}(lenE) * R_{\nu_\mu}(lenE) - N_\nu(lenE) * R_\nu(lenE)}{N_{\nu_e}(lenE)}. \quad (10)$$

Теперь рассмотрим систему уравнений с учетом вклада  $\nu_e$  CC и  $\nu_\mu$  CC событий:

$$\begin{cases} R_{\nu_\mu}(lenE) * N_{\nu_\mu}^{(2)}(lenE) + R_\nu(lenE) * N_\nu^{(2)}(lenE) + R_{\nu_e}(lenE) * N_{\nu_e}^{(2)}(lenE) = N_{Data}^{(2)}(lenE), \\ R_{\nu_\mu}(lenE) * N_{\nu_\mu}^{(3)}(lenE) + R_\nu(lenE) * N_\nu^{(3)}(lenE) + R_{\nu_e}(lenE) * N_{\nu_e}^{(3)}(lenE) = N_{Data}^{(3)}(lenE), \\ R_{\nu_\mu}(lenE) * N_{\nu_\mu}(lenE) + R_\nu(lenE) * N_\nu(lenE) + R_{\nu_e}(lenE) * N_{\nu_e}(lenE) = N_{Data}(lenE); \end{cases} \quad (11)$$

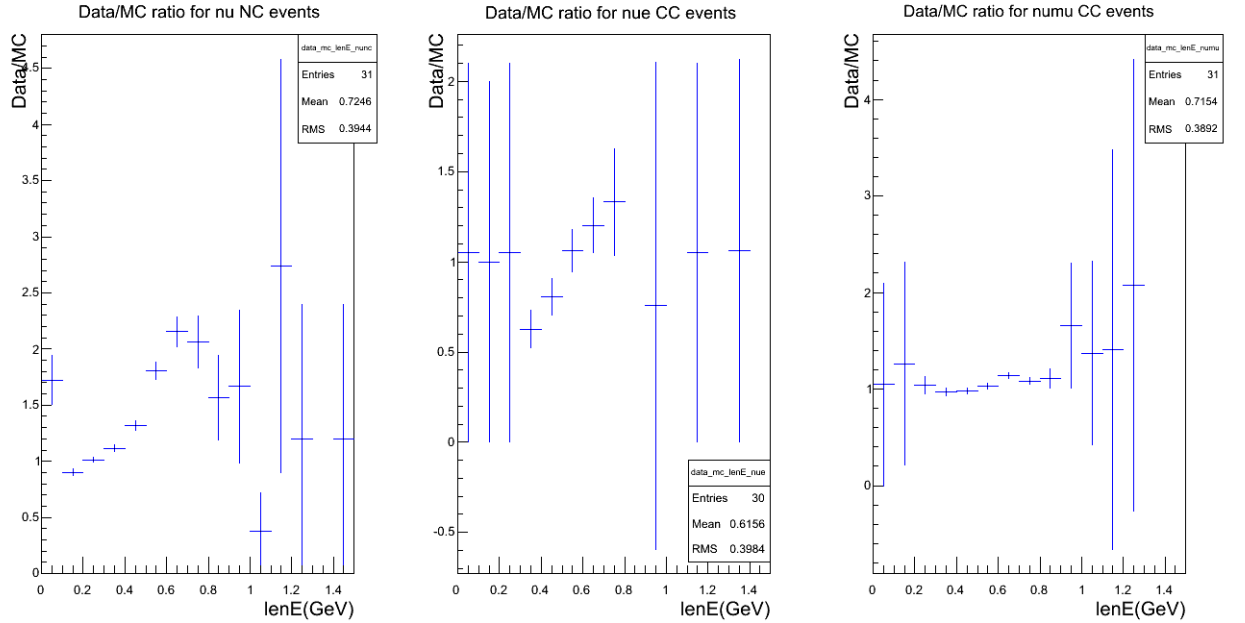


Рис. 2 Нормировочные функции для  $\nu_\mu$  CC,  $\nu_e$  CC и  $\nu$  NC событий

Мы можем получать отрицательное значение для нормировочных функций из-за статистических флуктуаций. Если точное решение для нормировочных функций отрицательно, то вместо него используем 0-е приближение в качестве решения.

