

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Кафедра фундаментальных взаимодействий и космологии

Направление подготовки / специальность: 03.03.01 Прикладные математика и физика

Направленность (профиль) подготовки: Общая и прикладная физика

ИЗУЧЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ УСТАНОВКИ ВАИКАЛ-ГВД К ПОТОКАМ НЕЙТРИНО ОТ ОТДЕЛЬНЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ И ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ

(бакалаврская работа)

Студент:
Клейменов Максим Игоревич

(подпись студента)

Научный руководитель:
Зaborov Дмитрий Николаевич,
канд. физ.-мат. наук

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2024

Аннотация

Основная задача телескопа Baikal-GVD — регистрация нейтрино высокой энергии от астрофизических источников с целью развития представлений о процессах, происходящих во Вселенной. В настоящей работе для этого детектора в рамках предположения об адронном механизме рождения нейтрино произведена оценка ожидаемой частоты регистрации астрофизических нейтрино от некоторых предполагаемых и обнаруженных источников, в том числе TXS 0506+056 и NGC 1068. Вычисления выполнены с учётом суточного движения источников по небесной сфере, изменения потока нейтрино при прохождении сквозь Землю и эффективной площади детектора. Для 20-кластерной модификации Baikal-GVD скорость регистрации на уровне триггера для некоторых источников достигает 10 событий за 5 лет. С учётом эффективности алгоритма реконструкции число ожидаемых событий не превосходит 1 события в год для наиболее ярких источников. Применение алгоритмов машинного обучения для подавления фона атмосферных мюонов позволило существенно улучшить эффективность регистрации нейтрино на уровне анализа (после отбора событий по качеству реконструкции) по сравнению с классическими методами отбора по отдельным критериям, в особенности для малых зенитных углов. Тем не менее, полное ожидаемое число событий для всех рассмотренных моделей потока от источников не превышает 2 событий за 5 лет. В предположении об угловом разрешении детектора в 1° рассчитан фон атмосферных и астрофизических нейтрино, сделана оценка чувствительности по методу Фельдмана-Казинса.

Оглавление

Введение	4
Многоканальная астрономия	4
Принципы регистрации астрофизических нейтрино	5
Черенковские детекторы астрофизических нейтрино	8
Источники астрофизических нейтрино	11
Ключевые экспериментальные результаты	13
Описание и актуальность работы	15
Глава 1 Точечные источники нейтрино	16
1.1 Движение точечного источника по небесной сфере	16
1.2 Выбор источников нейтрино	17
1.3 Траектории источников	20
Глава 2 Прохождение нейтрино сквозь Землю	21
2.1 Взаимодействие нейтрино с веществом	21
2.2 Описание прохождения нейтрино сквозь Землю	22
2.3 Функция пропускания Земли	24
2.4 Экстраполяция в область низких энергий	28
Глава 3 Детектирование нейтрино	31
3.1 Эффективная площадь детектора	31
3.2 Скорость счёта событий от точечных источников	32
3.3 Скорость счёта событий от хребта галактики	36
Глава 4 Фон атмосферных мюонов	38
4.1 Boosted Decision Tree	39
4.2 Модификация эффективной площади	41
Глава 5 Фон атмосферных и астрофизических нейтрино	44
5.1 Спектры фоновых событий	44
5.2 Фоновые события для точечных источников	46
5.3 Фоновые события для хребта галактики	49
Глава 6 Оценка чувствительности детектора	52
6.1 Метод Фельдмана-Казинса	52
6.2 Верхние пределы на поток	54
Заключение	56
Литература	58
Приложения	62
А Программный код	62
Б Скорости счёта для точечных источников	64
В Экспериментальный поиск источников нейтрино	70

Введение

Многоканальная астрономия

Бурное технологическое развитие в XX веке повлекло за собой радикальное изменение астрономического инструментария: наряду с усовершенствованием оптических наблюдательных систем начали появляться установки для регистрации радиоволн, инфракрасного, рентгеновского и гамма-излучения, что позволило рассматривать Вселенную на всей ширине электромагнитного спектра.

За несколько последних десятилетий электромагнитное взаимодействие потеряло статус единственного источника информации о космосе. Появление детекторов заряженных космических лучей, нейтрино и гравитационных волн позволило охватить все четыре типа фундаментальных сил и кардинально изменило положение дел в астрономии. Теперь различные объекты Вселенной можно исследовать сразу в нескольких каналах. От солнечных вспышек регистрируют фотоны и заряженные частицы; наблюдая слияние нейтронных звёзд, детектируют электромагнитные и гравитационные волны, ожидают и нейтринные события; взрыв сверхновой можно увидеть как в фотонном, так и в нейтринном канале; активные галактические ядра также испускают фотоны и нейтрино, которые можно зарегистрировать на Земле [1].

В многоканальном подходе особенную роль играет нейтрино: будучи стабильной частицей, испытывающей только слабое взаимодействие, оно позволяет получать информацию об объектах, непрозрачных для электромагнитного излучения. Таким образом нейтрино используется для изучения процессов, происходящих в Солнце, при взрывах сверхновых и в других объектах.

Электромагнитное излучение во Вселенной не исчерпывается тепловыми процессами. Существенная его часть определяется взаимодействием релятивистских частиц с окружающим веществом. Синхротронное излучение электронов позволяет хорошо объяснить наблюдения в электромагнитном канале на низких энергиях. С ростом энергии ситуация менее однозначная: значительный вклад могут вносить обратное комптоновское рассеяние, синхротронное излучение релятивистских протонов и рождение фотонов при взаимодействии элементарных частиц. Отделить один процесс от другого позволяет регистрация нейтрино, которые, в рамках стандартных представлений, могут образовываться только при взаимодействии высокоэнергетических адронов [2].

Таким образом, на низких энергиях нейтрино — источник информации из недоступных для электромагнитного излучения областей, а на высоких энергиях — ещё и маркер адронных процессов.

Принципы регистрации астрофизических нейтрино

Положение астрофизических нейтрино в общем спектре

На рисунке 1 представлен спектр нейтрино во всём диапазоне энергий [3]. Изображены следующие компоненты спектра: CNB (Cosmic Neutrino Background) — реликтовые нейтрино; BBN (Big Bang Nucleosynthesis) — нейтрино от процессов нуклеосинтеза в ранней Вселенной; Solar (thermal) — тепловые солнечные нейтрино; Solar (nuclear) — солнечные нейтрино от ядерных реакций; Geoneutrinos — генерируемые геонейтрино; Reactors — реакторные нейтрино; DSNB (Diffuse Supernova Neutrino Background) — диффузный фон от сверхновых; Atmospheric — атмосферные нейтрино; IceCube data (2017) — измерения диффузного астрофизического потока нейтрино; Cosmogenic — нейтрино ультравысоких энергий, ассоциированные с космическими лучами энергии до 10^{20} eV.

