

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М. В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ДИПЛОМНАЯ РАБОТА

Куликовского Владимира Александровича

на тему

**"Оптимизация конфигурации
глубоководного
нейтринного телескопа НЕМО"**

Научный руководитель:
к. ф.-м. н., ассистент Широков Е.В.

Заведующий кафедрой:
д. ф.-м. н., профессор

Ишханов Б.С.

Москва
2007

Оглавление

0.1	Нейтрино в астрофизике	2
0.2	Черенковское излучение	12
0.3	Детектор НЕМО	13
0.4	Описание ANTARES Software	18
0.4.1	Алгоритм моделирования событий взаимодействия нейтрино	19
0.4.2	Моделирование регистрации фотонов детектором . .	23
0.5	Характеристики эффективности работы детектора	29
0.6	Сравнение конфигурации НЕМО с различными ФЭУ	32
0.7	Оптимизирование конфигурации НЕМО	32
0.8	Результат	42

0.1 Использование нейтрино для исследования Вселенной

Открытие того факта, что вне Земли происходят реакции, в результате которых рождаются нейтрино высоких энергий (> 100 МэВ), предоставило астрономам новый мощный инструмент исследования Вселенной. Дело в том, что сечения поглощения в среде нейтрино гораздо меньше, чем фотонов и протонов, поэтому нейтрино способны преодолевать колоссальные расстояния. Нейтрино могут покидать плотные ядра возможных источников, и поэтому они несут информацию непосредственно о процессах, вызывающих появление высокоэнергетичных нейтрино (фотоны могут быть поглощены самим источником, так что вполне возможно, существуют высокоэнергетичные объекты, не излучающие фотонов, поэтому невидимые обычными телескопами). При энергиях больших нескольких ТэВ фотоны взаимодействуют с инфракрасным и микроволновым фоном, образуя электрон-позитронные пары. Протоны из-за наличия заряда меняют свои траектории в магнитных полях между Землёй и источником. Эти поля настолько разнообразны, что распределение высокоэнергетичных протонов вблизи Земли получается практически изотропным. При сверхвысоких энергиях эта изотропность снимается, но существует порог в 10^{20} эВ при котором протоны взаимодействуют с микроволновым фоном, образуя пионы (ГЗК эффект). Нейтрино же не имеют вышеперечисленных недостатков и, поэтому могут доносить информацию от более удаленных объектов.

Возможные источники нейтрино высоких энергий – это:

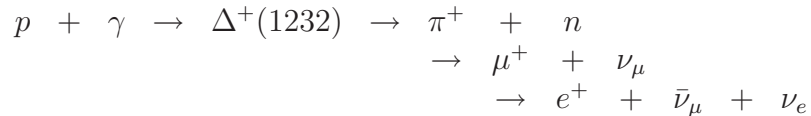
- **Активные ядра галактик** (Active Galactic Nuclei - AGN). AGN представляет собой спиральную галактику, в центре которой находится сверхмассивная чёрная дыра ($10^7 - 10^9$ солнечных масс). Вещество, падающее на чёрную дыру из галактики, создаёт диск аккреции. Частицы могут ускоряться в таких системах благодаря ускорительным механизмом типа Ферми¹, образуя струи перпендикулярно диску аккреции.

В зависимости от ориентации активного ядра галактики по отношению к наблюдателю регистрируемый спектр будет различным. При наблюдении чёрной дыры сквозь диск аккреции регистрироваться будет излучение в радиодиапазоне. Видимая часть спектра поглощается молекулярными облаками вокруг диска аккреции. В случае

¹Механизм, связанный с ускорением заряженных частиц при отражении от магнитных полей

наблюдения AGN со стороны струи регистрируется очень яркий объект с переменчивыми характеристиками блеска (блазар). Свет от блазаров обладает хорошей степенью поляризации, что указывает на наличие синхротронного механизма ускорения в струе.

По последним данным из центра Pierre Auger по регистрации космических частиц сверхвысоких энергий от 8-го ноября 2007 года было установлено, что направление и энергия зарегистрированных частиц с энергиями больше $40 \cdot 10^{18}$ эВ наиболее точно соответствует активным ядрам галактик [9]. Этот факт подтверждает существование ускорительных механизмов в AGN. Также данные наблюдения подтверждают существование ГЗК эффекта, резко уменьшающего возможность наблюдения высокоэнергетичных космических частиц от удалённых объектов (дальняя граница наблюдения порядка 200 Мпс для протонов и ядер с энергиями $> 60 \cdot 10^{18}$ ЭэВ). Ускорение AGN протонов до сверхвысоких энергий приводит к появлению потока нейтрино сверхвысоких энергий от данных объектов по схеме:



Для предсказания потока нейтрино существует несколько моделей. На рис. 1 указаны теоретические потоки, рассчитанные Штеккером [2] и Хальценом [3].

- **Вспышки гамма излучения** (Gamma Ray Bursts - GRBs) - это внезапные, очень интенсивные и кратковременные (от миллисекунд до нескольких секунд) всплески гамма излучения, впервые зарегистрированные в 1960 году. Позднее было обнаружено, что эти вспышки сопровождаются послесвечением в диапазонах от рентгеновского до инфракрасного. Красные смещения этих объектов весьма велики (вплоть до 6-ти [10]), что указывает на большое расстояние до них. В модели огненного шара (fireball shock model) появление вспышек гамма излучения объясняется релятивистским расширением e^\pm, γ шара (Лоренц-фактор порядка 100). Образование этого шара связывают со слиянием двойных нейтронных звёзд, либо пары нейтронная звезда - чёрная дыра, или же с коллапсом сверхмассивных звёзд. Во время взрыва кинетическая энергия шара превращается в тепловую энергию частиц и излучение. Ускорение электронов происходит в ударных волнах благодаря наличию

хаотичных электромагнитных полей, в которых электроны производят синхротронный спектр излучения схожий с наблюдаемым. В этих ударных волнах должны ускоряться и протоны. Нейтрино сверхвысоких энергий получают по схеме, аналогичной схеме для AGN. Теоретический спектр, указанный на рис. 1 соответствует ускорению Ферми первого порядка.

- **ГЗК нейтрино** Одной из наиболее вероятных моделей, предсказывающих наличие нейтрино сверхвысоких энергий, является ГЗК эффект. Впервые был описан в 1966 Грейзеном [11], Зацепиным, и Кузьминым [12]. Согласно этому эффекту протоны с $E_p \gtrsim 5 \cdot 10^{19}$ эВ должны взаимодействовать с реликтовым излучением по схеме, описанной для AGN, на расстояниях, соответствующих красному смещению $z \gtrsim 1$ до источника протонов. AGN и GRB, регистрируемые и с более высокими красными смещениями, являются хорошими кандидатами на роль источников высокоэнергетичных протонов. Теоретический поток, изображённый на рис. 1, соответствует накоплению нейтрино возле границы ГЗК эффекта.
- **Z-вспышки** Помимо реликтовых фотонов, имеющих температуру 2.7К, во Вселенной должны существовать реликтовые нейтрино, которые должны были охладиться до $T \approx 2$ К [23]. Единственный процесс, чувствительный к этим реликтовым нейтрино - это механизм Z-вспышек. Нейтрино сверхвысоких энергий, испущенные космическими ускорителями, должны взаимодействовать с реликтовыми нейтрино, образуя Z-бозоны. Распад Z-бозонов в 70% случаев приводит к появлению адронных струй, служащих источниками нейтрино меньших энергий. Это приводит к появлению высокого потока нейтрино возле Z резонанса. Теоретический поток нейтрино изображён на рис. 1. Порог регистрации глубоководных черенковских детекторов находится ниже энергий нейтрино от Z-вспышек, поэтому для их наблюдения должны применяться другие методы, например, акустический.
- **Топологические дефекты (TD)**. На ранней стадии существования Вселенной, когда симметрия Хиггсовского поля была нарушена, могли образоваться области с различными "ориентациями" Хиггсовского поля. Границы этих областей с различными основными состояниями называют топологическими дефектами [13]. Энергии, связанные с топологическими дефектами, должны быть порядка 10^{15} - 10^{16} ГэВ. Эта энергия должна высвободиться во время коллапса дефектов в виде сверхмассовых калибровочных бозо-

нов, которые обычно называют X-частицами. Распад этих частиц может происходить по лептонному каналу, в результате которого получаются нейтрино сверхвысоких энергий. Предсказанный теоретических поток изображен на рис. 1

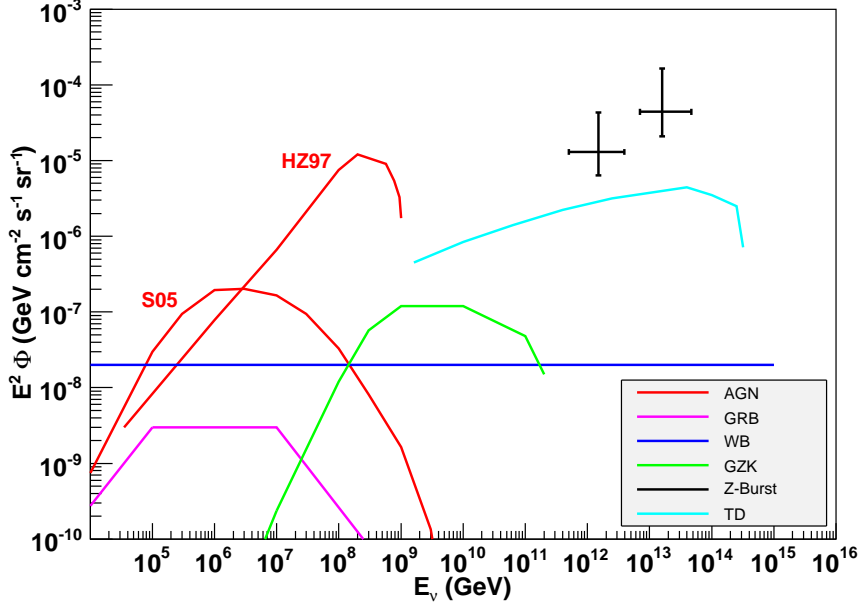


Рис. 1: Суммарный поток нейтрино всех ароматов, предсказанный различными теоретическими моделями[1]. AGNs: S05 из [2], HZ97 из [3]; GRB из [4]; WB из [5]; ГЗК из [6]; Z-Bursts из [7]; TD из [8] ($m_\nu = 1$ эВ).

Зная измеренный поток адронов сверхвысоких энергий, можно получить ограничение сверху на поток нейтрино в предположении, что источники этих адронов оптически тонкие, т.е. их размер меньше средней длины свободного пробега протона. Это предположение основывается на наличии космических частиц с энергиями вплоть до 10^{11} ГэВ, зарегистрированных на Земле. Учитывая ГЗК эффект, можно утверждать, что источники этих частиц находятся на расстояниях, соответствующих красному смещению $z \lesssim 1$. Предполагая, что космические частицы от более удалённых объектов взаимодействуют с реликтовым излучением (схема, аналогичная схеме для AGN), можно получить жесткое ограничение на поток нейтрино:

$$E_\nu^2 \Phi_{\nu, WB} = 2.0 \cdot 10^{-8} \text{ ГэВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$$

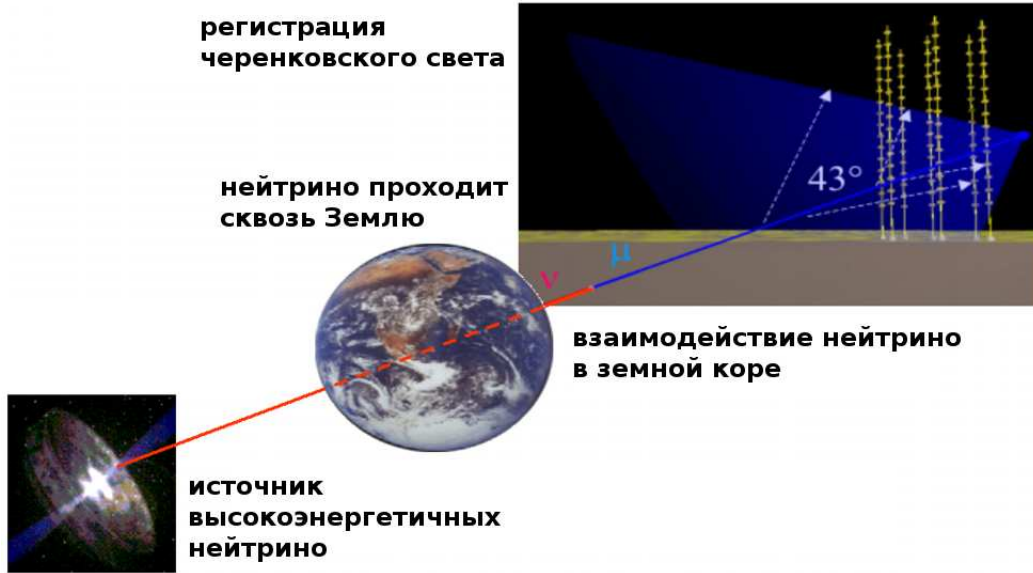


Рис. 2: Основные принципы детектирования нейтрино в глубоководных нейтринных телескопах. Земля используется как щит от космических мюонов.