На рис. 2 представлены зависимости нормировочных функций от трековой энергии для моделированных  $\nu$  NC,  $\nu_e$  CC и  $\nu_\mu$  CC событий.



Отношение числа экспериментальных событий к числу моделированных событий равно: для  $\nu_\mu$  СС - 1.04784, для  $\nu_e$  СС - 0.89099, для  $\nu$  НС - 1.20422.

Теперь будем применять полученные нормировочные функции на ближнем детекторе для уточнения числа сигнальных и фоновых событий на дальнем детекторе. Для начала уточним число  $\nu_\mu$  СС событий на дальнем детекторе, так как  $\nu_\mu$  СС события являются базой для осцилляций. С помощью нормировочной функции  $F_{\nu_\mu}^{ND}(lenE)$ (5) определим экстраполированное распределение по трековой энергии  $\nu_\mu$  СС событий на дальнем детекторе следующим образом:

$$N_{\nu_\mu}^{FD,ext}(lenE) = F_{\nu_\mu}^{ND}(lenE) * N_{\nu_\mu}^{FD}(lenE), \quad (12)$$

где  $N_{\nu_\mu}^{FD}(lenE)$  - распределение моделированных  $\nu_\mu$  СС событий на дальнем детекторе.

Так как вероятность  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  осцилляций зависит от энергии нейтрино, то для оценки числа сигнальных событий необходимо получить экстраполированное распределение  $\nu_\mu$  СС событий по энергии нейтрино. Поэтому определим корреляционную матрицу  $M_{ij}^{(cnt)}$  для преобразования распределения моделированных  $\nu_\mu$  СС событий как функции трековой энергии в распределение моделированных  $\nu_\mu$  СС событий как функцию энергии нейтрино( $E_\nu$ ). Элементы корреляционной матрицы определены как вероятность того, что событие с трековой энергией  $lenE_j$  обусловлено взаимодействием нейтрино с энергией  $E_{\nu i}$ . Корреляционная матрица  $M_{ij}^{(cnt)}$  показана на рис. 3. Тогда экстраполированное распределение  $\nu_\mu$  СС событий по энергии нейтрино имеет вид:

$$N_{\nu_\mu}^{FD,ext}(E_{\nu i}) = M_{ij}^{(cnt)} * N_{\nu_\mu}^{FD,ext}(lenE_j) \quad (13)$$

Для уточнения числа фоновых  $\nu_\mu$  СС событий воспользуемся нормировочной функцией для моделированных  $\nu_\mu$  СС событий на ближнем детекторе после применения критериев предварительного отбора, так как фоновые  $\nu_\mu$  СС события - это  $\nu_\mu$  СС события, прошедшие критерии отбора событий электронного типа. С помощью нормировочной функции определим экстраполированное распределение по трековой энергии  $\nu_\mu$  СС событий на дальнем детекторе как:

$$N_{\nu_\mu}^{FD,ext}(lenE) = R_{\nu_\mu}(lenE) * N_{\nu_\mu}^{FD}(lenE) \quad (14)$$

Так как вероятность выживания мюонного нейтрино зависит от энергии нейтрино, то необходимо получить экстраполированное распределение  $\nu_\mu$  СС событий по энергии нейтрино. Для этого определим корреляционную матрицу  $M_{ij}^{(Pr)}$  для преобразования распределения моделированных  $\nu_\mu$  СС по трековой энергии событий в

распределение моделированных  $\nu_\mu$  СС событий по энергии нейтрино( $E_\nu$ ). Корреляционная матрица  $M_{ij}^{(Pr)}$  показана на рис. 4. Теперь определим экстраполированное распределение по энергии нейтрино  $\nu_\mu$  СС событий :

$$N_{\nu_\mu CC}^{FD,ext}(E_{\nu i}) = M_{ij}^{(Pr)} * N_{\nu_\mu CC}^{FD,ext}(len E_j). \quad (15)$$