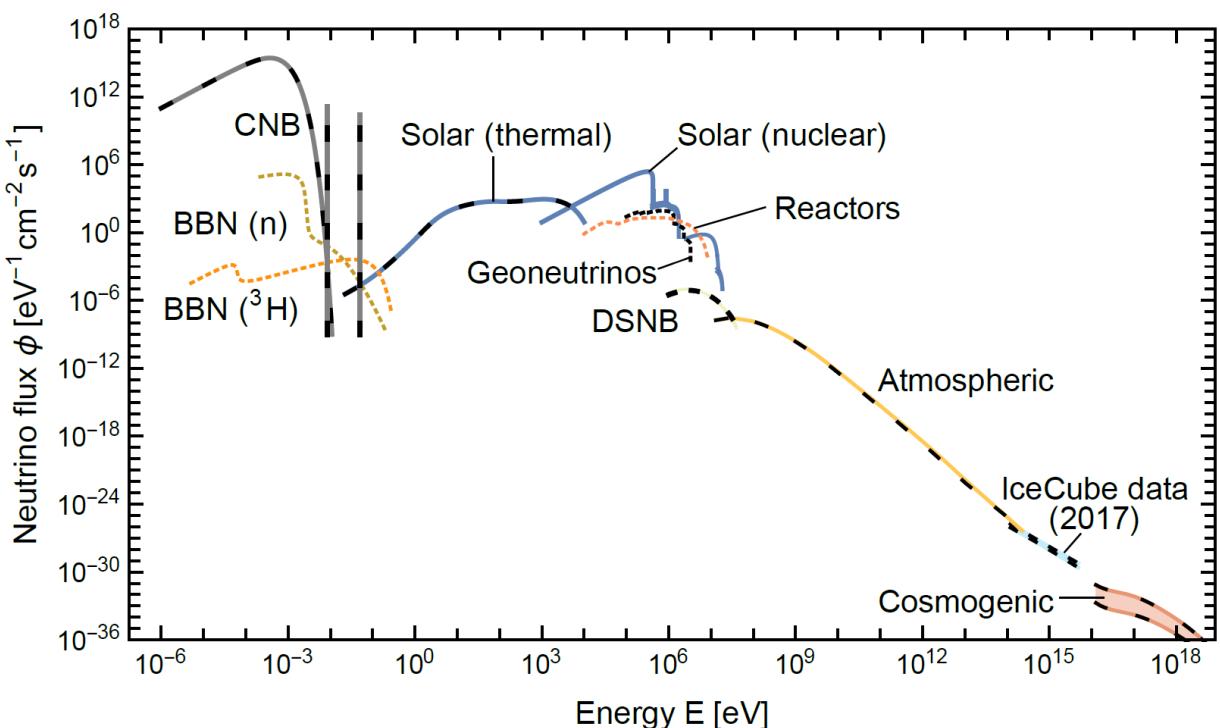


Рис. 1: Общий спектр нейтрино (Grand Unified Neutrino Spectrum, GUNS) [3].

Астрофизические нейтрино занимают крайнюю правую часть спектра и обладают огромными энергиями свыше 1 TeV. Регистрация нейтрино такой энергии — сложная экспериментальная задача, для решения которой в настоящее время по всему миру строятся детекторы. В процессе исследований в физике нейтрино предлагались различные методы регистрации: радиохимический [4], акустический [5], сцинтилляционный [6] и черенковский.

Метод регистрации астрофизических нейтрино с помощью излучения Вавилова-Черенкова, предложенный Марковым во второй половине XX века, оказался исключительно продуктивным. На основе этого метода были построены и продолжают строится эксперименты IceCube, Baikal-GVD, ANTARES, KM3NeT, AMANDA, поэтому на нём стоит остановиться подробнее.

Излучение Вавилова-Черенкова

Двигаясь в прозрачной среде со скоростью, превышающей фазовую скорость распространения света в этой среде, заряженная частица излучает свет.

Потери энергии частицы на черенковский свет составляют несколько кэВ на сантиметр пути и оказываются малы по сравнению с другими потерями [7]. У черенковского излучения есть замечательная особенность — фотоны в каждый момент времени испускаются из точки траектории, где находится частица, под фиксированным углом θ_C относительно направления её движения. Величина угла θ_C определяется выражением (1) и составляет примерно 42° для воды и льда.

$$\cos \theta_C = (\beta n)^{-1} \quad (1)$$

Рабочий диапазон длин волн в черенковских нейтринных экспериментах лежит в интервале от 350 до 600 нм. Снизу он ограничен поглощением света стеклом фотодетекторов, а сверху — уменьшением интенсивности черенковского излучения и ростом показателя преломления воды и льда [8]. Упрощённый вид черенковского конуса, не учитывающий частотной дисперсии в среде, показан на рисунке 2.

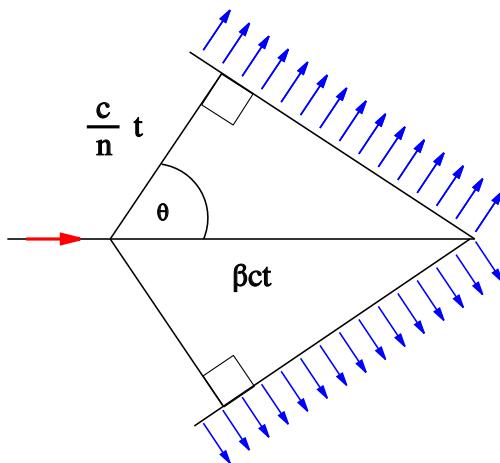
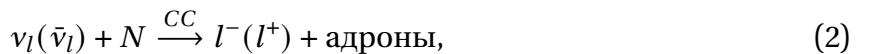


Рис. 2: Черенковский конус для частицы, движущейся со скоростью $v = \beta c$ в среде с показателем преломления n .

Взаимодействие нейтрино с веществом детектора

Ливни высоких энергий (каскадные события)

Взаимодействие нейтрино с нуклонами в реакциях (2, 3) приводит к формированию высокоэнергетических ливней.



где $l, l' = e, \mu, \tau$, CC (Charged Current) — заряженный ток, NC (Neutral Current) — нейтральный ток.

Образование адронных ливней также может происходить при резонансном рассеянии электронного антинейтрино на электроне (резонанс Глэшоу) (4).

$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow \dots \quad (4)$$

Электромагнитный ливень развивается благодаря тормозному излучению электронов и последующему образованию e^+e^- пар получившимися фотонами [8]. Образующиеся в ливне заряженные частицы (преимущественно электроны и позитроны) испускают черенковский свет, который и регистрируется экспериментальной установкой.

Мюоны (трековые события)

В реакции взаимодействия мюонного нейтрино через заряженный ток (2) образуется мюон, который оставляет в детекторе протяжённый трек. Мюоны в черенковских детекторах можно исследовать в чрезвычайно широком энергетическом диапазоне: от десятков GeV до ультравысоких энергий.

Черенковские фотоны излучаются вдоль движения мюона до тех пор, пока тот не потеряет энергию или не распадётся. Поскольку и сечение взаимодействия нейтрино с адронами, и длина пробега мюона в среде увеличивается с ростом энергии, возрастает и эффективный объём детектора. Кроме того, средний угол отклонения мюона от исходного направления движения нейтрино с ростом энергии убывает как $E^{-0.5}$, угловое разрешение для нейтрино в мюонном канале оказывается существенно выше, чем при восстановлении направления по каскаду [9].

Характерный вид и отличительные особенности каскадных и трековых событий показаны на рисунке 3.

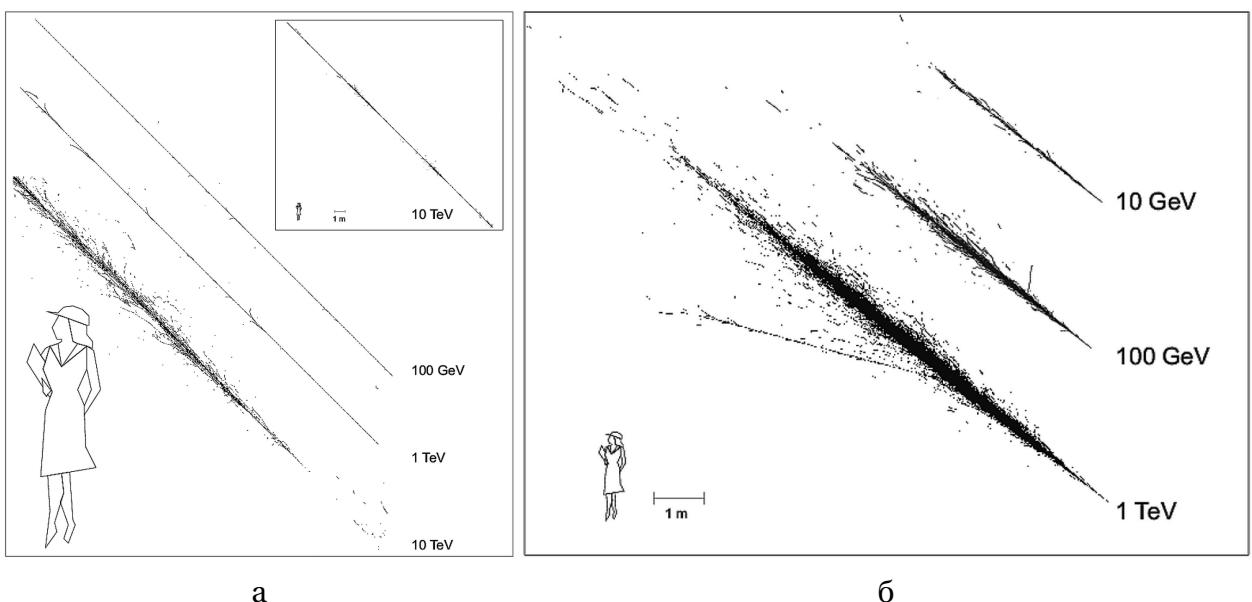


Рис. 3: След от нейтринных событий в веществе при различных энергиях [9]:
а — вид мюонного трека, б — каскадного события.