Данное ограничение обозначено WB (Waxman Bahcall upper limit [14]) на рис. 1. Оно применимо для всех источников, где протоны ускоряются с помощью механизма Ферми, например AGN и GRB. Потоки от активных ядер галактики, изображённые на этом же рисунке, получены в предположении, что источники не являются оптически тонкими. Поэтому теоретический поток от AGN превосходит ограничение WB. Проверка выбранной модели для активных ядер галактики возможна только с помощью регистрации потока нейтрино от данных источников.

Для регистрации нейтрино высоких энергий используются мюоны, получающиеся в результате реакции $\nu_\mu + N \rightarrow \mu + X$. Эти мюоны, в отличие от незаряженных нейтрино, вызывают излучение черенковского света, который и регистрируется ФЭУ. На рис. 2 изображено нейтрино, прошедшее путь от источника сквозь Землю и вышедшее с поверхности земной коры; далее, при взаимодействии в земной коре вблизи поверхности получается мюон. Черенковский свет регистрируется оптическими модулями детектора, изображенными справа на этом рисунке.

Использование именно мюонов связано с тем, что в отличие от электронов (позитронов) и тау лептонов, мюоны способны проходить большие расстояния в среде, практически не изменяя направления движения².

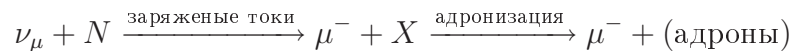
²Для регистрации электронных и таонных нейтрино можно использовать адрон-

Также существует акустический метод регистрации нейтрино, довольно активно развивающийся в последние годы.

Помимо нейтрино от внеземных источников и мюонов от этих нейтрино, нейтрино и мюоны высоких энергий могут появляться в результате взаимодействий космических частиц с атмосферой Земли. Атмосферные мюоны и нейтрино являются нежелательным фоном, так как направление их движения уже сильно отличается от направления на источник первичных частиц. На рис. 3 изображены различные типы мюонов, попадающих в детектор. Метод снижения фона от атмосферных частиц состоит в следующем: все мюоны, летящие из атмосферы (то есть падающие сверху на детектор) считаются фоновыми из-за того, что они состоят в основном из атмосферных мюонов. Источником мюонов, поднимающихся из земной коры (влетающие в детектор снизу) могут быть только внеземные нейтрино или атмосферные нейтрино, так как атмосферные мюоны не могут пролететь Землю насквозь. Энергия мюонов от атмосферных нейтрино в среднем меньше энергии от мюонов внеземных нейтрино. Это даёт теоретическую возможность отличать атмосферные нейтрино от внеземных. Определение энергии мюона является важной и весьма непростой задачей для детекторов данного типа.

Для определения направления мюона используется специальная программа восстановления трека. В условиях большого фона от распада радиоактивных ядер в воде и биолюминисценции восстановленное направление трека может не соответствовать истинному. Из-за этого мюон, летящий из атмосферы, может быть зарегистрирован как мюон, летящий из земной коры. Поэтому, для снижения фона от атмосферных мюонов применяется дополнительная защита - погружение детекторов на большую глубину. Как показывают измерения, фон от атмосферных мюонов на глубине в 3000м в воде снижается в 10^6 раз.

Реакция взаимодействия нейтрино с веществом может проходить по различным каналам. При больших энергиях нейтрино (больше 5 ГэВ) преобладает глубоконеупругое рассеяние нейтрино:



При глубоконеупругом рассеянии нейтрино взаимодействует с отдельным партонном внутри ядра. Межпартонное взаимодействие становится важным лишь на этапе адронизации цветных продуктов взаимодействия, после обмена заряженными токами.

ные и электронные ливни, образующиеся при взаимодействии нейтрино с веществом, а также ливни от продуктов распада таонов. Применение этих методов для определения направления на источник незффетивно, поэтому они не рассматриваются в данной работе, посвящённой телескопам.



Рис. 3: Различные типы мюонов, попадающие в детектор, в зависимости от их происхождения. Голубым цветом изображена атмосфера Земли. Сама планета изображена оранжевым цветом. Детектор обозначен в виде чёрного прямоугольника, находящегося внутри Земли (в море). Информацию от внеземных источников несут только мюоны от внеземных нейтрино (изображено справа внизу). Все остальные мюоны представляют собой фон, для снижения которого используют различные методы.

При более низких энергиях необходимо учесть квазиупругое и резонансное рассеяния.

$$\nu_{\mu} + N \xrightarrow{\text{зар. токи}} \mu^{-} + N', \text{ квазиупругое рассеяние}$$

$$\nu_{\mu} + N \xrightarrow{\text{зар. токи}} \mu^{-} + N^{*} / \Delta \xrightarrow{\text{распад}} \mu^{-} + (\text{адроны}), \text{ резонансное рассеяние}$$

Для ядерных и резонансных каналов все пики сечения реакции лежат ниже 2 ГэВ. Суммарное сечение резонансных и квазиупругих каналов выходит на постоянное значение при энергиях порядка 5 ГэВ. Величина этого суммарного сечения реакции составляет $1.5 * 10^{-42} \text{ м}^2$ ($1.6 * 10^{-42} \text{ м}^2$) для нейтрино (антинейтрино). Сечение глубоконеупругого рассеяния растёт линейно с увеличением энергии от значения $3 * 10^{-42} \text{ м}^2$ ($1.5 * 10^{-42} \text{ м}^2$) при энергии 5 ГэВ (темп роста спадает при энергия порядка 10 ГэВ). Таким образом, ожидается преобладание глубоконеупругого рассеяния на всём диапазоне энергий нейтрино, использующихся для глубоководных нейтринных телескопов.

Использование именно мюонных нейтрино для работы детектора связано со способностью мюонов проходить огромные расстояния в веществе, практически не меняя траектории. Как показывает моделирование с помощью программ PgorMu и MUM, мюоны с энергиями больше 10^5 ГэВ могут проходить десятки километров в веществе. На рис. 4 показана вероятность того, что мюоны с различными энергиями смогут преодолеть определённые расстояния в воде.

Существует несколько процессов, в результате которых мюоны теряют энергию в веществе. Эти потери можно разделить на следующие категории:

- **Ионизационные** Непрерывные потери энергии мюонами, проходящими сквозь среду, связанные с переходом энергии атомным электроном на ионизацию вдоль мюонного пути. Потери энергии можно оценить с помощью формулы Бэте-Блоха [23, стр. 587]. Основной процесс приведён на диаграмме а) рис. 5.
- **Тормозные** В электрическом поле ядер или атомных электронов мюоны могут излучать высокоэнергетичные фотоны, как показано на диаграмме б) рис. 5.
- **Рождение пар** Мюон может излучать виртуальный фотон, который в электрическом поле ядра может превратиться в реальную $e^{+}e^{-}$ пару. Этот процесс показан на диаграмме с) рис. 5.

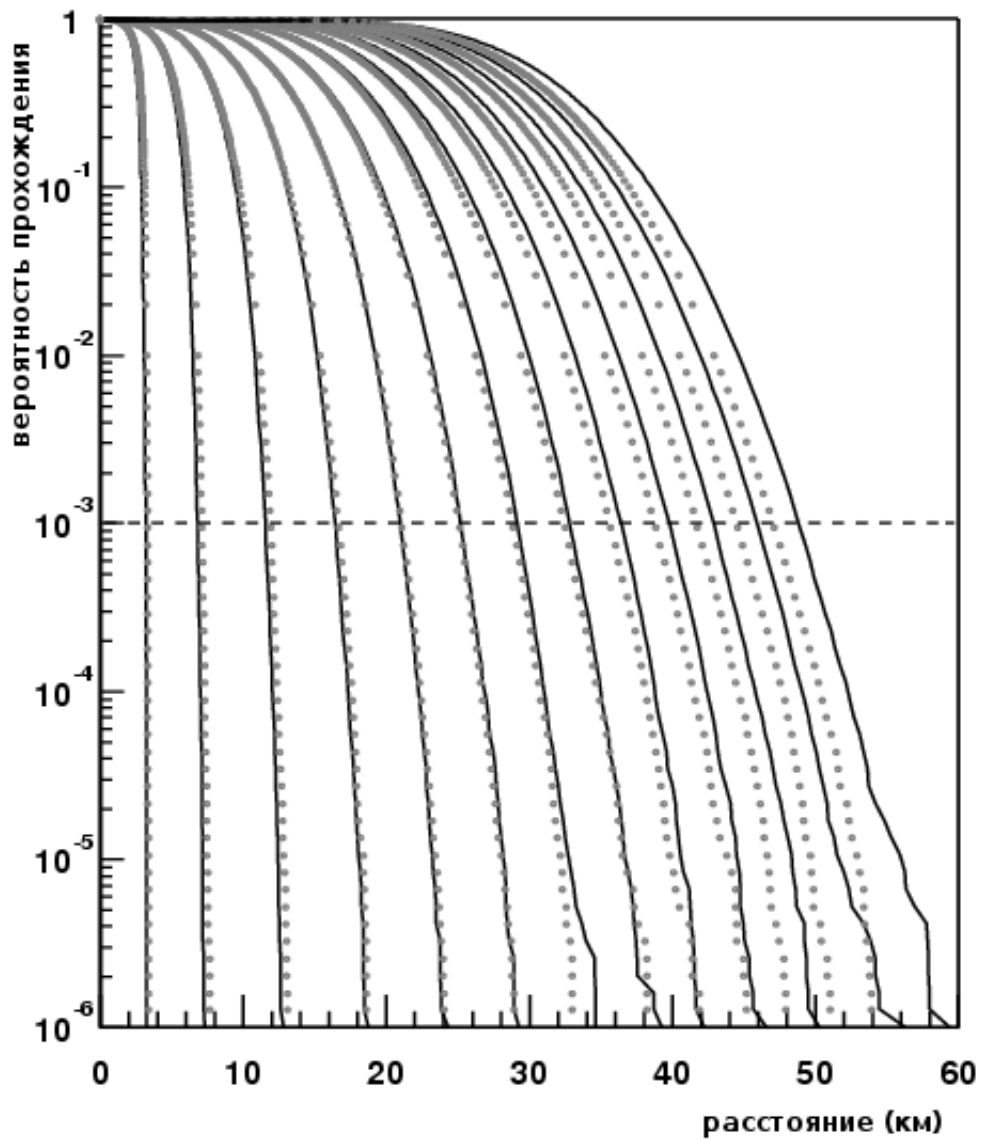


Рис. 4: Вероятность выживания мюона при движении в воде в зависимости от пройденного пути. Изображены зависимости для мюонов с различными начальными энергиями. Слева направо (ГэВ): 10^3 , $3 \cdot 10^3$, 10^4 , $3 \cdot 10^4$... 10^9 . Построение проводилось с помощью моделирования прохождения 10^6 мюонов в воде. Сплошные линии - моделирование с помощью программы MUM. Точки - моделирование с помощью PropMu.

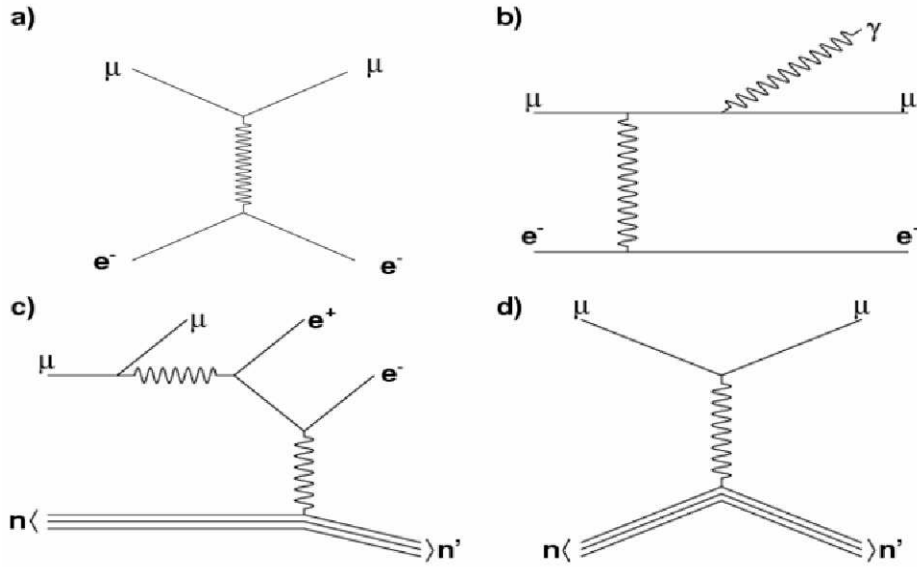


Рис. 5: Потери энергии мюоном в веществе. Диаграмма а) показывает рассеяние мюона атомными электронами (ионизация и выбивание электронов), б) показывает тормозное излучение вблизи атомных электронов, с) показывает рождение электрон-позитронных пар, d) фотоядерное взаимодействие с ядрами.

- **Фотоядерное взаимодействие** Мюон может излучать виртуальный фотон, который напрямую взаимодействует с ядром. Взаимодействие описывается согласно модели векторной доминантности. Основной процесс показан на диаграмме d) рис. 5.
- **Выбивание электрона** Взаимодействие мюона с электронами, как это показано на диаграмме а) рис. 5 может привести к отрыву электрона от атома. Получившийся свободный электрон может вызывать черенковское излучение в среде.