Используем экстраполированные распределения по энергии нейтрино  $\nu_\mu$  СС событий (13),(15) для определения экстраполированных распределений по энергии нейтрино сигнальных  $\nu_e$  СС и фоновых  $\nu_\mu$  СС событий:

$$N^{sig}(E_\nu) = N_{\nu_\mu}^{FD,ext}(E_\nu) * P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(E_\nu) * \epsilon_{\nu_e CC}(E_\nu), \quad (16)$$

$$N_{\nu_\mu CC}^{bkg}(E_\nu) = N_{\nu_\mu CC}^{FD,ext}(E_\nu) * P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}(E_\nu) * \epsilon_{\nu_\mu CC}(E_\nu). \quad (17)$$

Мы оцениваем число сигнальных и фоновых событий при следующих значениях неизвестных параметров осцилляций:  $\delta = 0$ ,  $\Delta m_{32}^2 > 0$ ,  $\theta_{23} < \pi/4$ .

Эффективность регистрации  $\nu_e$  СС событий определяется как отношение между распределениями моделированных  $\nu_e$  СС событий после применения критерия на значение параметра ANN и после применения критерия на содержание события в детекторе:

$$\epsilon_{\nu_e CC}(E_\nu) = \frac{N_{\nu_e CC}^{ANN,FD}(E_\nu)}{N_{\nu_e CC}^{cnt,FD}(E_\nu)}, \quad (18)$$

а эффективность регистрации  $\nu_\mu$  СС событий определяется как отношение между распределениями моделированных  $\nu_\mu$  СС событий после применения критерия на значение параметра ANN и после применения критериев предварительного отбора:

$$\epsilon_{\nu_\mu CC}(E_\nu) = \frac{N_{\nu_\mu CC}^{ANN,FD}(E_\nu)}{N_{\nu_\mu CC}^{pr,FD}(E_\nu)}. \quad (19)$$

Эффективности регистрации  $\nu_e$  СС и  $\nu_\mu$  СС событий для полного анализа как функции энергии нейтрино показаны на рис.5 и 6.

Вероятность выживания электронных нейтрино в условиях эксперимента NOvA слабо зависит от энергии нейтрино и ее можно оценить равной 0.9. Распределения событий, обусловленных взаимодействием нейтрино нейтральным током, не чувствительны к эффектам осцилляций. Поэтому создавать корреляционные матрицы для

Таблица 3 Число сигнальных и фоновых событий для первичного анализа

ANN > 0.94	сигнал	фон $\nu_\mu$ СС	фон $\nu_e$ СС	фон $\nu$ NC
без учета экстраполяции	1.954	0.0263	0.1445	0.1793
с учетом экстраполяции	2.060	0.0273	0.1255	0.2120

$\nu_e$  СС и  $\nu$  NC не имеет смысла и с помощью нормировочных функций (9,10) мы определяем экстраполированные распределения фоновых  $\nu_e$  СС и  $\nu$  NC событий как функции трековой энергии следующим способом:

$$N_{\nu_e CC}^{bkg}(lenE) = R_{\nu_e}(lenE) * N_{\nu_e CC}^{ANN,FD}(lenE) * P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}, \quad (20)$$

$$N_{\nu NC}^{bkg}(lenE) = R_{\nu}(lenE) * N_{\nu NC}^{ANN,FD}(lenE), \quad (21)$$

где  $N_{\nu_e CC(\nu NC)}^{ANN,FD}(lenE)$  - распределение по трековой энергии моделированных  $\nu_e$  СС ( $\nu$  NC) событий на дальнем детекторе после применения критерия на значение параметра ANN.