Черенковские детекторы астрофизических нейтрино

История развития экспериментальной астрофизики нейтрино и различные проекты черенковских детекторов ультравысокой энергии подробно описаны в работах [9] и [10]. Здесь, в рамках введения, производится только краткий обзор функционирующих на сегодняшний день детекторов: IceCube, KM3NeT и Baikal-GVD.

IceCube

IceCube — нейтринная обсерватория, развернутая в толще антарктического льда на станции «Амундсен-Скотт». Объём установки составляет 1 км^3 . Схема эксперимента показана на рисунке 4.

Основной элемент детектора — оптический модуль (DOM, digital optical module.) 86 кабелей (гирлянд), по 60 модулям на каждый, располагаются в чистом, оптически стабильном льду Антарктиды на глубине от 1450 до 2450 метров.

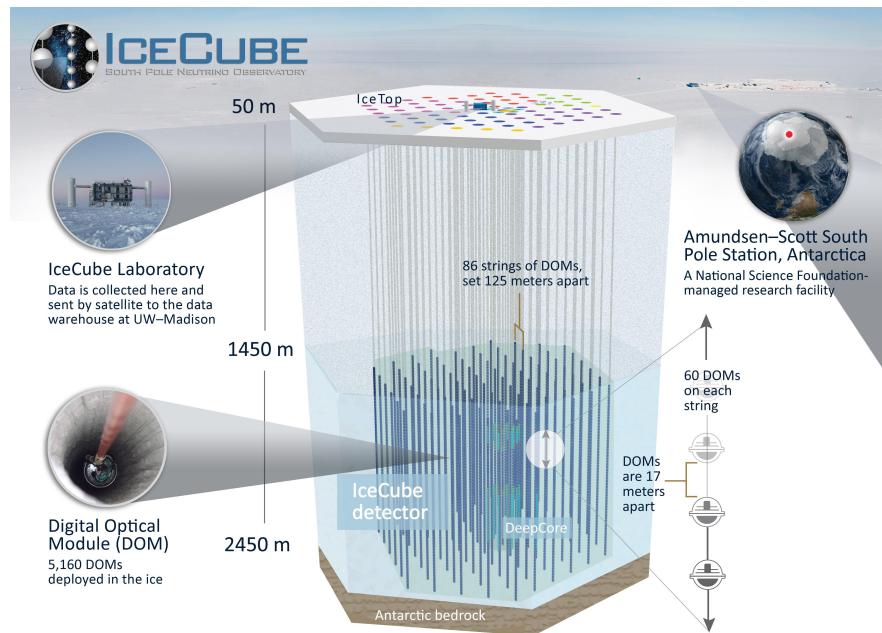


Рис. 4: Схема нейтринного детектора IceCube.

Расположение телескопа позволяет наблюдать за всем небом в каскадном канале и сквозь Землю за северной частью неба в трековом канале. Различие связано с тем фактом, что при регистрации мюонов со стороны поверхности Земли вклад частиц, рождающихся при взаимодействии космических лучей в атмосфере Земли, оказывается гораздо больше астрофизической компоненты сигнала.

Для повышения чувствительности к сигналу на низких энергиях дополнительные 6 гирлянд установлены в центре детектора. Область повышенной плотности расположения оптических модулей носит название *DeepCore*. На поверхности льда установлен детектор *IceTop*, состоящий из 320 оптических модулей и предназначенный для регистрации широких атмосферных ливней [8].

На рисунке 5 представлены нейтринные события, зарегистрированные в детекторе IceCube: трек (мюон) и ливень (каскад).

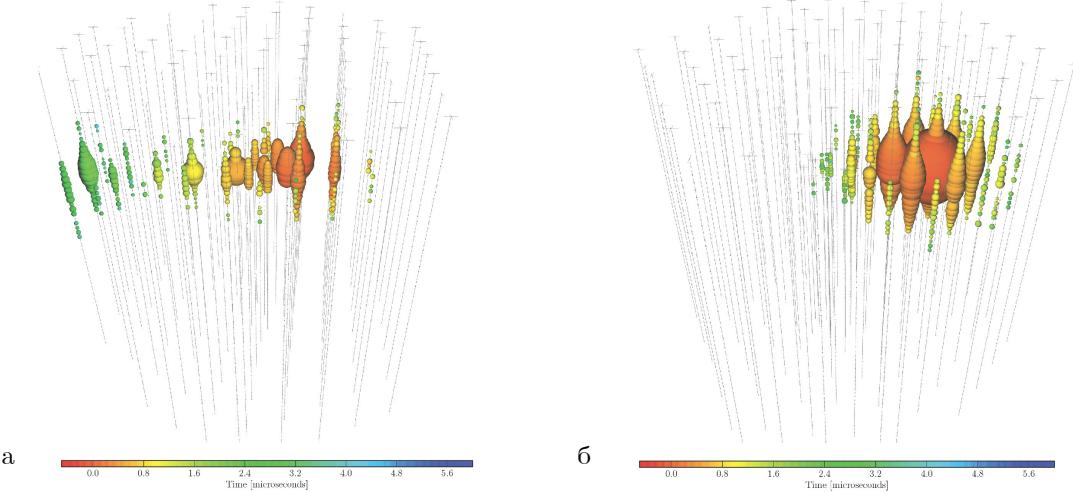


Рис. 5: Нейтринные события в детекторе IceCube. а — трековое, б — каскадное событие.

KM3NeT

KM3NeT (The Cubic Kilometre Neutrino Telescope) — научно-исследовательский проект, состоящий из двух нейтринных экспериментов нового поколения: KM3NeT/ORCA и KM3NeT/ARCA (Oscillation and Astroparticle Research with Cosmics in the Abyss) [11]. Первая установка располагается вблизи южного побережья Франции, другая — западнее острова Сицилия, в итальянских водах Средиземного моря.

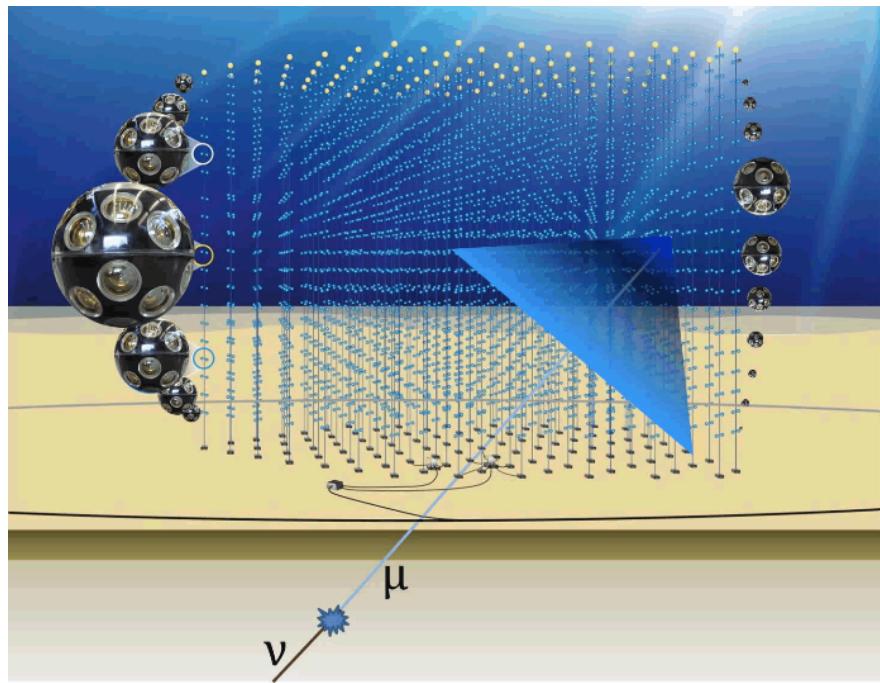


Рис. 6: Схема установки KM3NeT/ARCA

Отличительной особенностью детектора являются его оптические модули, содержащие несколько фотоумножителей, что позволяет существенным образом увеличить площадь, с которой собирается свет, добиться практически изотропного детектирования частиц, повысить угловое разрешение детектора, более точно менять пороговые параметры установки и, наконец, снизить затраты на выпуск модуля [12].