Для мюонов с $E_\mu < 100$ ГэВ преобладают ионизационные потери. Энергия теряется практически непрерывно. При больших энергиях преобладает тормозное излучение и рождение электрон-позитронных пар.

Гайссер, Хальцен и Станев в 1995 году предсказали поток в 3 мюона, образованных нейтрино и летящих из недр Земли, в год с энергиями, большими 1 ТэВ с поверхности в 1км². Сигнал от внеземных источников, как ожидается, должен превосходить фон от атмосферных нейтрино при энергиях больших 10 ТэВ. Такие свойства фона, а также малые потоки нейтрино накладывают ограничения на размеры детектора, а также

показывают необходимость в измерении направления и энергии нейтринных мюонов.

0.2 Черенковское излучение

Излучение черенковского света происходит, когда скорость частицы оказывается больше, чем фазовая скорость света в веществе $v_{\text{света}} = c/n$, где n – показатель преломления среды. Механизм возникновения черенковского излучения объясняется когерентным излучением диполей, возникающих в результате поляризации атомов или молекул среды под влиянием движущейся в ней заряженной частицы. Под действием электрического поля пролетающей заряженной частицы электронное облако атома смещается относительно ядра. Атом поляризуется. После удаления частицы из данной области атом возвращается в неполяризованное состояние. Переход атома в неполяризованное состояние сопровождается черенковским излучением.

Прохождение заряженной частицы через вещество не всегда сопровождается электромагнитным излучением. Если частица движется в среде сравнительно медленно, то поляризационный эффект, вызванный частицей в каждый данный момент времени, оказывается сферически симметричным относительно положения частицы. В этом случае излучение поляризованного атома будет гаситься излучением, испускаемым в противоположной фазе симметричным ему атомом.

Электромагнитные волны, возникающие в точках траектории A_1, A_2, \dots будут когерентны, лишь распространяясь под углом θ . Эти волны образуют волновой фронт BC (см. Рис.2). Когерентность будет иметь место при условии, что частица проходит путь AB за то же время AB/V , которое необходимо для распространения излучения из A в C .

$$\frac{A_1B}{V} = \frac{AC}{c/n}$$

отсюда следует соотношение:

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n}, \text{ где } \beta = V/c$$

Это выражение является также и условием существования излучения (действительно, если $V < c/n$, то $\cos\theta > 1$).

Теория Тамма-Франка дает выражение для числа фотонов, испущенных в диапазоне энергии dE : $\frac{dN}{dE} = \frac{\alpha}{\hbar c} L \sin^2\theta$, где L -длина пути частицы,

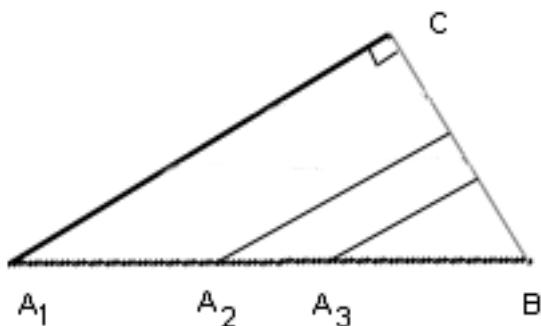


Рис. 6: Распространение фронта черенковского излучения

θ определяется из предыдущей формулы. Как видно из формулы, частица испускает свет во всем диапазоне. Однако, диапазон излучения будет ограничен эффектами дисперсии и поглощения света веществом. Черенковский свет собирается ФЭУ, которые чувствительны к свету в ограниченном диапазоне, который определяется квантовым выходом фотокатода.

Для телескопа важно не только зарегистрировать то, что частица пересекла объем детектора, но также нужно определить угол, под которым она пролетела через детектор, т.к. это важно для снижения фона, а также для идентификации источника в космосе. Для восстановления трека частицы используется большое число ФЭУ, которые работают на совпадение событий по времени. При определенном числе сработавших ФЭУ в какой-то области детектора начинается реконструкция трека.

0.3 Детектор НЕМО

В настоящее время существует четыре проекта, которые должны работать в условиях малой плотности потока нейтрино и высокого фона на поверхности Земли.

Это проекты:

- ANTARES (Toulon) Франция
- БАЙКАЛ (озеро Байкал) Россия
- NEMO (Capo Passero) Италия
- AMANDA/IceCube (Антарктида)

Некоторые из этих детекторов будут использовать помимо черенковского метода регистрации еще и акустический.

Одновременная работа четырёх проектов нейтринных телескопов связана с тем, что в дальнейшем появится возможность сравнить результаты, а также то, что эти телескопы ведут направленный прием потока частиц (а именно по направлению внутренней нормали к поверхности Земли в месте расположения детектора), и, соответственно, одного детектора будет недостаточно для изучения всей небесной сферы.

Первые три детектора водные, т.к. вода обладает хорошей прозрачностью, а также однородностью в объёмах порядка кубического километра (такие большие размеры детекторов требуются из-за малого потока высокоэнергетичных нейтрино, см. выше). AMANDA/IceCube находится в Антарктиде в толще льда. Антарктический лёд обладает слоистой структурой, но длина поглощения света во льду больше, чем в морской воде. Также во льду практически отсутствует фон от распада ^{40}K и биоорганизмов. Данные типы фона являются одной из основных проблем при работе морских детекторов. Далее пойдёт описание детектора НЕМО. Устройство остальных детекторов схожее.

Детектор НЕМО (NEutrino Mediterranean Observatory) планируется разместить в 80 км на северо-восток от Capo Passero (самая южная точка Сицилии). Это месторасположение было выбрано благодаря следующим показателям:

- высокая прозрачность воды (длина поглощения света – в среднем 70м)
- минимальные подводные течения (3 см/с, max < 15 см/с)
- измеренные нормы отложения осадка и нормы загрязнения низки
- близость к порту, международному аэропорту, лабораториям (LNS)

Для детектора важно, чтобы сезонные колебания параметров воды были минимальны. Также плюсом является то, что это довольно обширное плато с небольшими изменениями глубины, поэтому не возникнет проблем, если в дальнейшем наметится расширение детектора.

Планируемый объем детектора 0,88 км³. На рисунке 7 изображена часть детектора. Детектор будет состоять из 81 струны. На каждой струне будет 64 ФЭУ. Сигналы от всех ФЭУ передаются от каждой струны по электрооптическим кабелям через соединительные коробки, где будет происходить уплотнение и фильтрация данных. По главному электрооптическому кабелю информация будет передаваться на берег.

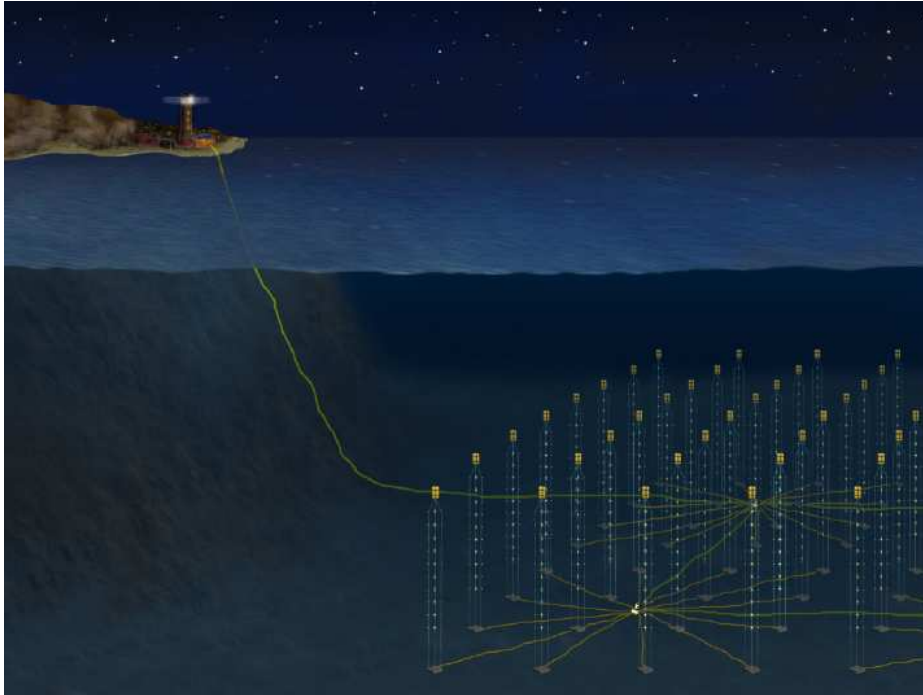


Рис. 7: Иллюстрация части детектора NEMO с главным электрооптическим кабелем, выходящим к центру обработки данных

Выбор конфигурации в виде отдельных струн связан с тем, что детектор будет погружаться на большую глубину с поверхности моря, и будет проще выполнить погружение каждой струны по отдельности. На схеме рис. 8 изображён вид сверху детектора NEMO.

Струна представляет из себя гибкую конструкцию, состоящую из 16 консолей, соединенных между собой тросами. Снизу струна крепится к дну, а сверху растягиваются буй. Высота каждой струны около 750 м, причем расстояние между самым верхним и нижним ФЭУ порядка 600м. Расстояние от нижней консоли до дна – 150м. На рисунке 9 изображено разворачивание струны после погружения, а также две консоли. На каждой консоли крепится 4 ФЭУ по 2 с каждой стороны, причем один направлен вверх, а другой вниз. До погружения вся конструкция струны довольно компактна – консоли прижаты друг к другу. После погружения буй начинает всплывать, и, таким образом, натягивает тросы.

ФЭУ, которые планируется использовать в NEMO, будут иметь следующие характеристики:

- диаметр фотокатода: 38см

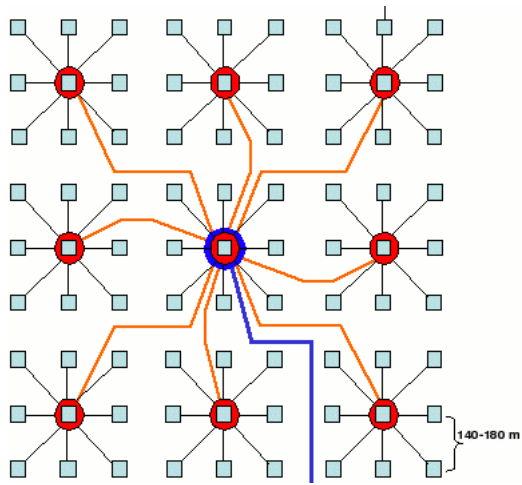


Рис. 8: Конфигурация НЕМО-КМЗ (На схеме квадратами обозначены струны, красные и синие линии – электрооптические кабели для передачи информации, красные кружки – соединительные коробки.)

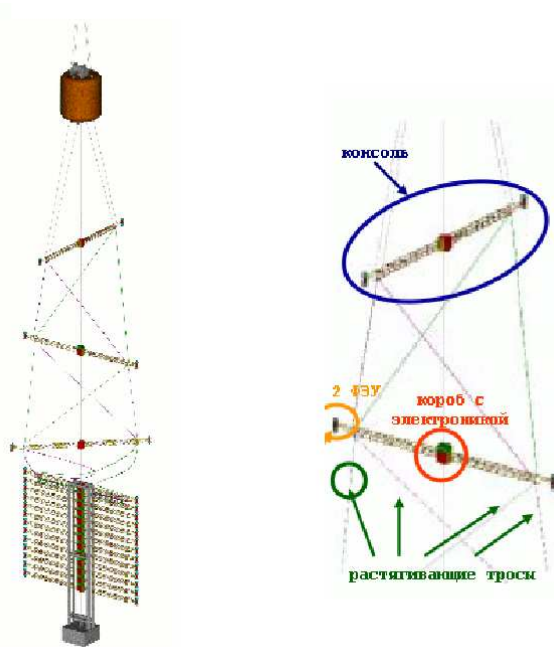


Рис. 9: Развертывание струны (слева), часть струны (справа).



Рис. 10: Тестовый образец ФЭУ для проекта НЕМО.

- временное разрешение 2.5 нс
- квантовый выход 0.25
- работа на глубине 3000 м

На рисунке 10 приведена фотография тестового образца ФЭУ. Для того, чтобы началась обработка события, нужно, чтобы был сигнал по крайней мере от 5 ФЭУ. По координатам + времени сработавших ФЭУ восстанавливается траектория трека мюона.

Так же планируется использование другого ФЭУ, способного определять направление принятого черенковского света. Принципиальная схема направленного ФЭУ показана на рисунке 11. Разработан прототип, основанный на четыреханодном 10" фотоумножителе, поверхность которого разделена набором зеркал, выполненных из прецизионной фольги, покрытой материалом ЗМ, имеющим коэффициент отражения выше, чем у серебра или алюминия. Данные изделия планируется использовать вместо традиционных с минимальными изменениями в конфигурации самого детектора. Компьютерное моделирование показывает, что направленные ФЭУ позволят достичь лучшей разрешающей способности и эффективности регистрации событий, по сравнению с традиционными.