На рис. 7 и 8 показаны распределения сигнальных и фоновых событий для первичного и полного анализов с учетом и без учета экстраполяции. В таблицах 3 и 4 приведены ожидаемые значения числа сигнальных и фоновых событий на дальнем детекторе с учетом и без учета экстраполяции для первичного и полного анализа. Как видно из таблиц и рисунков число сигнальных и фоновых  $\nu_\mu$  СС событий увеличивается на 5% при применении экстраполяции для первичного и полного анализа. Число фоновых  $\nu_e$  СС событий при применении экстраполяции уменьшается на 10%, число фоновых  $\nu$  NC событий увеличивается на 20%. Число фоновых событий всех типов увеличивается на 10% для первичного и полного анализов. Особенность описанного выше метода заключается в определении нормировочных функций соответствующих каждому типу событий (сигнальных и фоновых). Использование общей нормировочной функции для этих событий привело бы к занижению числа ожидаемых фоновых событий и завышению числа сигнальных событий. В данной работе мы использовали распределения экспериментальных и моделированных событий по трековой энергии, но данный метод позволяет использовать так же распределения по калориметрической энергии или любой другой переменной, получаемой из алгоритмов восстановления и коррелирующей с энергией нейтрино.

Таблица 4 Число сигнальных и фоновых событий для полного анализа

ANN > 0.7	сигнал	фон $\nu_\mu$ CC	фон $\nu_e$ CC	фон $\nu$ NC
без учета экстраполяции	47.7	2.14	3.58	10.38
с учетом экстраполяции	50.39	2.216	3.16	12.21

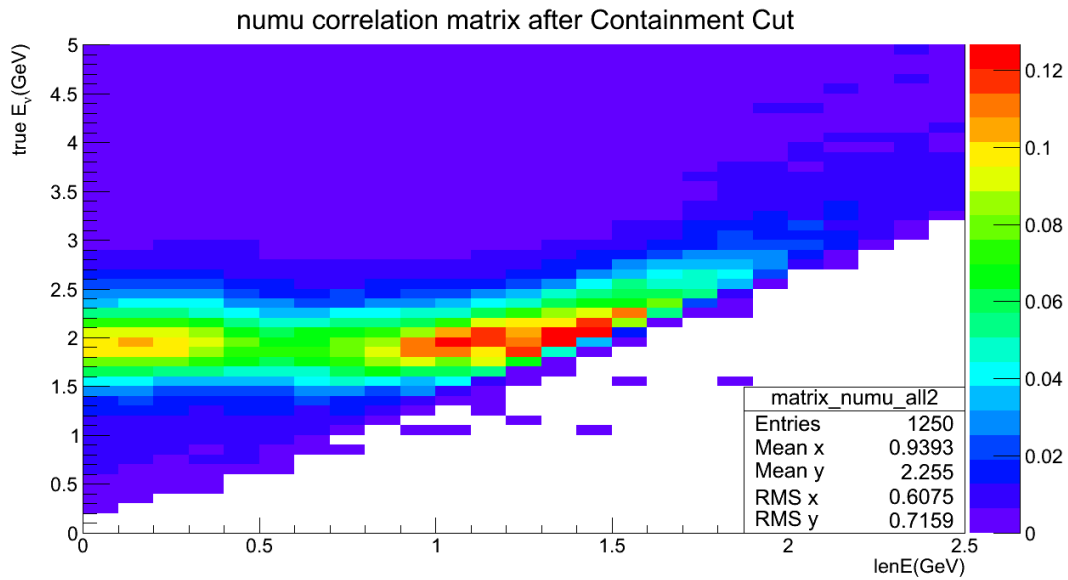


Рис. 3 Корреляционная матрица для  $\nu_\mu$  CC событий после применения критерия на содержание события в детекторе