Baikal-GVD

Объектом исследования этой бакалаврской работы является нейтринный телескоп, расположенный в озере Байкал — установка **Baikal-GVD** (Baikal Gigatonne Volume Detector). На конец 2023 года детектор состоял из 13 кластеров, каждый из которых включает в себя 8 гирлянд на кластер, по 36 модулей на каждой гирлянде. Текущий объём детектора превосходит 0.5 км^3 [13]. Схема детектора представлена на рисунке 7.

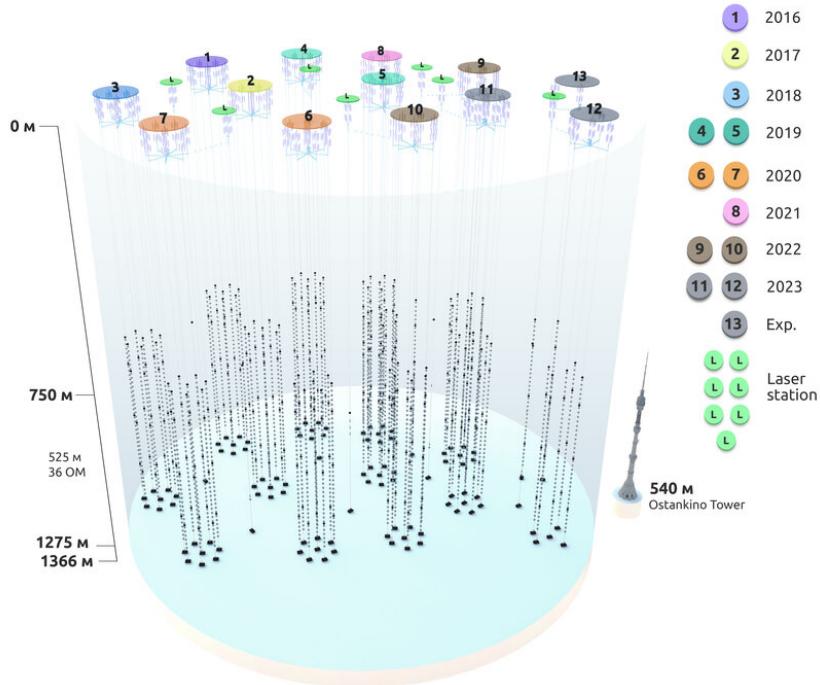


Рис. 7: Схема эксперимента Baikal-GVD на конец 2023 года.

Оптический модуль телескопа Baikal-GVD содержит фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), заключенный в прозрачный, сферический корпус высокого давления диаметром 42 см. Оптический контакт между областью фотокатода ФЭУ и стеклянной сферой обеспечивается оптически прозрачным силиконовым гелем [14].

В силу своей неоднородной структуры байкальский нейтринный телескоп регистрирует различные типы событий: трековые однокластерные (90% всех событий в детекторе), трековые мультиклusterные, однокластерные и мультиклusterные каскадные события. Как и IceCube, из-за атмосферного мюонного фона в трековом канале детектор «видит» только нижнюю полусферу, каскадные же события наблюдаются и из верхней, и из нижней полусферы.

На сегодняшний день Baikal-GVD — крупнейший нейтринный телескоп в Северном полушарии.



Рис. 8: Оптический модуль телескопа Baikal-GVD (слева).

Источники астрофизических нейтрино

Адронный механизм рождения нейтрино

Сколько-нибудь эффективное ускорение нейтрино внешними полями невозможно: эти частицы не имеют электрического заряда. Следовательно, источниками нейтрино высоких энергий могут быть только распады или взаимодействия высокоэнергетических и тяжёлых частиц.

Протон-протонные взаимодействия

В процессах взаимодействия адроны высоких энергий и адроны окружающего вещества можно считать протонами. На рассматриваемых энергиях адроны взаимодействуют с образованием одного или нескольких π -мезонов. Высокоэнергетическое излучение определяется распадами (5) - (7).

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad (5)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad (6)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \quad (7)$$

В результате рассеяния протона с энергией E_p на покоящемся протоне с вероятностью 1/3 образуются два фотона с энергиями $E_p/10$ каждый, с вероятностью 2/3 — три (анти)нейтрино с энергиями по $E_p/20$ [2].

Протон-фотонные взаимодействия

В области с высокой концентрацией фотонов рождение π -мезонов происходит за счёт резонансного рождения и последующего распада Δ^+ -бариона на нейтрон и π^+ или протон и π^0 (8).

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \begin{cases} n + \pi^+, \\ p + \pi^0 \end{cases} \quad (8)$$

Из кинематики следует аналогичное протон-протонному распаду соотношение на энергии частиц: $E_\nu \sim E_p/20$, $E_\gamma \sim E_p/10$. Однако в таком процессе фотоны рождаются примерно в половине случаев.

Осцилляции нейтрино

Из приведённых реакций (5) - (8) видно, что в распадах пионов рождаются только мюонные и электронные (анти)нейтрино. При этом, суммарно, мюонных нейтрино и антинейтрино образуется вдвое больше, чем электронных. Но в процессе движения от источника к детектору нейтрино проходят огромные расстояния и осциллируют.

Параметры матрицы PMNS-смешивания таковы, что ожидается приблизительное равенство вероятностей регистрации трёх ароматов нейтрино в точке наблюдения [2], то есть $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau : \bar{\nu}_e : \bar{\nu}_\mu : \bar{\nu}_\tau = 1 : 1 : 1 : 1 : 1 : 1$.

На рисунке 9 изображены основные кандидаты в источники нейтрино [15], ниже приводится их краткое описание.