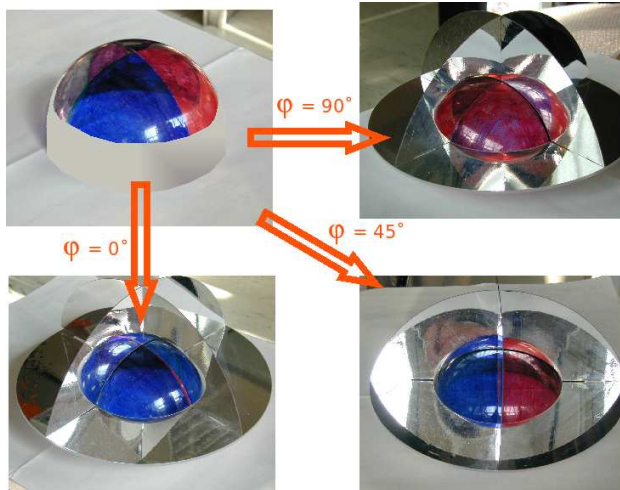


Рис. 11: Принципиальная схема работы нового ФЭУ.

0.4 Описание ANTARES Software

Для моделирование работы глубинного нейтринного телескопа проектом ANTARES был разработан специальный пакет програм, моделирующий реакции с участием нейтрино и рождением мюонов в широком диапазоне энергий, прохождение мюонов в среде детектора и излучение черенковского света, отклик оптических модулей детектора, а также восстановление трека. Данный пакет программ использует современные программы, такие как GEANT, PDFlib, MUM и другие.

Моделирование каждого события можно разбить на две части - первая: выбор точки взаимодействия нейтрино с веществом внутри или вблизи детектора, моделирования взаимодействия нейтрино с веществом и получение продуктов реакции, прохождение продуктов реакции на расстояние, при котором черенковский свет будет способен достичь детектора. Вторая часть - это моделирование излучения черенковского света и прохождения фотонов до оптических модулей, а также моделирование срабатывания и оцифровки импульса электроникой ОМ. Далее идёт обработка и восстановление треков, которая скорее является отдельным программным продуктом для работы готового детектора.

Для первой части моделирования удобно ввести понятие канала. Кан - это цилиндрическая область, в центре которой находится детектор, и имеющая размеры такие, что минимальное расстояние от поверхности канала до детектора составляет 200м. Снизу она ограничена так же морским дном. При достижении заряженных частиц канала необходимо дальнейшее моделирование прохождения света и срабатывания оптических

модулей. Вне кана учитываются только энергетические потери частиц. Расстояние в 200м больше практически в три раза, чем длина затухания света в морской воде. Характеристики работы детектора не должны зависеть от размеров кана. Это всего лишь атрибут, созданный для упрощения и ускорения моделирования.

Для успешной работы первой части пакета было необходимо выполнение следующих пунктов:

- Правильное описание взаимодействий нейтрино в диапазоне энергий от нескольких ГэВ до десятков ПэВ. При больших энергиях преобладает глубоконеупругое рассеяние. При низких энергиях - квазиупругое рассеяние, а также ядерные и Δ резонансы с максимумами ниже 2-х ГэВ - эти виды взаимодействий дают вклад порядка 10% в общее сечение.
- Нейтрино, взаимодействующие внутри кана и снаружи, должны быть смоделированы в правильных пропорциях.
- Для событий внутри кана необходимо моделирование адронного ливня в точке взаимодействия нейтрино с веществом.
- Для событий вне кана должно быть смоделировано прохождение высокоэнергетичных мюонов до тех пор, пока они не остановятся или не достигнут поверхности кана.
- Должен быть произведён учёт различной среды (камень и вода) вокруг детектора для взаимодействий нейтрино и прохождения мюона.
- Для высокоэнергетичных нейтрино должна быть учтена вероятность поглощения в Земле, исходя из сечения взаимодействия нейтрино и профиля плотности Земли.

0.4.1 Алгоритм моделирования событий взаимодействия нейтрино

При моделировании наибольшая из возможных энергий мюона соответствует верхнему пределу энергий нейтрино E_{max} , вводимому пользователем в начале моделирования. Исходя из этой энергии, мы можем рассчитать максимальное расстояние, на которое сможет пройти мюон в воде $R_{max}^{вода}$ и камне $R_{max}^{камень}$ (используя программы PgorMU [17] или MUM [18]). Никакая реакция взаимодействия нейтрино на расстоянии, большем чем

R_{max} в соответствующей среде, не произведёт мюона, который будет зарегистрирован детектором. Используя эти расстояния, мы можем ограничить область моделирования. Полная схема моделирования выглядит следующим образом:

1. Определяется цилиндрический объём вокруг детектора. Размер зависит от зенитных углов θ_{min} и θ_{max} , вводимых пользователем для описания потока нейтрино. Для моделирований, содержащих только поток нейтрино, идущих вверх с поверхности Земли, верхняя поверхность цилиндра совпадает с верхом кана. В остальных случаях верхняя поверхность удалена от детектора на расстояние $R_{max}^{вода} * \cos\theta_{max}$ или расстояние до поверхности воды, в зависимости от того, что меньше. Во всех случаях радиус больше чем расстояние от центра детектора до боковой стороны на $R_{max}^{вода}$, а осевые $R_{max}^{камень}$. Все расстояния считаются в эквивалентных водных единицах (пересчет возможен, исходя из того, что плотность всех веществ принимается равной единице).
2. Весь спектр нейтрино от E_{min} до E_{max} (вводятся пользователем) разделяется на равные участки по $\log_{10} E_{\nu}$, и рассчитывается число событий N , которое надо сгенерировать на каждом участке. Для участка i с энергиями от E_{min}^i до E_{max}^i :

$$N^i(E_{min}^i, E_{max}^i) = N_{total} * \frac{\int_{E_{min}^i}^{E_{max}^i} E^{-X} dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} E^{-X} dE}$$

3. Для каждого участка энергии можно посчитать максимальный путь мюона в камне и воде, используя максимальную энергию на этом участке. Таким образом, можно определить "уменьшенный" объём для моделирования, также как и определялся основной. Число событий, которое надо сгенерировать в этом объёме:

$$N_{scaled}^i(E_{min}^i, E_{max}^i) = P \left(N^i(E_{min}^i, E_{max}^i) * \frac{V_{scaled}}{V_{total}} \right)$$

Число событий, которое необходимо смоделировать на каждом участке энергии, дополнительно "размывается" распределением Пуассона $P(\mu)$ со средним μ для того, чтобы сохранить статистическую флуктуацию между различными участками энергии.

4. Далее, последовательно для каждого участка энергии:

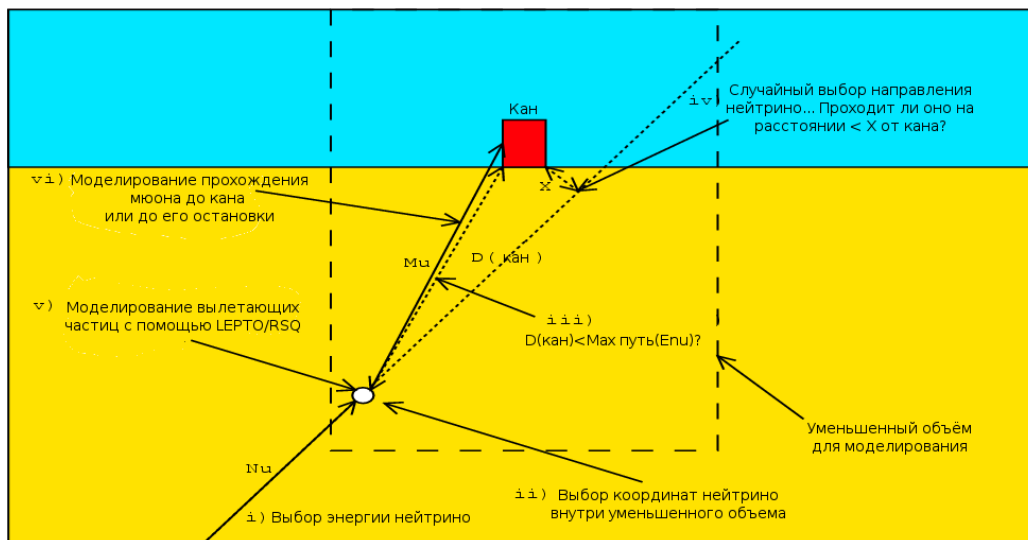


Рис. 12: Схема моделирования одного события взаимодействия нейтрино.

- (a) Выполняется численное интегрирование сечения взаимодействия нейтрино с помощью программы LEPTO (программа для численного моделирования событий глубоконеупругого лептон-нуклонного рассеяния [19]), и инициализируется генерирование событий в этом диапазоне. Это помогает уменьшить численные ошибки, которые появляются, если диапазон энергий охватывает много порядков.
- (b) Для каждого события из числа N_{scaled}^i (см. рис. 12):
 - i. Энергия нейтрино случайным образом выбирается из спектра E^{-X} внутри данной части диапазона энергии.
 - ii. Координаты нейтрино выбираются внутри уменьшенного объёма.
 - iii. Определяется, находится ли нейтрино внутри кана или нет. Если снаружи, то считается наименьшее расстояние от нейтрино до кана. Если это расстояние больше максимального мюонного пути при выбранной энергии нейтрино, то мюон, полученный в реакции, никогда не достигнет детектора, и поэтому работа с данным событием заканчивается.
 - iv. Направление нейтрино выбирается из изотропного распределения. Для событий вне кана рассчитывается: больше ли расстояние от прямой линии экстраполированного трека

нейтрино до детектора чем некоторое значение, выбранное пользователем. Если больше, то работа над событием прекращается. Здесь надо отметить крайние случаи:

- При низких энергиях направление мюонного и нейтринного трека плохо скорелировано. Поэтому использование направления трека нейтрино для оценки того, что мюон попадёт в кан, - не очень хорошая проверка. Однако, низкоэнергетичные нейтрино должны взаимодействовать с веществом близко к детектору для того, чтобы получился мюон, который можно зарегистрировать. Поэтому при достаточно большом значении расстояния, выбранного пользователем, работа с такими событиями продолжится.
- При больших энергиях направления треков нейтрино и мюона практически совпадают, поэтому, даже если нейтрино сильно удалено от детектора, использование направления нейтринного трека для оценки того, попадёт ли черенковский свет в кан или нет, вполне эффективно.

Значение, выбираемое пользователем можно найти из пробных моделирований. Находится минимальное значение, при котором остаются все события, в которых черенковский свет достигает кана.

- v. Для каждого события выбирается канал (глубоконеупругое рассеяние, резонансное или квазиупругое) согласно отношению сечений каждого канала. Затем используются соответствующие программы для получения продуктов реакции с начальными импульсами в точке взаимодействия нейтрино (используются программы LEPTO [19] - для глубоконеупругого рассеяния, RSQ [20] - для квазиупругого и резонансного, PDFlib [22] - для выбора функции распределения партонов (для работы LEPTO), PYTHIA/JETSET [21] - для нахождения конечных продуктов реакции в неупругих рассеяниях)
- vi. Для событий внутри кана записываются все частицы (позиции, направления, энергии и т.д.) для дальнейшей работы. Для событий вне кана, остаются лишь мюоны. Если трек мюона пересекает кан, то рассчитываются параметры мюона при достижении им кана. Если по крайней мере один мюон достигает кана с энергией, достаточной для че-

ренковского излучения, это событие записывается.

vii. Для событий, которые записываются, рассчитывается "вес событий" (данные для дальнейшего анализа - расчета эффективной площади и прочего).

5. В завершении всей этой процедуры мы получим запись о каждом событии из $\mathcal{O}(10^{10})$ взаимодействий, в результате которых хотя бы одна частица дошла до кана.

0.4.2 Моделирование регистрации фотонов детектором

В предыдущей главе было разобрано моделирование взаимодействия нейтрино с веществом, а также моделирование прохождения частиц до объема, в котором излученный свет может достигнуть детектора. Следующей стадией является моделирование излучения черенковского света средой при прохождении мюонов и адронных ливней. Полное моделирование с методом Монте-Карло здесь непременно из-за большого числа событий, которое необходимо обрабатывать (в основном из-за фоновых атмосферных мюонов), больших расстояний (сотни метров мюонного пути через детектор), большого числа частиц, произведённых одним мюоном в виде электромагнитных ливней и порядка 10^5 черенковских фотонов на метр мюонного трека. Таким образом, требуются иные методы для моделирования таких событий. В ANTARES Software используются две различные программы, применимых для различных типов событий:

- **КМ3 [24]** Подсчёт числа фотонов от одного короткого участка мюонного трека или электромагнитного ливня, достигающих фотоумножителя с учётом рассеяния в среде, ведётся по специальным "фотонным таблицам", которые параметризуют это количество света с учётом ориентации и координат фотоумножителя по отношению к этому малому участку. Данная программа используется для моделирования отдельных мюонов с электромагнитными ливнями от тормозного излучения с учетом рассеяния фотонов в среде. Вклад черенковского света из-за заряженных адронов в среде не учитывается.
- **Geasim [25]** Данная программа выполняет полное моделирование треков всех частиц, проходящих сквозь детектор, исключая черенковские фотоны. Для числа фотонов, зарегистрированных каждым оптическим модулем используется аналитическая функция, не учитывающая рассеяние фотонов.