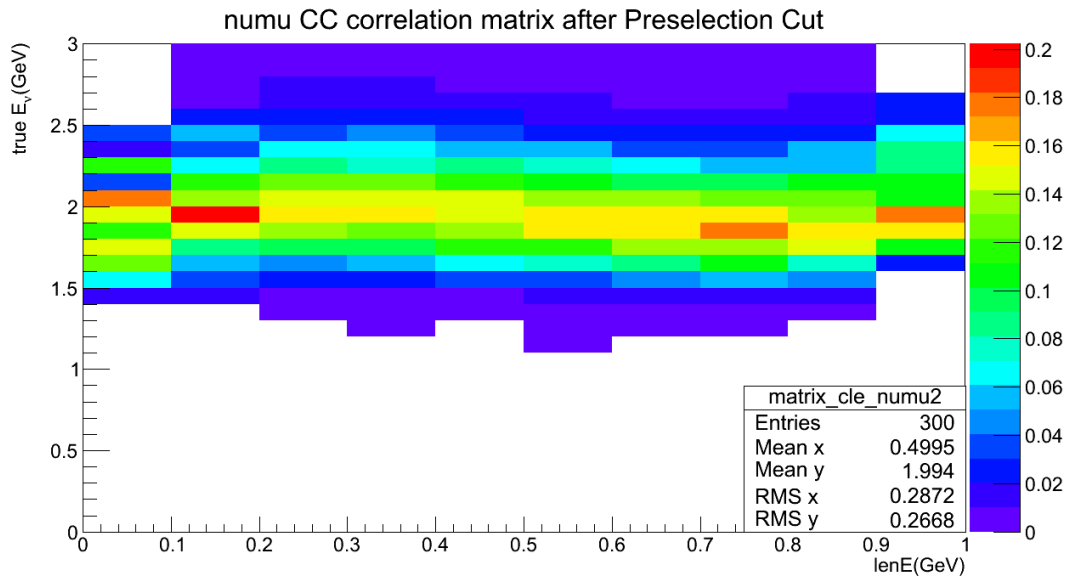


Рис. 4 Корреляционная матрица для  $\nu_\mu$  CC событий после применения критериев предварительного отбора

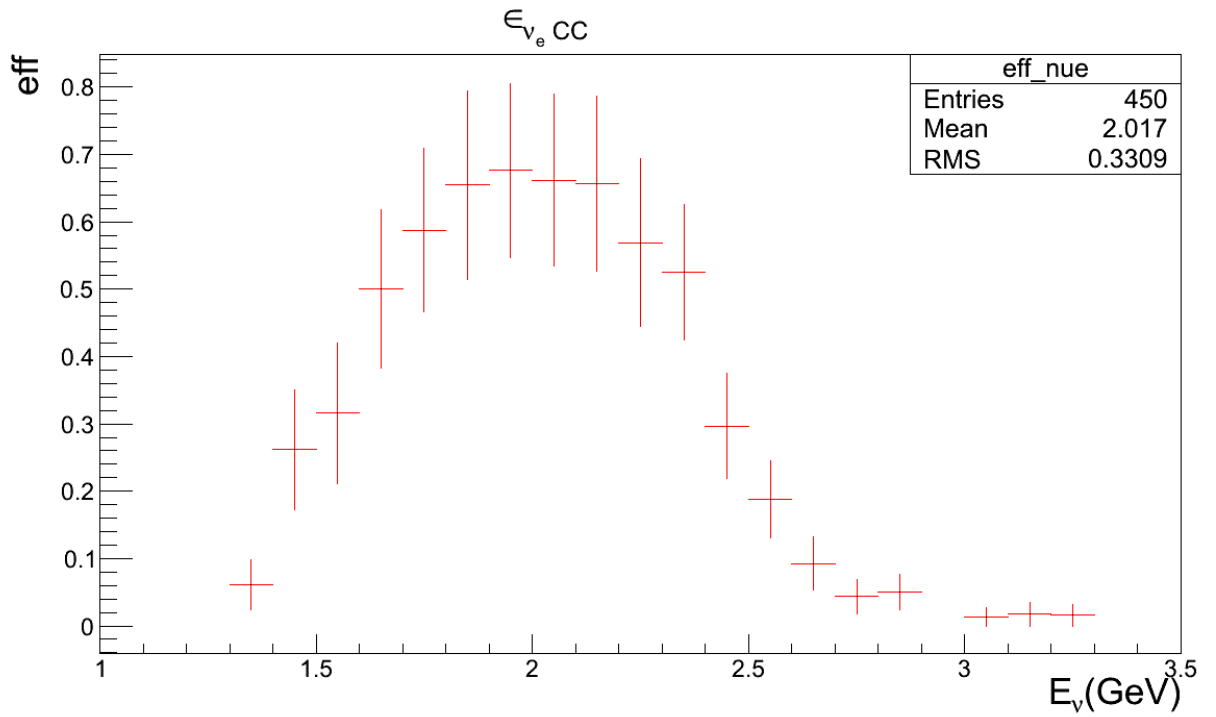


Рис. 5 Эффективность регистрации  $\nu_e$  CC событий для полного анализа как функция энергии нейтрино