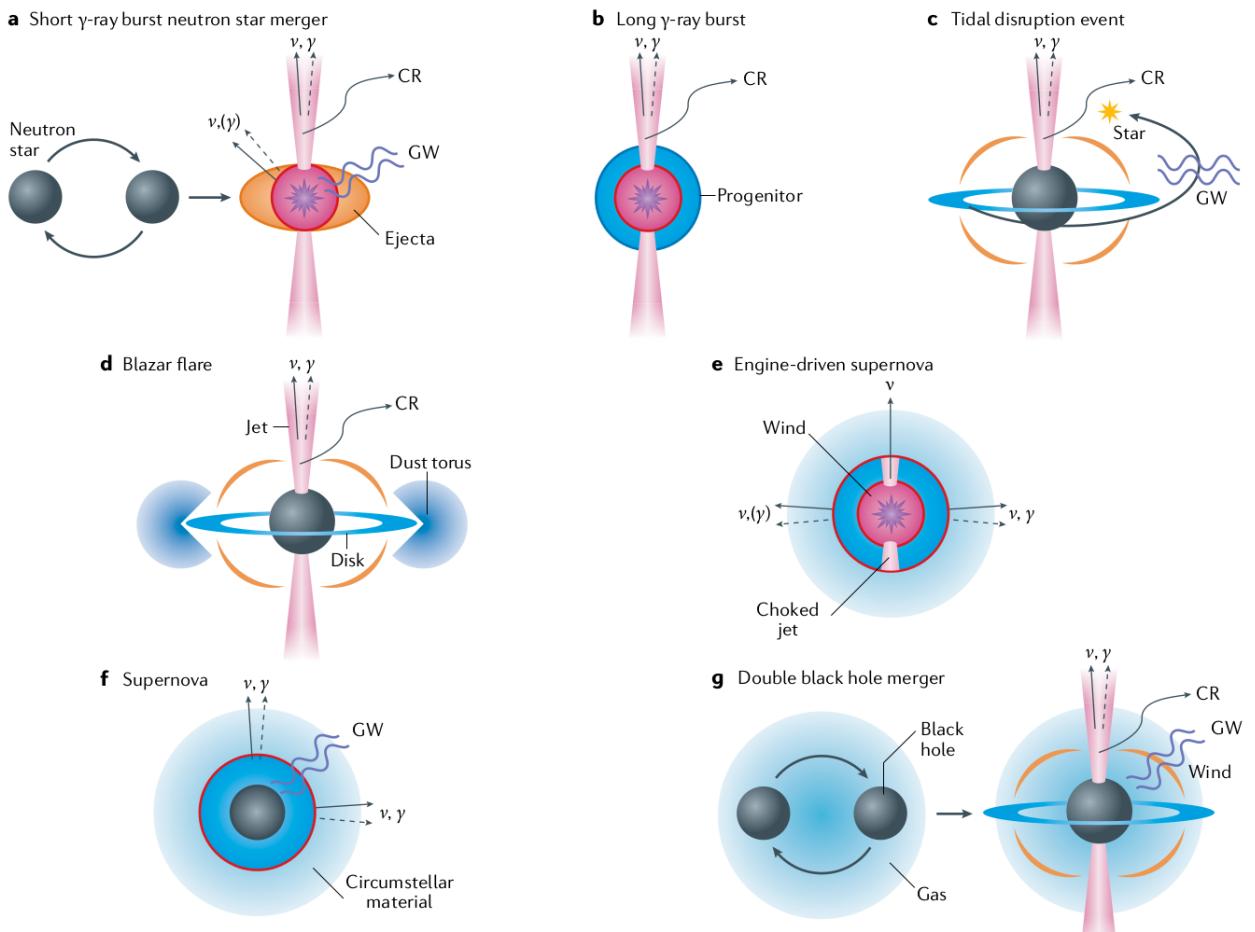


Рис. 9: Астрофизические объекты — потенциальные источники нейтрино [15].

Потенциальные источники нейтрино

- При слиянии нейтронных звёзд (9а) зарегистрировано электромагнитное излучение и гравитационные волны, предсказывается детектирование нейтрино и космических лучей. Пример наблюдения такого события — короткий гамма-всплеск GW/GRB 170817.
- Длительные гамма-всплески (9б) тоже могут испускать нейтрино высоких энергий и космические лучи. Гравитационный сигнал от таких событий ожидается низким.
- Гравитационный разрыв звезды чёрной дырой (tidal disruption event, TDE, 9с) тоже является источником для многоканальной астрономии. Ударная волна в образовавшемся газе может являться ускорителем частиц и приводить к образованию высокоэнергетических нейтрино и космических лучей. [16]
- Одиночная сверх массивная чёрная дыра с джетом — блазар (9д) — может испускать гамма-лучи, высокоэнергетические нейтрино и космические лучи. Таким источником является TXS 0506+056 [17].
- Сверхновые звёзды (9е, ф), расположенные достаточно близко к Земле, могут быть источниками тепловых нейтрино и фотонов.
- При слиянии чёрных дыр (9г) также можно зарегистрировать сопутствующие космические лучи, поток нейтрино и электромагнитное излучение.

Ключевые экспериментальные результаты

Регистрация диффузного нейтринного фона

Результаты экспериментов IceCube и ANTARES за несколько лет обработки данных говорят о существовании изотропного нейтринного фона [18], [19]. На рисунке 10 представлено сравнение экспериментальных данных [18] с ожидаемыми потоками в зависимости от энергии слева и от зенитного угла справа. При том, что атмосферный фон анизотропен по углу, заметно существенное расхождение экспериментальных результатов и предсказаний в отсутствие астрофизической компоненты спектра. Аналогичные наблюдения произведены с помощью телескопа Baikal-GVD [20].

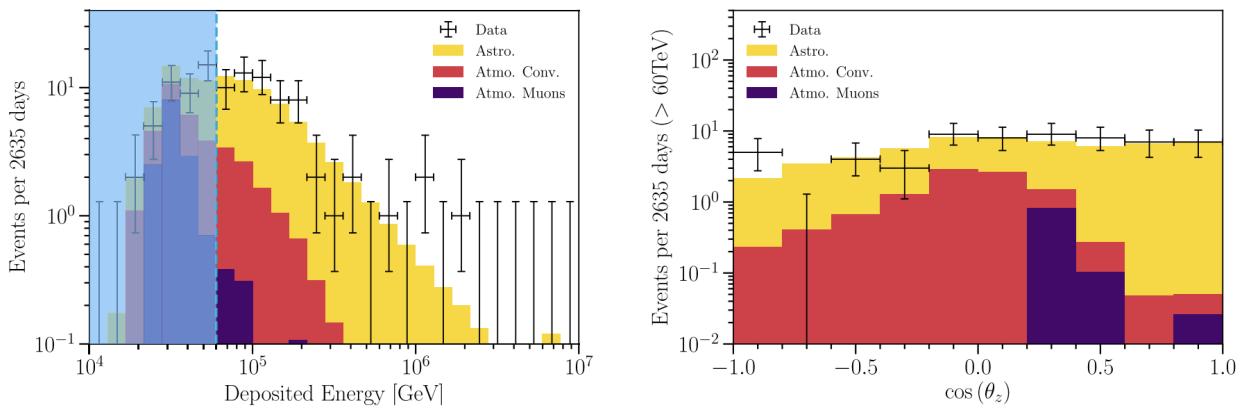


Рис. 10: Результаты обработки данных эксперимента IceCube [18] по поиску астрофизического диффузного нейтринного потока. Фиолетовая заливка — спектр атмосферных мюонов, красная — атмосферных нейтрино, жёлтая — астрофизический спектр.

Обнаружение нейтринного фона от хребта галактики

В 2023 году детектор IceCube набрал достаточно статистики для того, чтобы заявить об обнаружении нейтринного фона от хребта галактики — центральной области Млечного пути. В работе [21] представлены результаты обработки экспериментальных данных с учётом основных теоретических моделей галактического центра. Область галактического центра и результат фитирования показан на рисунке 11.

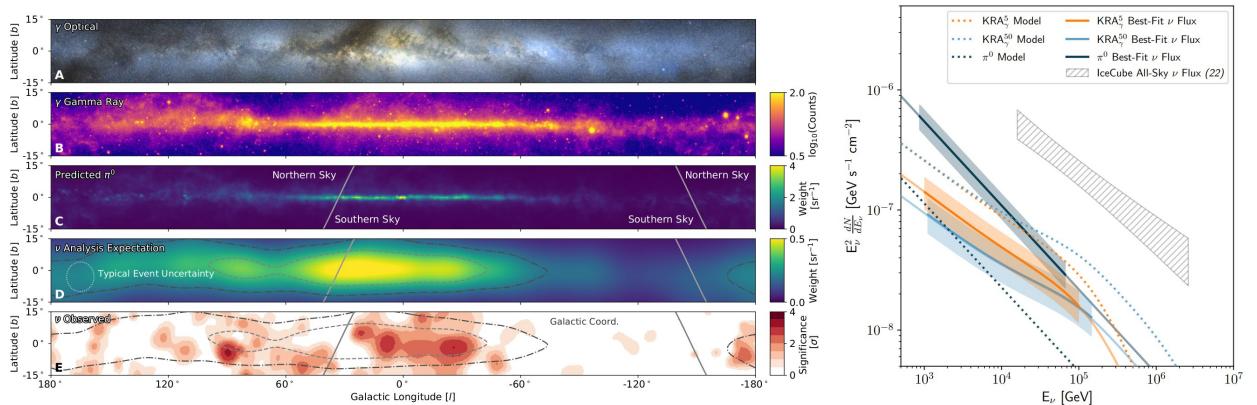


Рис. 11: Слева — область галактического центра в оптических фотонах, гамма-лучах, π -мезонах и нейтрино (предсказание и эксперимент). Справа — фитирование экспериментальных данных предсказаниями моделей [21].