Требования, предъявляемые ко второй части программы моделирования, следующие:

- Возможность корректной работы с треками мюонов, имеющих энергию до десятков ПэВ, и правильное моделирование черенковского света, вызванного этими мюонами.
- Должны быть учтены электромагнитные ливни от таких процессов, как тормозное излучение в виде локальных событий вдоль мюонного трека в среде. Такие процессы преобладают среди энергетических потерь мюонов, энергия которых вышен нескольких ТэВ.
- При моделировании прохождения света в морской воде необходимо правильно моделировать рассеяние света. Это важно по двум причинам:
 - Важной характеристикой восстановления направления мюонного трека является временное разрешение. Любое рассеяние изменит время прибытия света до оптических модулей, и угловое разрешение ухудшится.
 - Фоновые атмосферные мюоны летят сверху вниз, в то время как оптические модули направлены для приёма излучения, идущего снизу вверх. Поэтому большинство фотонов при отсутствии рассеяния поглотилось бы на задних стенках оптических модулей. Из-за многократного рассеяния возможно изменение направления фонового света, и он будет принят ФЭУ.
- Для нейтрино, взаимодействующих внутри детектора, необходимо учитывать свет от адронных ливней.
- В процессе моделирования должен быть учтён отклик ФЭУ, как функция от длины волны света и угла падения фотона.
- Процесс моделирования должен быть достаточно быстр, чтобы моделировать очень большое число проходящих мюонов от фоновых космических лучей, частота которых порядка 10^5 в секунду.

Как было сказано ранее, высокая скорость моделирования событий достигается за счёт работы по ранее сгенерированным фотонным таблицам, которые содержат распределения амплитуды сигналов на ФЭУ и их время срабатывания для каждого метра мюонного трека. Амплитуда сигнала и время срабатывания для каждого отдельного трека выбирается

случайным образом из этого распределения. Так что события получаются уникальными.

Итак, в этой части программы необходимо смоделировать три группы частиц:

- **Мюоны** Характеризуются длинными, приблизительно прямыми треками, постоянно теряют энергию и вызывают черенковское излучение в среде. Также подвержены различным энергетическим потерям, в результате которых могут получиться независимые электромагнитные ливни.
- **Электромагнитные ливни** Получаются либо от тормозных фотонов, излученных мюонами, либо в точке взаимодействия нейтрино с веществом. Вся энергия излучается на коротком промежутке (в масштабах детектора) и излучение может считаться точечным. В ливне содержится большое количество электронов, и из-за статистического усреднения ливни со схожими энергиями будут иметь схожие свойства.
- **Адроны** Имеют сложные цепи распада и количество света, произведённого ими, зависит от начальной частицы и конкретных каналов распада. В результате распадов могут получаться мюоны, которые могут проходить значительные расстояния. Таким образом, параметризация, схожая с мюонами или электромагнитными ливнями, здесь не применима.

Для мюонов и электромагнитных ливней моделирование проходит следующие стадии:

1. Детальное моделирование частиц с различными параметрами используется для построения таблиц, в которые записывается амплитуда выходного сигнала ФЭУ в зависимости от времени. Моделирование проводится для различных ФЭУ, находящихся под разными углами к участку трека и на различном расстоянии от него. Данная процедура выполняется один раз для каждого типа частиц и моделей рассеяния и состоит из двух этапов (данная процедура называется составлением фотонных таблиц, подробнее о ней будет сказано далее, см. рис. 13 со схемой работы КМЗ):

- (а) Полное моделирование (включая все вторичные частицы с энергиями выше черенковского порога) выполняется для участка мюонного трека или целого электромагнитного ливня заданной энергии. Фотоны моделируются в соответствии с вы-

бранной моделью рассеяния в воде. Записываются координаты, время, направление и длина волны каждого фотона, пересекающего определённый набор сфер, окружающих исходную частицу.

- (b) Оценивается вероятность регистрации фотонов с каждого зенитного угла (полный угол разбивается на ячейки) каждой сферы для всего набора возможных ориентаций оптических модулей по отношению к исходному треку или ливню (все возможные ориентации оптических модулей также разбиваются на ячейки). В итоге получится амплитуда для каждой ячейки и распределение вероятности времени сигнала, по которым строится общее распределение. Это и есть окончательные фотонные таблицы.

2. После составления фотонных таблиц возможно быстрое моделирование мюонов от взаимодействия нейтрино в веществе. Для каждого сгенерированного события мюоны моделируются по участкам, соответствующим отдельным сегментам трека в фотонных таблицах и строится список электромагнитных ливней, произведённых мюоном (энергия, координаты, направление и время). Для каждого участка/ливня и каждого оптического модуля детектора находится число зарегистрированных фотонов по фотонным таблицам. Далее амплитуда этих сигналов проходит обработку смоделированной электроникой детектора, и получается окончательный отклик детектора.

Фотонные таблицы строятся с использованием детального моделирования в программе GEANT [26]. Отдельно моделируются мюоны, учитывая их рассеяние и все вторичные частицы (например, выбитые электроны). Для построения таблиц трек разбивается на сантиметровые участки (см. рис. 14 с пояснениями). Также моделируются электромагнитные ливни с энергиями 100 МэВ, 1 ГэВ, 10 ГэВ и 100 ГэВ. Таблицы, получившиеся после моделирования этих ливней, интерполируются для каждого отдельного ливня в окончательном моделировании мюонов от нейтрино. Далее прохождение всех фотонов моделируется отдельно. Определяется число сфер, обычно 20, окружающих начало моделирования (т.е. центр участка мюонного трека или максимум ливня). Эти сферы не имеют реального физического смысла и созданы в компьютерной модели для сокращения объёма данных о всех фотонах. Радиусы сфер возрастают от 2м до 200м. Для снижения объёма таблицы записывается только порядка 10000 фотонов для каждой сферы, что в целом даёт неплохую статистику

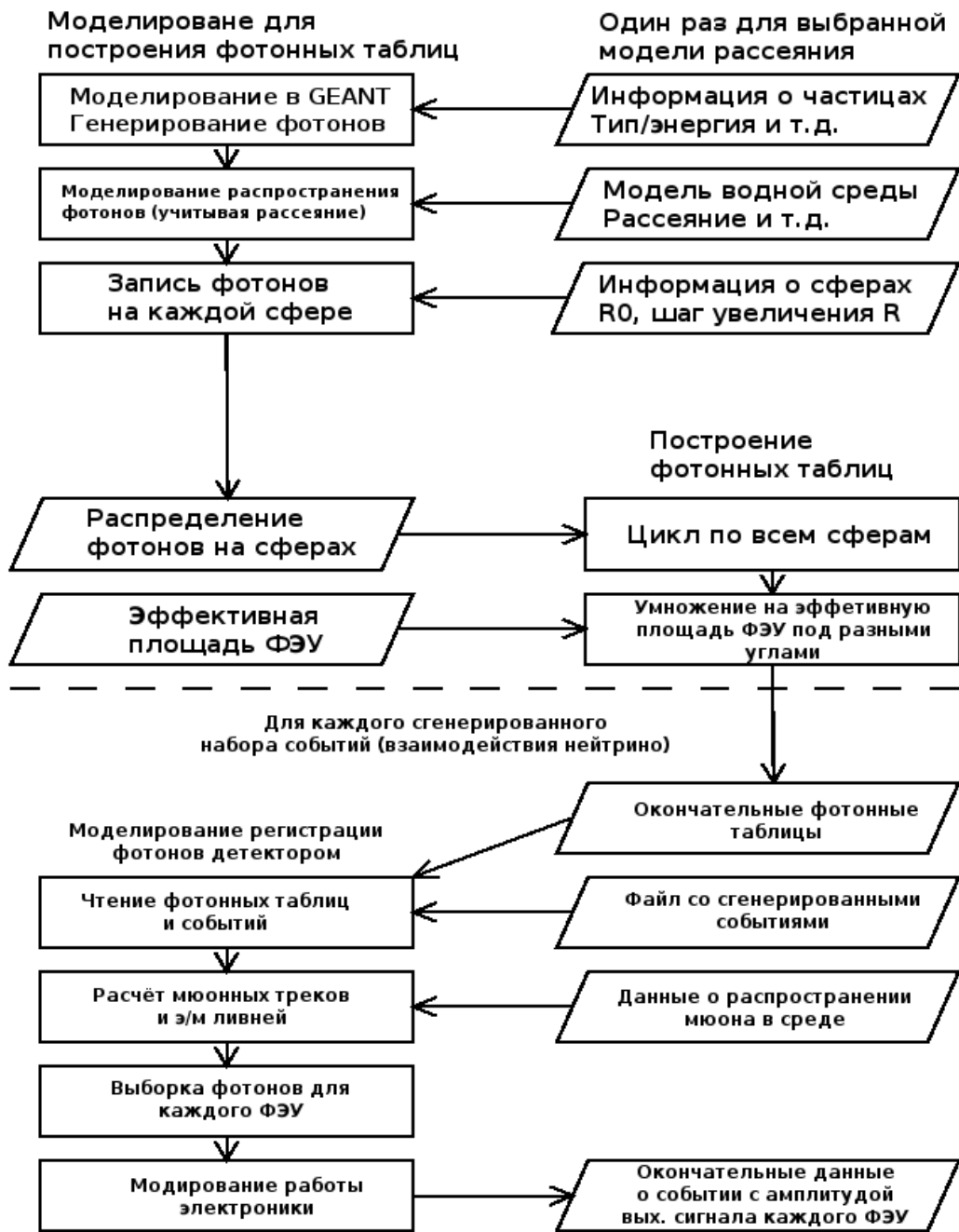


Рис. 13: Схема работы программы КМЗ (моделирование регистрации фотонов детектором).

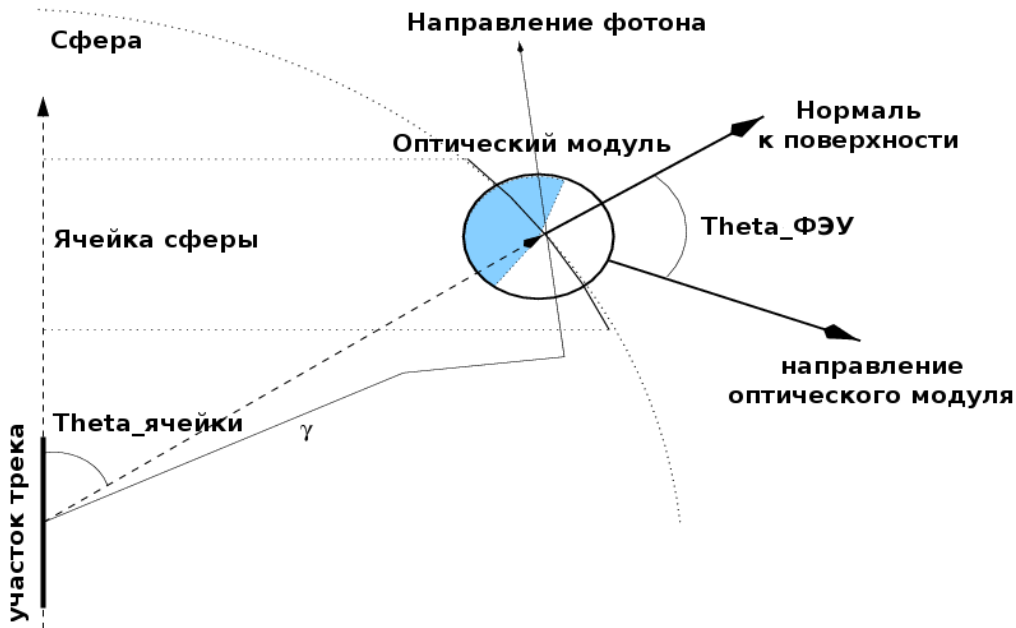


Рис. 14: Геометрия, используемая при построении фотонных таблиц. Направление оптического модуля ($\theta_{ОМ}, \phi_{ОМ}$) определяется по отношению к нормали сферы в каждой ячейке как $\cos\theta$

ку. Далее данные о каждом записанном фотоне на каждой сфере группируются по ячейкам в зависимости от зенитного угла θ по отношению к направлению трека или ливня. После этого суммарный поток фотонов для каждой ячейки по $\cos\theta$ умножается на эффективную площадь оптического модуля, зависящую от длины волны и угла падения света. Такая процедура проводится для различных направлений оптических модулей.

Для моделирования прохождения фотонов очень важным параметром является выбор модели рассеяния. В данной программе учитываются два механизма рассеяния - рассеяние в однородной среде и рассеяние на частицах. Для рассеяния в чистой морской воде было выбрано рассеяние Реллея [27] с угловым распределением:

$$\frac{dN_r}{d\Omega} = 0.06225 * (1 + 0.835\cos^2\theta)$$

где фактор 0.835 (вместо обычного, равного 1) получается из-за анизотропии молекулы воды. Второй компонентой рассеяния являются так называемое рассеяние на частицах - микроскопических организмах и осадках. Для этого типа рассеяния была выбрана экспериментальная модель, ос-

нованная на измерениях Петзольда (Petzold) [28].