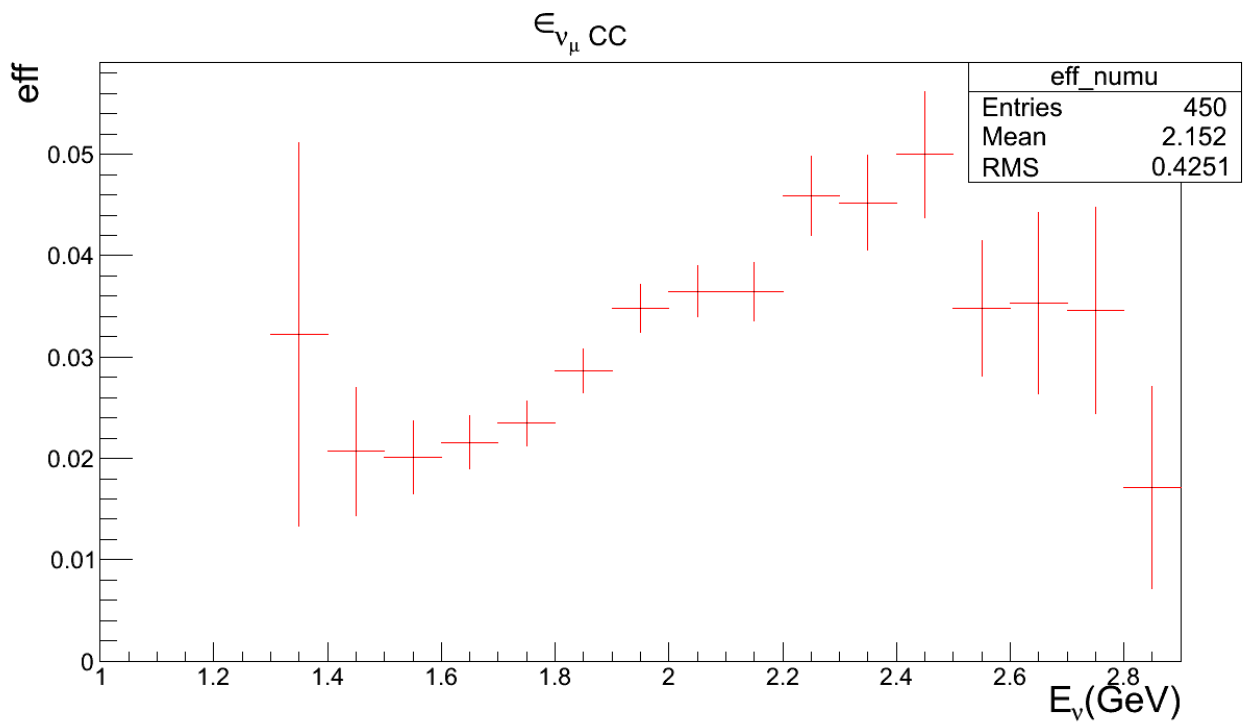


Рис. 6 Эффективность регистрации  $\nu_\mu$  CC событий для полного анализа как функция энергии нейтрино