Открытие точечных источников нейтрино

TXS 0506+056

Одновременное детектирование нейтринного события в телескопе IceCube и гамма-вспышки блазара TXS 0506+056 22 сентября 2017 года привело к открытию потока нейтрино от этого источника по обобщению данных 10-летних наблюдений. Анализ показал, что в 2014-2015 годах этот блазар переживал ещё одну вспышку активности, от которой детекторы смогли зарегистрировать несколько десятков нейтрино. Результат работы [17] — обнаружение нейтрино от указанного источника на уровне достоверности 3.5σ и измерение параметров его спектра.

Блазар TXS 0506+056 стал первым зарегистрированным точечным источником высокоэнергетических нейтрино за всю историю наблюдений, поэтому его обнаружение можно считать началом эры нейтринной астрономии высоких энергий.

NGC 1068

В 2022 году появилась статья коллаборации IceCube, сообщающая об открытии нового источника нейтрино — NGC 1068 (M 77) [22]. Анализ событий, собранных с 2011 по 2020 год, позволил выделить около 70 нейтрино на уровне значимости в 4.2σ , пришедших со стороны NGC 1068.

По сравнению с блазаром TXS 0506+056, который является переменным источником, галактика NGC 1068 — постоянный источник нейтрино с существенно более мягким спектром. На рисунке 12 представлено сравнение измеренных спектров нейтрино и астрофизический диффузный фон в мюонном канале и по сумме электронного и таонного каналов.

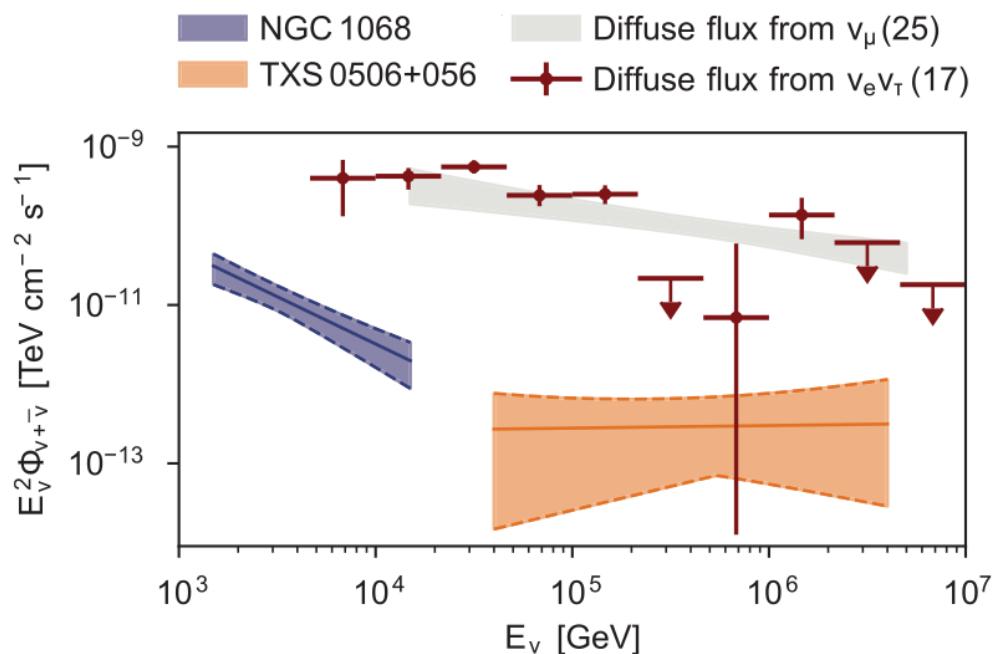


Рис. 12: Сравнение измеренных спектров источников TXS 0506+056 (оранжевым) и NGC 1068 (синим) по данным работы [22]. Серой заливкой и красными экспериментальными точками показан астрофизический диффузный фон нейтрино.

Описание и актуальность работы

Обобщая всё сказанное выше, можно с уверенностью заявить, что нейтринная астрофизика на сегодняшний день является динамично развивающейся наукой, ежегодно приносящей новые важные фундаментальные результаты. Хотя сегодня пальму первенства в регистрации нейтрино высоких энергий справедливо удерживает антарктический нейтринный детектор IceCube, имеющий объём около 1 км^3 , в перспективе нескольких лет, когда завершится развёртывание телескопов Baikal-GVD и KM3NeT, наиболее интересные наблюдения будут проводиться именно на этих детекторах: сквозь Землю они смогут обозревать плоскость нашей галактики и её центр как в трековом, так и в каскадном канале. Это, как ожидается, позволит сделать множество открытий в астрофизике и лучше понять механизмы образования и развития Вселенной.

Настоящая работа посвящена вычислению ожидаемой скорости регистрации нейтрино от различных потенциальных и уже обнаруженных источников в телескопе Baikal-GVD, оценке нейтринного фона и определению чувствительности детектора к потокам астрофизических нейтрино от конкретных объектов. В частности, рассмотрены упомянутые в предыдущем разделе TXS 0506+056 и NGC 1068, независимое подтверждение нейтринного сигнала от которых представляет особый интерес. Дополнительно изучен поток нейтрино и фоновые события от галактического хребта.

В главе 1 обсуждены выбранные для анализа источники, их положение на небесной сфере и его изменение с течением времени (в горизонтальных координатах). Глава 2 посвящена изменению потока нейтрино при прохождении через Землю, которое неизбежно происходит из-за глубоко неупругого взаимодействия нейтрино с адронами вещества. В главе 3 представлен алгоритм скорости счёта сигнальных событий и способ учёта характеристик нейтринного детектора, произведена верификация работы этого алгоритма. Борьба с ошибочным восстановлением атмосферных мюонов как нейтринных событий с помощью методов машинного обучения обсуждена в главе 4. Скорость счёта фоновых событий от атмосферных и астрофизических нейтрино вычисляется в главе 5. В главе 6 на основе полученных результатов произведён расчёт чувствительности детектора с помощью метода Фельдмана-Казинса. В заключении представлено обсуждение полученных значений и обозначены дальнейшие шаги для улучшения расчёта. Дополнительные материалы: описание программного кода, спектры скорости счёта для различных источников, результаты поиска событий от точечных источников — представлены в приложениях к работе.

Глава 1

Точечные источники нейтрино

1.1 Движение точечного источника по небесной сфере

Рассмотрим удалённый точечный источник с известными координатами в экваториальной системе координат. Относительно наблюдателя, стоящего на земной поверхности, такой источник будет двигаться по небесной сфере из-за суточного вращения Земли.

Траектория источника — окружность на сфере единичного радиуса — для полярного наблюдателя определяется выражением (1.1).

$$\mathbf{r}(\delta, t) = \begin{pmatrix} \cos \delta \cos(\omega t + \alpha) \\ \cos \delta \sin(\omega t + \alpha) \\ \sin \delta \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

При наблюдении с широты φ (рис. 1.1) плоскость траектории поворачивается. Для описания положения источника используется матрица поворота $M(\varphi)$.

$$M(\varphi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \sin \varphi & -\cos \varphi \\ 0 & \cos \varphi & \sin \varphi \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Для описания положения источника в нейтринной астрономии обычно используют зенитный угол θ [23].

$$\mathbf{r}'(\delta, \varphi, t) = M(\varphi) \mathbf{r}(\delta, t) = \begin{pmatrix} x'(\delta, \varphi, t) \\ y'(\delta, \varphi, t) \\ \cos \theta(\delta, \varphi, t) \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

На рисунке 1.1 красной линией показана траектория движения источника по небесной сфере и характеризующие её параметры. Полупрозрачной красной заливкой отмечена область видимости источника для нейтринного телескопа: такие установки регистрируют, в основном, нейтрино, проходящие сквозь Землю.