Также следует учитывать оптический фон, возникающий при работе оптических модулей на большой глубине. Основной вклад в этот фон вносит распад ^{40}K , а также биолюминесценция от живых организмов, обитающих на большой глубине. В программу моделирования включён пока только фон от ^{40}K , представленный в виде случайных сигналов частотой 40 кГц, что соответствует результатам измерений, проведенных в планируемом месте размещения детектора НЕМО.

После получения числа фотонов на определённых оптических модулях при пролёте различных частиц (с помощью использования фотонных таблиц), а также из-за оптического фона, необходимо смоделировать оцифровывание сигнала электроникой, обрабатывающей отклик от каждого оптического модуля. В первом приближении данное оцифровывание осуществляется простым интегрированием сигнала в течение 25 нс после первого зарегистрированного фотона оптическим модулем. После оцифровывания мы получаем отклик всего детектора, который в дальнейшем обрабатывается программами реконструкции событий.

0.5 Характеристики эффективности работы детектора

Параметры для оценки эффективности работы детектора выбирались для того, чтобы объективно оценивать возможность обнаружения точечных источников нейтрино во Вселенной. Довольно удобно использовать эффективную площадь детектора и медиану разности углов между истинным треком и зарегистрированным детектором. При оценке эффективной площади детектора трек считается восстановленным, если угол между восстановленным треком и истинным мюонным треком меньше 2° . Конечно, в реальных измерениях невозможно знать направление истинного мюонного трека, поэтому данные характеристики используются лишь как одна из возможностей сравнить эффективность различных детекторов. Также следует помнить, что информацию о местоположении точечного источника на самом деле несёт нейтрино, а не мюон. Угол между треками мюона и нейтрино в среднем меньше 3° для энергий 10^2 ГэВ и стремится к 0 для больших энергий (см. рис. 15).

Определим медиану какой-либо неотрицательной функции как значение аргумента, при котором интеграл функции от минус бесконечности до этого значения аргумента достигает половины интеграла по всей области определения функции (см. рис. 16). Медиану разности углов между

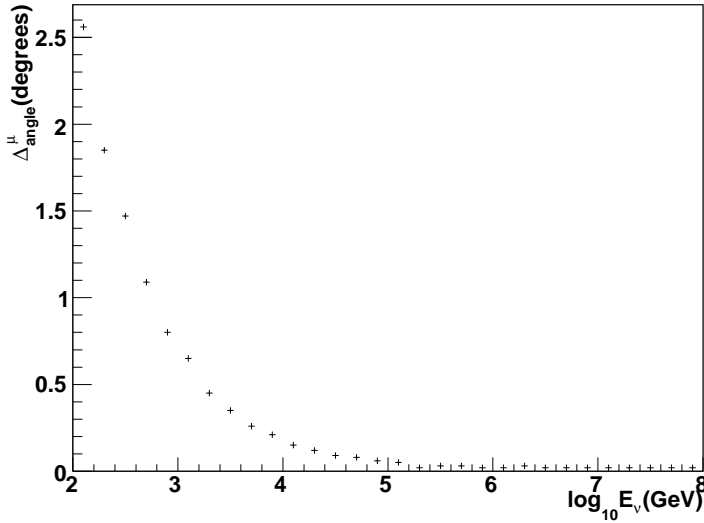


Рис. 15: Медиана угла между треком мюона и нейтрино. График получен моделированием с помощью LEPTO и RSQ, включенными в ANTARES Software[16, гл.3 ч.2 стр.56].

истинным треком и зарегистрированным детектором можно вычислить из выражения:

$$\int_0^x N(\alpha) d\alpha = 1/2 \int_0^{360} N(\alpha) d\alpha$$

В данном выражении: N - число событий, с углом α , x - искомая медиана.

Определение эффективной площади следует начать с более простой характеристики - эффективного объема, который включает в себя эффективность восстановления трека и выбор правильно восстановленных треков. Цель введения этой величины: после умножения её на частоту взаимодействий нейтрино в единице объема получить частоту зарегистрированных событий данным детектором. Для подсчета этой величины отношение хорошо восстановленных треков к числу сгенерированных в объеме событий взаимодействия нейтрино с веществом умножается на объём, в котором генерировались события. Объем в котором генерируются события должен соответствовать всей Вселенной, но в заданном диапазоне энергий нейтрино этот объем ограничивается максимальной длиной прохождения мюона в веществе. Длина прохождения мюона требует отдельного статистического исследования, т.к. она с малой, но конечной долей вероятности может быть обусловлена лишь ионизационны-

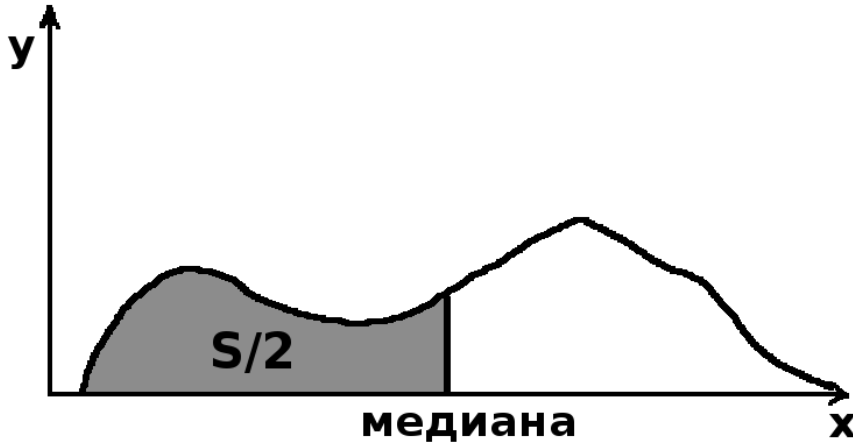


Рис. 16: Местоположение медианы на графике.

ми и радиационными потерями, которые для мюона довольно малы.

$$V_{eff}(E_\nu, \theta_\nu) = \frac{N_{selected}(E_\nu, \theta_\nu)}{N_{generated}(E_\nu, \theta_\nu)} * V_{generation}$$

Зная эффективный объем, можно, используя поток нейтрино ϕ_ν , рассчитанный по какой-либо теоретической модели, определить частоту регистрации событий. Для этого еще понадобится знание некоторой параметризации сечения взаимодействия нейтрино. Полученную частоту можно в дальнейшем сравнивать с экспериментальной для проверки теоретической модели, на основе которой рассчитывался поток.

$$N_{observed} = \int V_{eff}(E_\nu, \theta_\nu) (\rho N_A) \sigma(E_\nu) \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu d\theta_\nu} dE_\nu d\theta_\nu$$

Величины $\sigma(E_\nu)$ и (ρN_A) можно объединить с эффективным объемом. Тем самым, получится эффективная площадь. Итак, эффективная площадь - величина, которая, умноженная на дифференциальный поток нейтрино и проинтегрированная по энергии и углу, даст число наблюдаемых событий.

$$A_{eff}^{\nu(detector)} = V_{eff} * (\rho N_A) * \sigma(E_\nu)$$

Также, для того чтобы поток нейтрино в данной формуле соответствовал потоку, приходящему из космоса, необходимо добавить еще один множитель - вероятность прохождения нейтрино через Землю под заданным углом и с заданной энергией. Расчёт этой вероятности также является отдельной задачей.

$$A_{eff}^\nu = V_{eff} * (\rho N_A) * \sigma(E_\nu) * P_{Earth}(E_\nu, \theta_\nu)$$

0.6 Сравнение конфигурации НЕМО с различными ФЭУ

Данная глава посвящена сравнению характеристик двух детекторов - с традиционными и направленными ФЭУ, встроенными в последнюю общепринятую конфигурацию НЕМО, описанную выше. Моделирование работы этих двух детекторов производилось для изотропного потока нейтрино, азимут которого лежит в пределах от 0° до 180° . Энергия нейтрино лежала в пределах от 100ГэВ до 100ПэВ . Нижняя граница обусловлена близостью к порогу регистрации мюонов (порядка 10ГэВ), а также углом $>2^\circ$ между нейтрино и мюоном при энергиях $E_{\nu\mu} \gtrsim 10^2\text{ГэВ}$ (см рис. 15). Верхняя граница связана с высокой вероятностью поглощения нейтрино Землёй (уже при энергиях порядка нескольких ПэВ отсутствуют нейтрино, идущие с поверхности).

Статистика событий взаимодействия нейтрино - $5 * 10^8$ для каждого детектора.

Из рис. 17, где отображены эффективные площади детекторов НЕМО, оборудованных традиционными оптическими модулями и направленными, видно преимущество работы детектора с направленными ФЭУ в области энергий $E_\nu < 10^2\text{ТэВ}$, которое практически исчезает для больших энергий. Также на рис. 18, где отображено отношение эффективных площадей этих детекторов, видно улучшение практически в 2 раза для $E_\nu < 1\text{ТэВ}$. Также использование направленных ФЭУ даёт улучшения в угловом разрешении. Это видно на рис. 19, где отображена медиана ошибки восстановления направления мюонного трека $\Delta\theta$. В конфигурации НЕМО использование направленных ФЭУ улучшает угловое разрешение для энергий нейтрино ниже 10ТэВ .

К сожалению, в диапазоне энергий, где видны улучшения, присутствует ощутимый фон атмосферных нейтрино, получающихся в распаде атмосферных мюонов. Таким образом, при увеличении эффективной площади детектора фон тоже увеличивается. Этот факт повлиял на разработку альтернативных конфигураций.

0.7 Оптимизирование конфигурации НЕМО

Как уже говорилось в разделе 0.3, конфигурация НЕМО - это квадратная сетка 9×9 струн, с расстоянием 140м между ними. Общее число оптических модулей - 5184 во всей конфигурации. Для того, чтобы уменьшить стоимость конструкции, сохраняя те же характеристики, были проведены исследования, по поиску более экономных конфигураций. В частно-

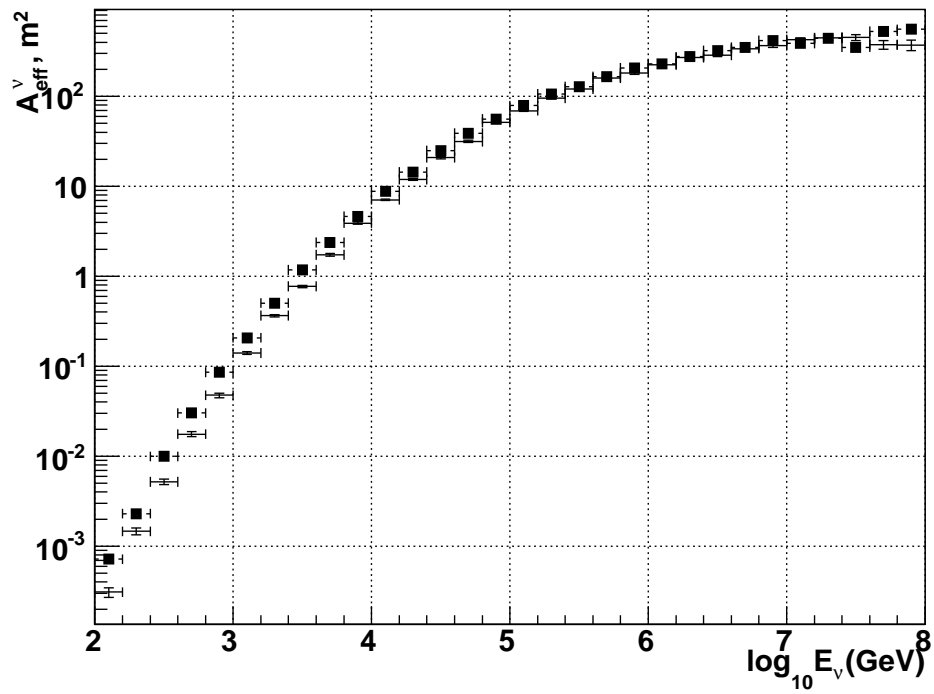


Рис. 17: Эффективная площадь стандартного детектора НЕМО (крестики) и детектора НЕМО, оборудованного направленными ФЭУ (чёрные квадраты) для мюонных нейтрино, учитывая $\Delta\theta < 2^\circ$