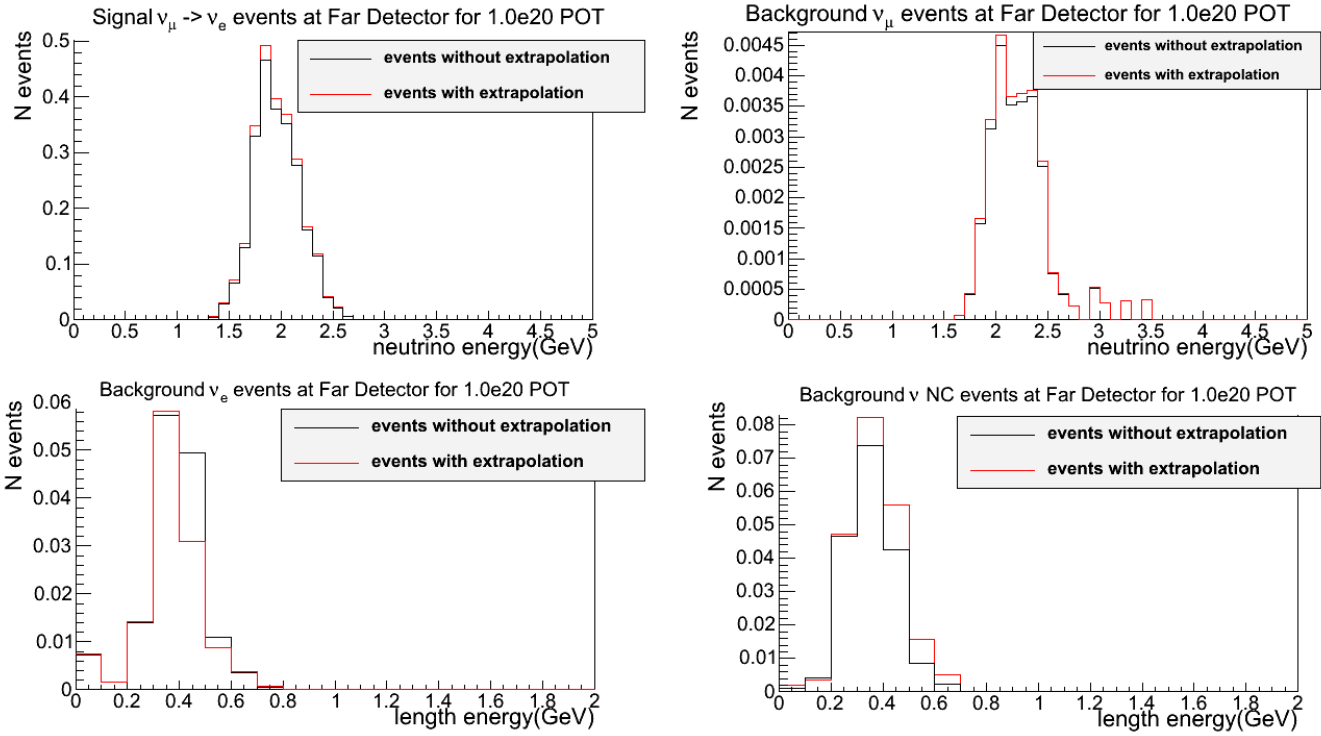


Рис. 7 Распределение сигнальных и фоновых событий для первичного анализа с учетом и без учета экстраполяции