Хорошо видно, что наибольшую область видимости для телескопа Baikal-GVD имеют источники, расположенные в южной части неба. Кандидаты в нейтринные источники такого рода и рассматриваются в этой работе.

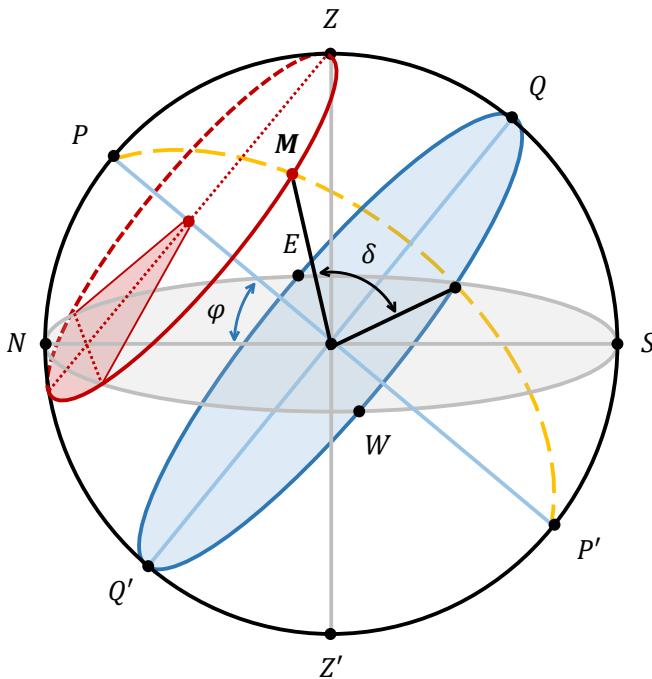


Рис. 1.1: Траектория движения точечного источника по небесной сфере (красная линия) и её параметры: склонение источника δ , широта точки наблюдения φ .

1.2 Выбор источников нейтрино

В работе исследуются несколько различных гипотетических и подтверждённых источников нейтрино. Среди них есть остатки сверхновых (SNR — supernova remnant), плерион (PWN — pulsar wind nebula), активные галактические ядра (AGN — active galactic nucleus), центр галактики и неклассифицированные источники [24]. Поток нейтрино от активных галактических ядер TXS 0506+056 и NGC 1068 экспериментально обнаружен экспериментом IceCube [17, 22].

Все эти объекты отображены на карте неба (рис. 1.2) цветными точками. Сплошной чёрной линией отмечена плоскость галактики. Из рисунка видно, что все рассматриваемые здесь гипотетические источники нейтрино находятся в непосредственной близости от плоскости галактики. Уже обнаруженные источники нейтрино — два активных галактических ядра — не лежат в этой плоскости.

Спектральная плотность потока $\phi(E)$ нейтрино одного аромата от источника параметризуется формулой (1.4).

$$\phi(E) = \frac{dN}{dE dS dt} = k_0 \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\Gamma} \exp \left\{ - \left(\frac{E}{E_{\text{cut}}} \right)^\beta \right\}, \quad (1.4)$$

где k_0 — нормировочный поток, Γ — спектральный индекс, E — энергия нейтрино, E_{cut} — энергия обрезания, β — коэффициент обрезания.

Перечисленные параметры источников для расчёта потока нейтрино вместе с их координатами в галактической системе координат представлены в таблице 1.1. Спектры нейтрино, построенные по формуле (1.4) с учётом данных таблицы, показаны на рисунке 1.3. В настоящей работе угловой размер рассматриваемых источников считается пренебрежимо малым, источники — точечными.

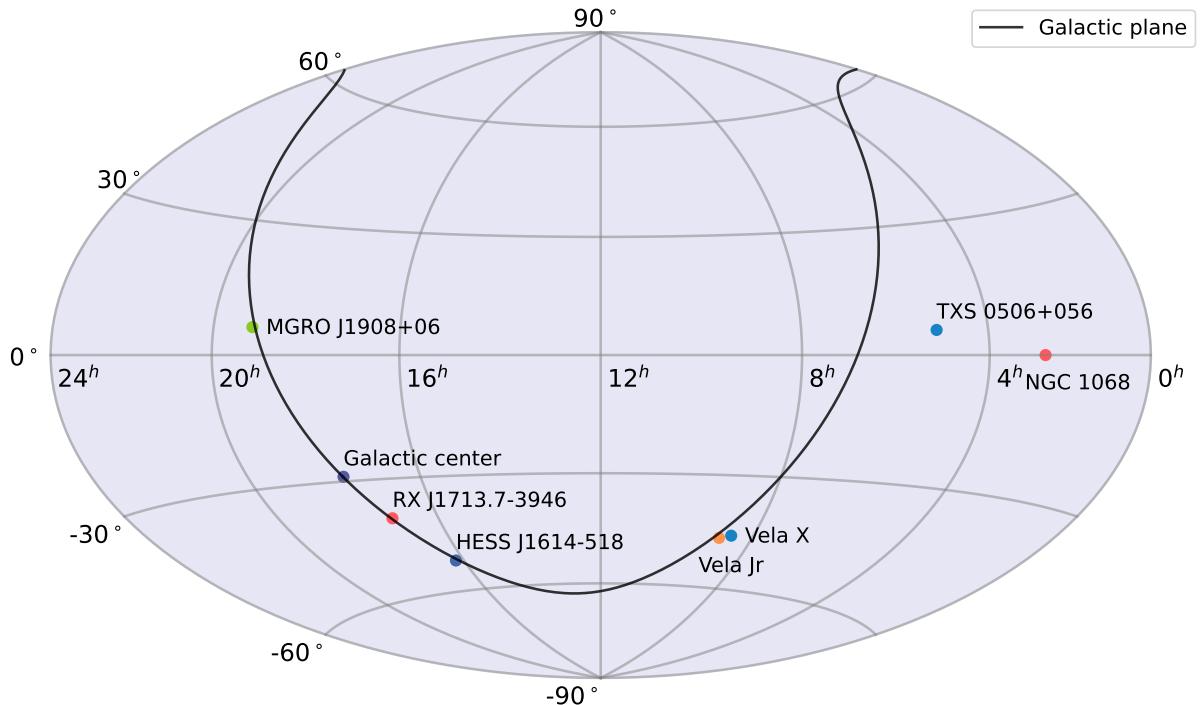


Рис. 1.2: Рассматриваемые источники нейтрино (цветные точки) и галактическая плоскость (сплошная чёрная линия) на карте неба (в экваториальных координатах).

Таблица 1.1: Параметры источников: склонение δ в градусах, прямое восхождение α в часах, нормировочный поток k_0 в $10^{-11} \text{ TeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, спектральный индекс Γ (безразмерный), энергия обрезания E_{cut} в TeV, коэффициент обрезания β (безразмерный), тип источника.