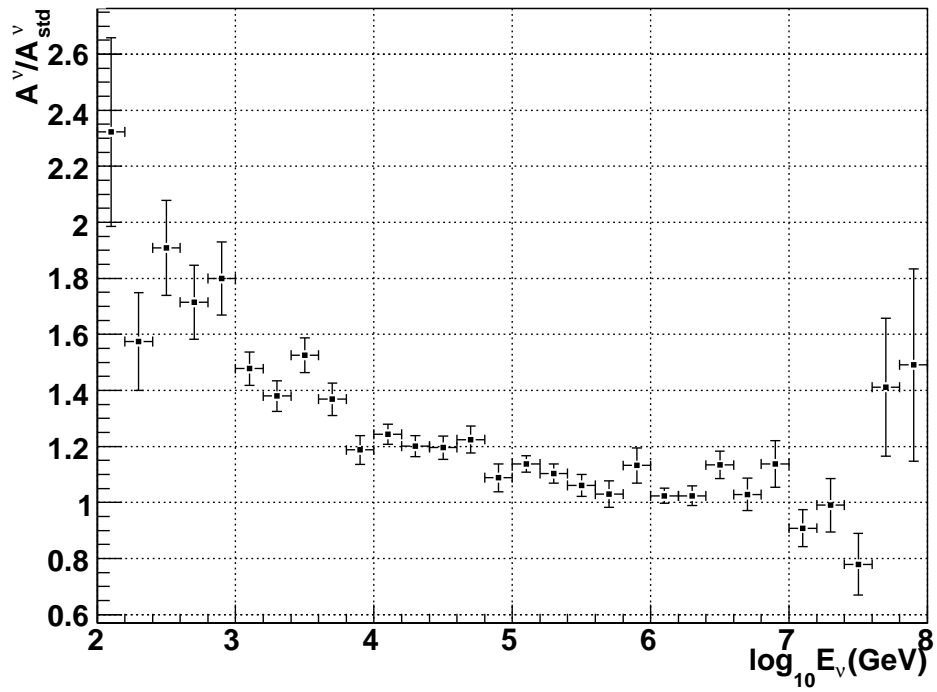


Рис. 18: Отношение эффективной площади детектора НЕМО, оборудованного направленными ФЭУ к эффективной площади стандартного детектора НЕМО для мюонных нейтрино, учитывая $\Delta\theta < 2^\circ$

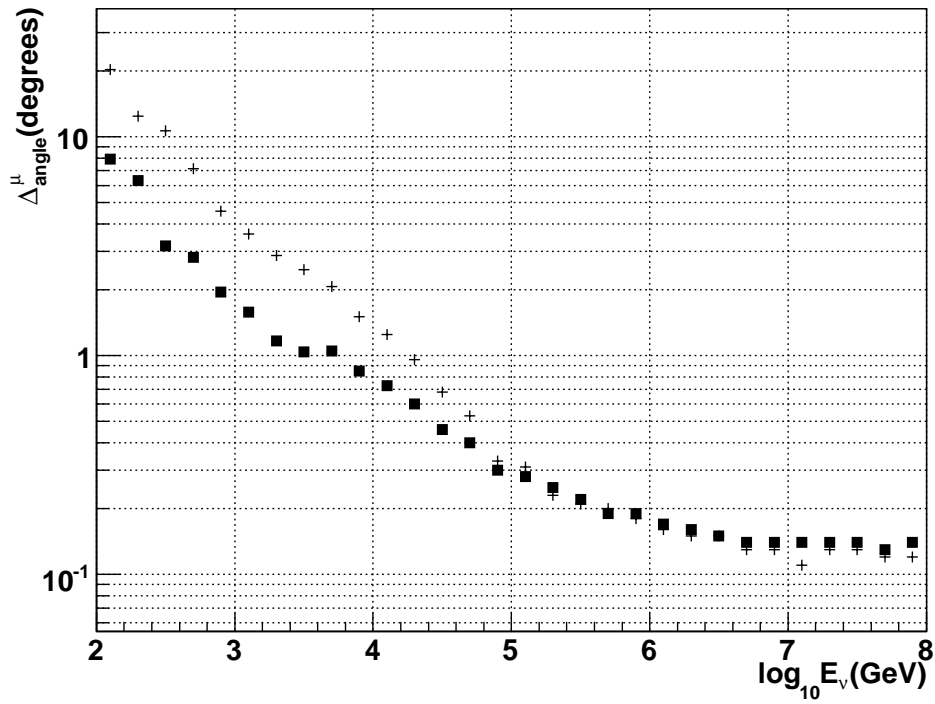


Рис. 19: Медиана ошибки восстановления направления мюонного трека $\Delta\theta$ для стандартного детектора НЕМО (крестики) и детектора НЕМО, оборудованного направленными ФЭУ (квадраты)

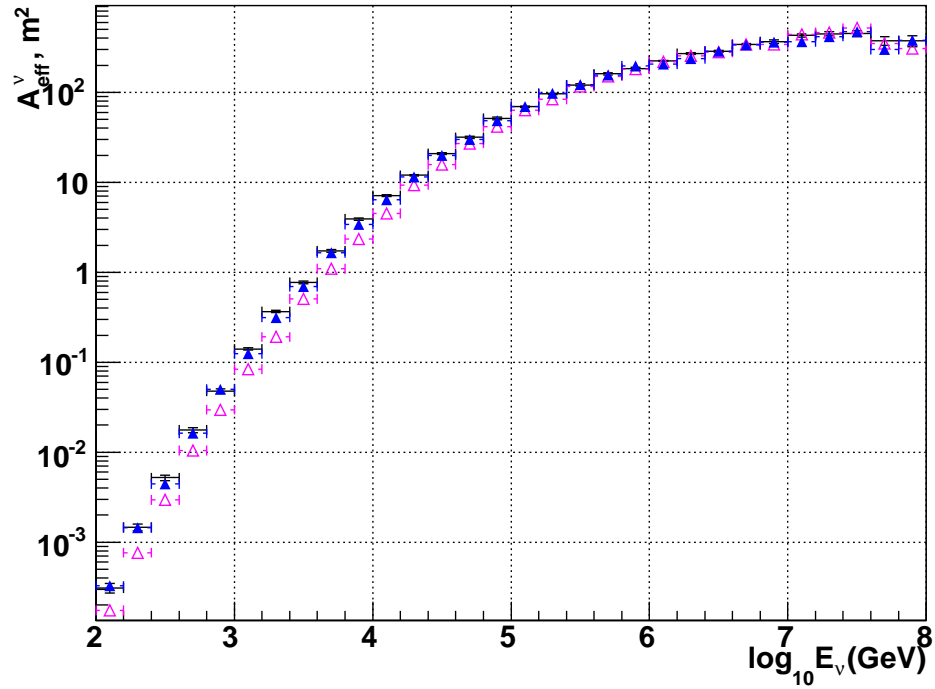


Рис. 20: Эффективные площади детекторов: 8x8 НЕМО с расстоянием 180м между струнами, оборудованного направленными ФЭУ (голубые отметки) и стандартного детектора НЕМО (черные отметки) для мюонных нейтрино, учитывая $\Delta\theta < 2^\circ$. Для сравнения также приведена эффективная площадь 8x8 НЕМО с расстоянием 180м между струнами, оборудованного стандартными ОМ (фиолетовые отметки).

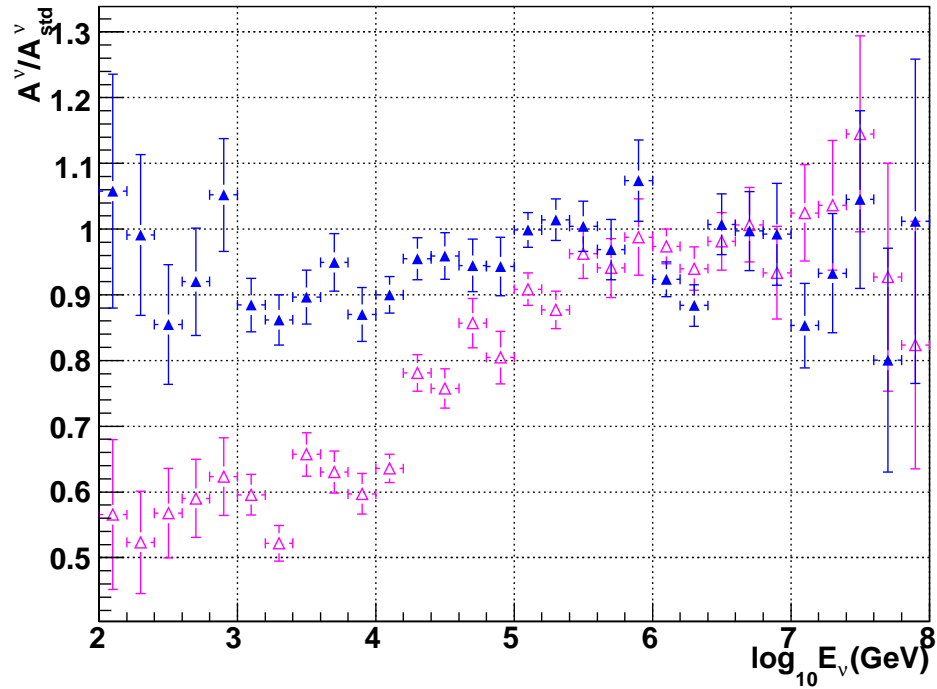


Рис. 21: Отношение эффективной площади 8x8 детектора НЕМО с расстоянием 180м между струнами, оборудованного направленными ФЭУ к эффективной площади стандартного детектора НЕМО для мюонных нейтрино , учитывая $\Delta\theta < 2^\circ$ (голубые отметки). Для сравнения также приведено отношение эффективных площадей тех же конфигураций, но оборудованных стандартными ОМ (фиолетовые отметки).

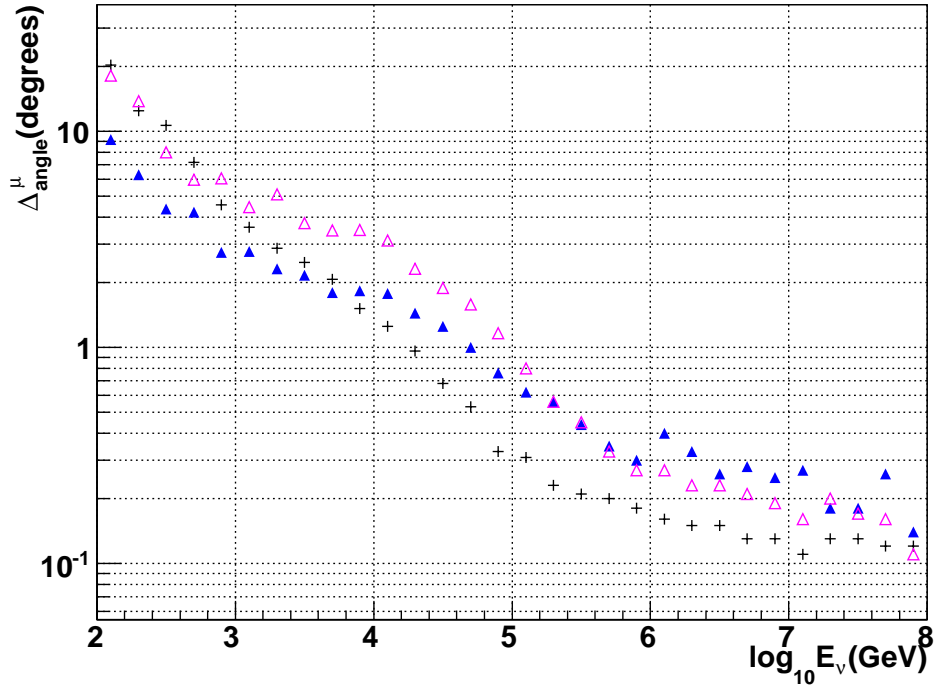


Рис. 22: Медиана ошибки восстановления направления мюонного трека $\Delta\theta$ для стандартного 9x9 детектора НЕМО (чёрные отметки) и 8x8 детектора НЕМО с расстоянием между струнами 180м, оборудованного направленными ФЭУ (голубые отметки). Для сравнения также приведена медиана $\Delta\theta$ для 8x8 детектора НЕМО (фиолетовые отметки).

сти, были изучены основные характеристики детекторов с уменьшенным числом струн и увеличенным расстоянием между ними. Изучались две конфигурации: а) расстояние между струнами 180 м, соответствующее фактическому объёму конфигурации НЕМО, но с уменьшенным числом струн (80% от стандартного количества), б) расстояние между струнами 200м, соответствующее большему фактическому объёму детектора, число струн также 80% от стандартного количества. Ожидалось, что при увеличении расстояния между струнами эффективность восстановления треков для меньших энергий будет падать, в то время как для больших энергий эффективная площадь детектора зависит больше от его фактического объёма, и, поэтому, должна оставаться практически неизменной.

На рис. 20 приведены эффективные площади смоделированного детектора НЕМО с уменьшенным числом струн до 8x8 с расстоянием между ними 180м и оснащенных направленными ФЭУ (полные голубые треугольники) или стандартными оптическими модулями (фиолетовые пустые треугольники). Также для сравнения приведена эффективная площадь стандартной конфигурации НЕМО (чёрные точки). Число событий, использовавшихся для моделирования было одинаковым для каждого детектора и составило $5 * 10^8$. Из графика видно, что при больших энергиях все три детектора имеют одинаковую эффективную площадь, в то время как при малых энергиях НЕМО 8x8, оснащенный стандартными ОМ показывает наихудший результат. Этот эффект виден ещё отчетливее на рис. 21, где приведены эффективные площади детекторов с уменьшенным числом струн, нормированные на эффективную площадь стандартного детектора НЕМО. Для детектора 8x8, оснащённого направленными ФЭУ, отношение эффективных площадей в пределах статистических ошибок больше 0.9 на всём участке энергий нейтрино (100 ГэВ - 100 ПэВ).