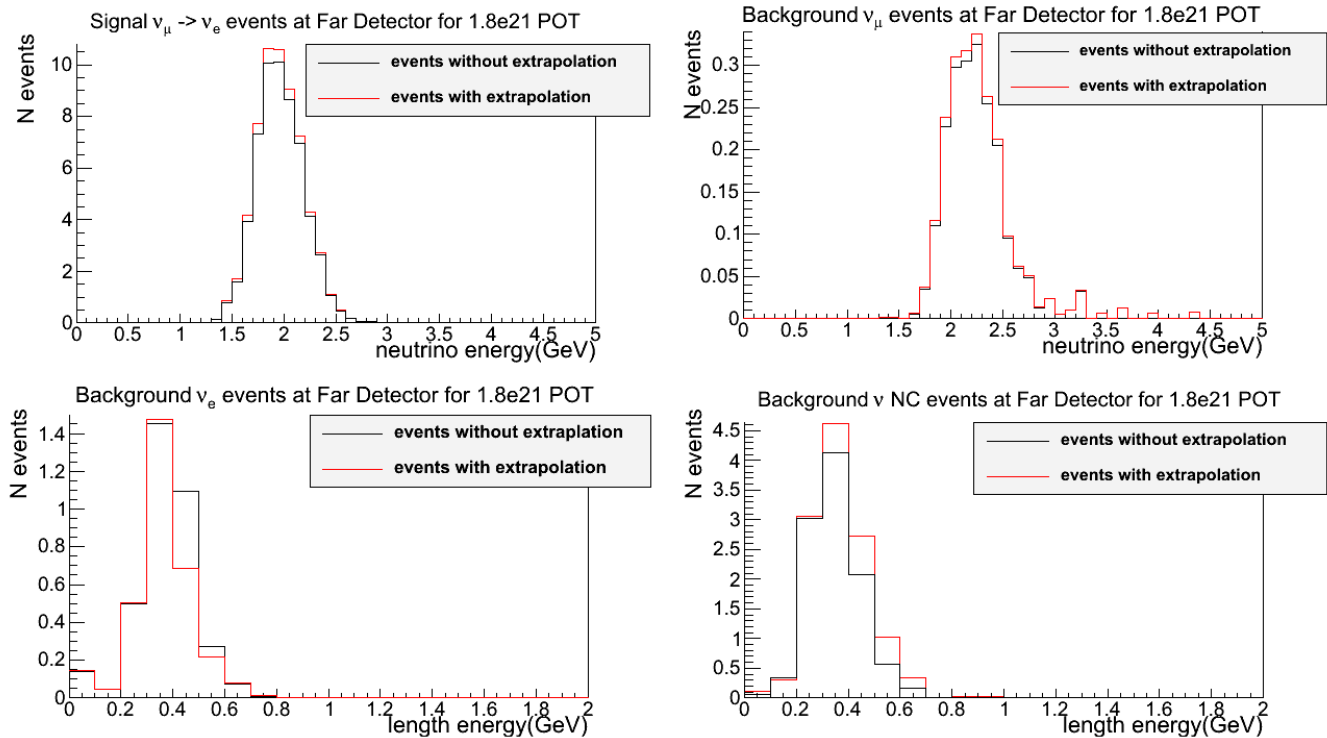


Рис. 8 Распределение сигнальных и фоновых событий для полного анализа с учетом и без учета экстраполяции

# Литература

- [1] D.S. Ayres et al. NOvA: Proporsal to build a 30 kiloton off-axis detector to study  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  oscillation in NuMI beamline, hep-ex/0503053
- [2] С.П. Михеев, Ю. А. Смирнов, Резонансное усиление осцилляций в веществе и спектроскопия солнечных нейтрино, Ядерная Физика, 42, с.1441-14486 1985
- [3] С.П. Михеев, Ю.А. Смирнов, Резонансные осцилляции нейтрино в веществе, УФН 153, с.3-58, 1987
- [4] S. Bilenky, Lecture Notes in Physics. Introduction to the Physics of Vassive and Mixed Neutrinos, Springer p.95-121 2010
- [5] D.S. Ayres et al.,NOvA Technical Design Report  
[http://www-nova.fnal.gov/nova\\_cd2\\_review/tdr\\_oct\\_23/tdr.htm](http://www-nova.fnal.gov/nova_cd2_review/tdr_oct_23/tdr.htm)
- [6] Karen Kephart, Near Detector Under Ground(NDUG) Parameters nova-docdb-9860
- [7] arXiv:physics/0703039 [Data Analysis, Statistics and Probability] CERN-OPEN-2007-007 TMVA version 4.0.1
- [8] Xuebing Bu, Utilize Boosted Decision Trees for nue identification. nova-docdb-8381
- [9] C. Backhouse, R. B. Patterson, Library Event Matching event classification algorithm for electron neutrino interactions in the NOvA detectors nova-docdb-9223
- [10] Jianming Bian, nue identification using shower-shape-based particle likelihoods and artificial neural network nova-docdb-9923
- [11] T. Xin, J. Bian Selection Cuts for  $\nu_e$  Appearance Analysis technical note, nova-docdb-13048