Изменение конфигурации также повлияло и на угловое разрешение. Результаты, приведенные на рис. 22 отображают зависимость медианы распределения $\Delta\theta$ для каждого смоделированного детектора. Видно, что использование направленных ФЭУ улучшает угловое разрешение при низких энергиях нейтрино ($E_\nu = 10$ ТэВ), тогда как при высоких энергиях в конфигурации, с уменьшенным числом струн падает угловое разрешение, но в среднем не более чем в 2 раза по сравнению со стандартной конфигурацией.

Был исследован эффект увеличения расстояния между струнами до 200м для того, чтобы фактический объём детектора увеличился. Эффективная площадь, нормализованная на эффективную площадь стандартного детектора НЕМО, представлена на рис. 23. Новая геометрия пока-

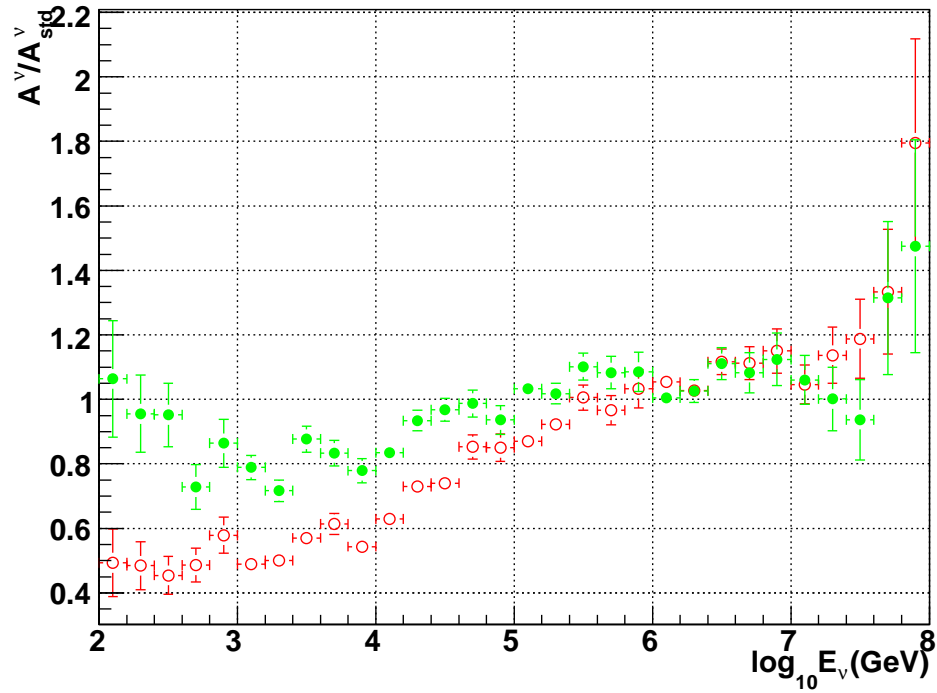


Рис. 23: Отношение эффективной площади 8x8 детектора НЕМО с расстоянием 200м между струнами, оборудованного направленными ФЭУ к эффективной площади стандартного детектора НЕМО для мюонных нейтрино, учитывая $\Delta\theta < 2^\circ$ (зелёные отметки). Для сравнения также приведено отношение эффективных площадей тех же конфигураций, но оборудованных стандартными ОМ (красные отметки).

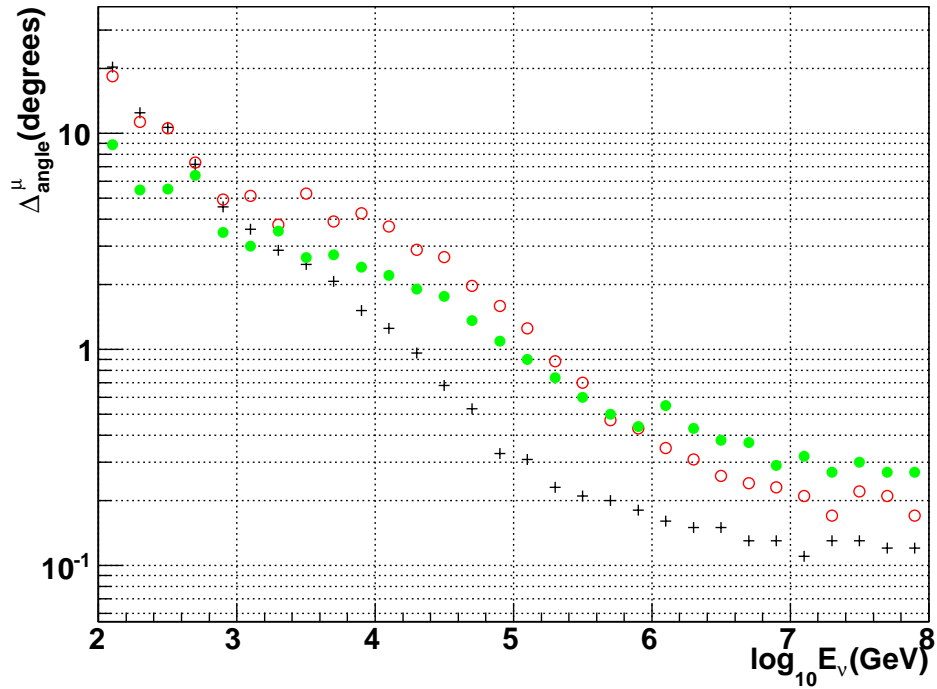


Рис. 24: Медиана ошибки восстановления направления мюонного трека $\Delta\theta$ для стандартного 9x9 детектора НЕМО (чёрные отметки) и 8x8 детектора НЕМО с расстоянием между струнами 200м, оборудованного направленными ФЭУ (зелёные отметки). Для сравнения также приведена медиана $\Delta\theta$ для 8x8 детектора НЕМО (красные отметки).

зывает лучшие результаты в области высоких энергиях, при оснащении направленными ФЭУ, но увеличение расстояния между струнами вызывает также и отрицательных эффект - снижение эффективной площади для низких энергий (ниже $E_\nu = 1\text{ТэВ}$). Это особенно видно для конфигурации, оснащённой традиционными оптическими модулями. Для детектора, оснащённого направленными ФЭУ, снижение составляет не более, чем на 20%. Угловое разрешение, приведенное на рис. 24, имеет те же тенденции, что и для детекторов с расстоянием 180 м между струнами.

0.8 Результат

Были изучены принципы работы глубоководных нейтринных телескопов, существующие проекты, программное обеспечение для моделирования этих детекторов. Был подробно изучен программный пакет ANTARES Software, на котором было проведено компьютерное моделирование как последней утвержденной конфигурации проекта НЕМО, так и новых, оптимизированных конфигураций для этого проекта.

Основной идеей оптимизации было использование нового оптического модуля, способного распознавать направление черенковского света. Сначала данный оптический модуль был применён в стандартной конфигурации НЕМО. Улучшение было отмечено при относительно низких энергиях нейтрино, где, к сожалению, высок уровень фона от атмосферных нейтрино. Поэтому увеличение числа восстановленных низкоэнергетичных нейтрино увеличивает отношение фон/сигнал. Вследствие этого новому оптическому модулю было найдено более удачное применение - использование его в конфигурациях с меньшим числом оптических модулей при сохранении основных характеристик детектирования. В частности было доказано, что применение направленных ФЭУ в конфигурации 8x8 струн с расстоянием 180 м между ними даёт такую же эффективную площадь во всём интересующем нас диапазоне энергий нейтрино, как и для стандартного детектора НЕМО. Данное уменьшение числа струн, позволит, в принципе, снизить стоимость детектора на 20%.

В дальнейшем планируется более тщательное изучение и изменение пакета восстановления треков, с целью более полного использования информации о направлении принятого черенковского излучения новым оптическим модулем, что вероятно, позволит достичь ещё более высоких результатов при использовании этих модулей.

Данная работа была проведена под руководством ассистента Широкова Евгения Вадимовича, которому хотелось бы выразить свою благодарность за организацию рабочего процесса и помощь по многим во-

просам. Я благодарю профессора Мауро Таюти за организацию рабочих командировок в Италию, планирование дипломной работы, предоставление технических средств и документов для работы, постановку промежуточных задач для эффективного выполнения дипломной работы, анализ результатов работы, разнообразную помощь и поддержку в целом. Хочу выразить благодарность своей коллеге Кате Фратини за неоценимую помощь в работе с программами моделирования, компьютерными сетями и поддержку в других вопросах. Хочется поблагодарить Бельшева Сергея Сергеевича за огромную помощь в освоении операционной системы линукс и решении многих технических проблем. Выражаю признательность Ершовой Ольге Дмитриевне за ценные комментарии к тексту дипломной работы, предоставление информации по многим научным вопросам и поддержку в выполнении данной работы.

Отдельно хочу поблагодарить профессора Ишханова Бориса Саркисовича за организацию, поддержку и помощь на всех этапах работы: от появления идеи проведения дипломной работы в проекте НЕМО до оформления текста дипломной работы. Огромная благодарность за организацию рабочего места. Очень признателен за моральную поддержку и быстрое решение различных проблем.

Литература

- [1] Detection of ultra high energy neutrinos with an underwater very large volume array of acoustic sensors: A simulation study. Timo Karg. [astro-ph/0608312v1](#)
- [2] F. W. Stecker, "A note on high energy neutrinos from AGN cores," [astro-ph/0510537](#).
- [3] F. Halzen and E. Zas, "Neutrino fluxes from active galaxies: A model-independent estimate." *Astrophys. J.* **488** (1997) 669–674, [astro-ph/9702193](#).
- [4] E. Waxman and J. N. Bahcall, "High energy neutrinos from cosmological gamma-ray burst fireballs," *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 2292–2295, [astro-ph/9701231](#).
- [5] J. N. Bahcall and E. Waxman, "High energy astrophysical neutrinos: The upper bound is robust." *Phys. Rev.* **D64** (2001) 023002, [hep-ph/9902383](#).
- [6] R. Engel, D. Seckel, and T. Stanev, "Neutrinos from propagation of ultra-high energy protons," *Phys. Rev.* **D64** (2001) 093010, [astro-ph/0101216](#).
- [7] Z. Fodor, S. D. Katz, and A. Ringwald, "Determination of absolute neutrino masses from bursts of Z bosons in cosmic rays," *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 171101, [hep-ph/0105064](#).
- [8] S. Yoshida, H. Dai, C. C. H. Jui, and P. Sommers, "Extremely high energy neutrinos and their detection," *Astrophys. J.* **479** (1997) 547–559, [astro-ph/9608186](#).
- [9] Auger Observatory closes in on long-standing mystery, links highest-energy cosmic rays with violent black holes. News from Pierre Auger collaboration.
http://www.auger.org/news/PRagn/AGN_correlation_more.html

- [10] N.Kawai, G.Kosugi, K.Aoki. "Afterglow spectrum of a γ -ray burst with the highest known redshift $z=6.295$." 2 December 2005, astro-ph/0512052v1
- [11] K. Greisen, "End to the cosmic ray spectrum?," *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 748–750.
- [12] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin, "Upper limit of the spectrum of cosmic rays," *JETP Lett.* **4** (1966) 78–80.
- [13] A. Gangui, "Cosmology from topological defects," *AIP Conf. Proc.* **668** (2003) 226–262, astro-ph/0303504
- [14] E. Waxman and J. N. Bahcall, "High energy neutrinos from astrophysical sources: An upper bound." *Phys. Rev.* **D59** (1999) 023002, hep-ph/9807282.
- [15] Capabilities of an Underwater Detector as a Neutrino Telescope and for the Neutrino Oscillation Search. T. Montaruli 13 may 1999
- [16] Monte Carlo tools and analysis methods for understanding the ANTARES experiment and predicting its sensitivity to Dark Matter. David J.L. Bailey, August 2002
- [17] P. Lipari & Stanev. *Phys. Rev.*, **D44**
- [18] Igor A. Sokalski, Edgar V. Bugaev & Sergey I. Klimushin. *Phys. Rev.*, **D64** (2001) 074015, hep-ph/0010322
- [19] G. Ingelman, A. Edin & J. Rathsman. *Comput. Phys. Commun.*, **101** (1997) 108-134. <http://www3.tsl.uu.se/thep/lepto>
- [20] Giles Barr. "The separation of signals and background in a nucleon decay experiment". Ph.D. thesis, Keble College, University of Oxford (1987).
- [21] T. Sjestrand. *Comput. Phys. Commun.*, **82** (1994) 74-90 <http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>
- [22] H. Plochow-Besch. *Comput. Phys. Commun.*, **75** (1993) 396-416.
- [23] Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Юдин Н.П. "**Частицы и атомные ядра**". Учебнику - М.: Издательство Московского Университета, 2005.
- [24] Sergio Navas & Lee Thompson. "KM3: User guide and reference manual". ANTARES-Software/1999-011. ANTARES Internal Note.

- [25] Juergen Brunner. "Geasim. User manual".
ANTARES Internal documentation.
- [26] Application Software Group. "Geant 3.21: Detector description and simulation too". CERN Program Library long writeup W5013 (1995).
http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/geanti_html3/geantall.html
- [27] Curtis D. Mobbley. "Light and water: Radiative transfer in natural waters". Academic Press (1994).
- [28] Curtis D. Mobbley. *Appl. Optics*, **32** (1993) 7484-7505.