Source	δ	α	k_0	Γ	E_{cut}	β	Type
RX J1713.7-3946	-39.77	17 ^h 14 ^m	0.89	2.06	8.04	1	SNR
Vela X	-45.6	08 ^h 35 ^m	0.72	1.36	7	1	PWN
Vela Jr	-46.36	08 ^h 52 ^m	1.30	1.87	4.5	1	SNR
HESS J1614-518 (1)	-51.82	16 ^h 14 ^m	0.26	2.42	–	–	SNR
HESS J1614-518 (2)	-51.82	16 ^h 14 ^m	0.51	2	3.71	0.5	SNR
Galactic center	-28.87	17 ^h 45 ^m	0.25	2.3	85.53	0.5	–
MGRO J1908+06 (1)	6.27	19 ^h 08 ^m	0.18	2	17.7	0.5	–
MGRO J1908+06 (2)	6.27	19 ^h 08 ^m	0.16	2	177	0.5	–
MGRO J1908+06 (3)	6.27	19 ^h 08 ^m	0.68	2	472	0.5	–
NGC 1068	0.00	02 ^h 42 ^m	5.0	3.2	–	–	AGN
TXS 0506+056 (1)	5.89	05 ^h 09 ^m	0.14	2.1	–	–	AGN
TXS 0506+056 (2)	5.89	05 ^h 09 ^m	0.09	2.0	–	–	AGN

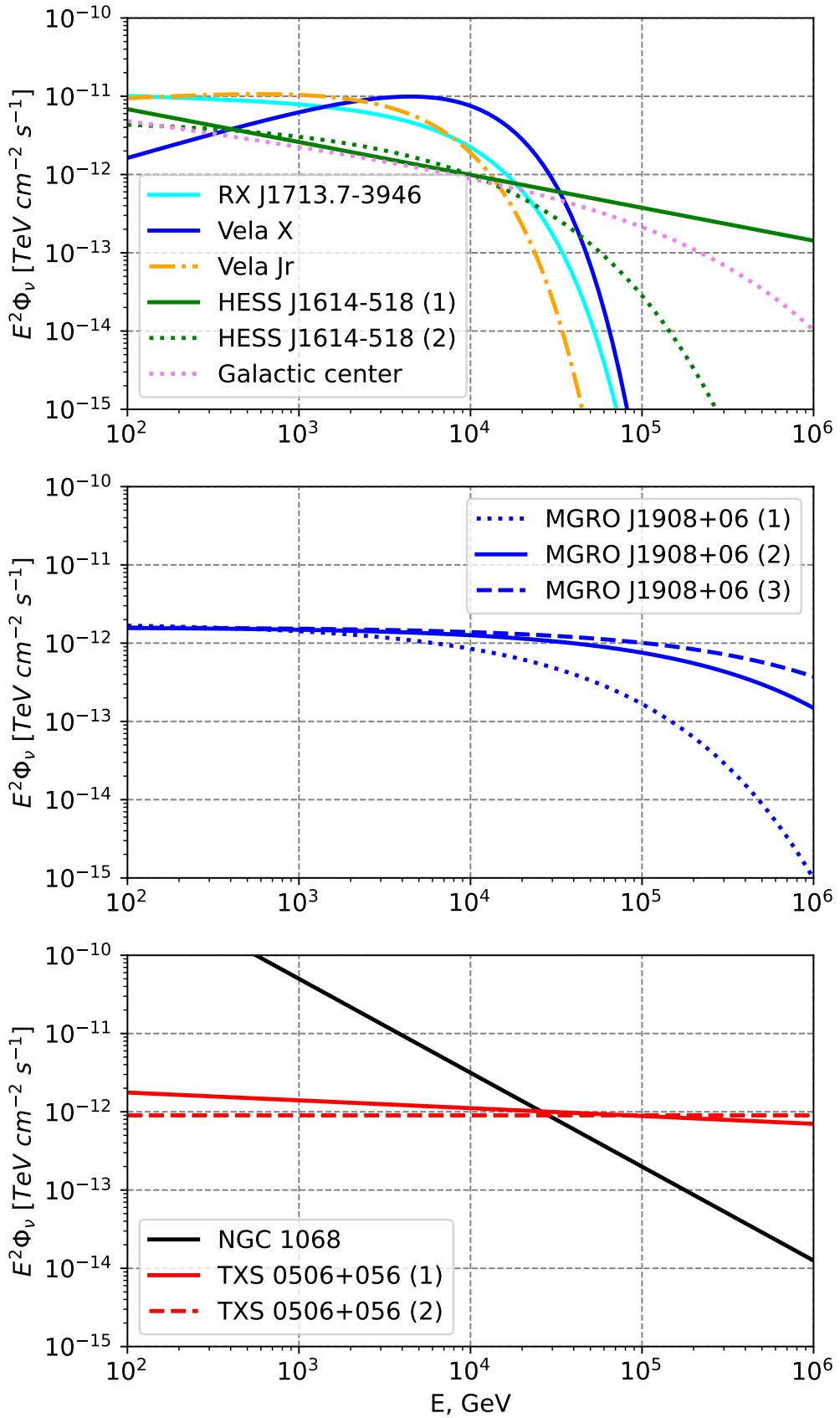


Рис. 1.3: Спектральная плотность потока нейтрино для рассматриваемых источников.

1.3 Траектории источников

По данным таблицы 1.1 с использованием формулы (1.3) можно построить траектории движения рассматриваемых источников по небесной сфере и качественно оценить, какие источники будут дольше всего находиться в области видимости нейтринного детектора.

На рисунке 1.4 показана зависимость зенитного угла от времени без учёта прямого восхождения источников, поскольку оно играет роль начальной координаты и не влияет на величину области видимости источника.

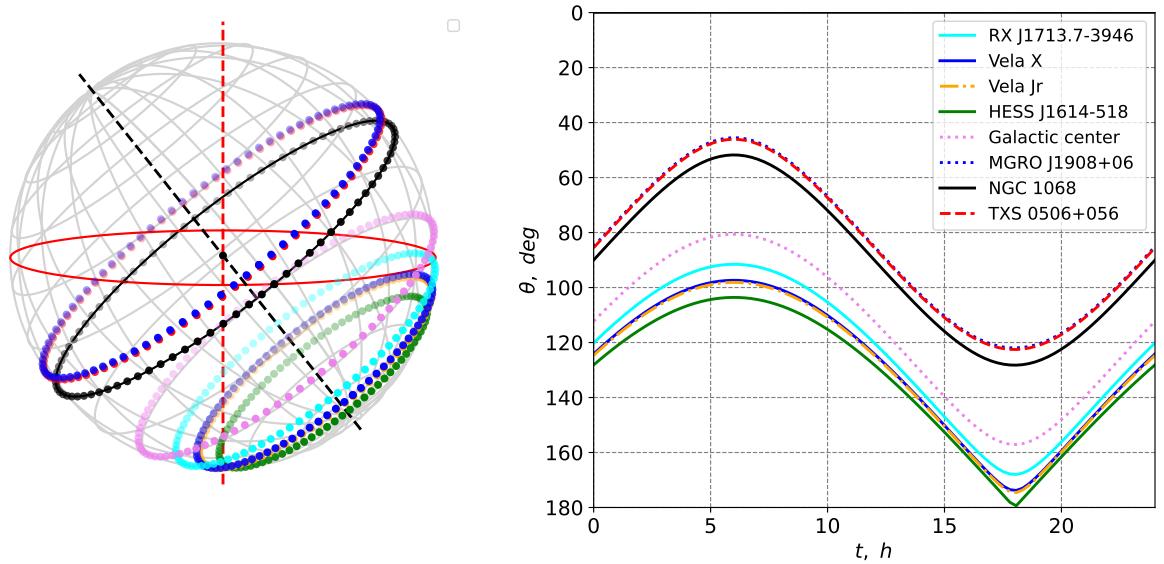


Рис. 1.4: Траектории движения источников по небесной сфере (слева) и зависимость зенитного угла от времени без учёта прямого восхождения источника (справа).

Источники на представленной картинке можно разделить на две группы: представители первой пятёрки из списка большую часть периода находятся в области видимости телескопа (если положить, что телескоп видит только события снизу) и проходят практически весь диапазон зенитных углов; последняя тройка источников проводит примерно половину периода в области видимости, зенитные углы, под которыми видны источники не превышают 120° . Эта качественная "граница" будет видна в дальнейшем при вычислении скорости счёта от рассматриваемых источников. В таблице 1.1 она отмечена пунктирной линией.

Глава 2

Прохождение нейтрино сквозь Землю

2.1 Взаимодействие нейтрино с веществом

Несмотря на то что сечение взаимодействия нейтрино с веществом очень мало, объём материи в Земле достаточен для того, чтобы пренебречь поглощением и перерассеянием частиц было нельзя. Нейтрино слабо взаимодействует с адронами ядер атомов по двум каналам: через нейтральный ток (посредством виртуального Z -бозона, *neutral current, NC*) и через заряженный ток (посредством виртуального W -бозона, *charged current, CC*). Фейнмановские диаграммы этих взаимодействий показаны на рисунке 2.1.

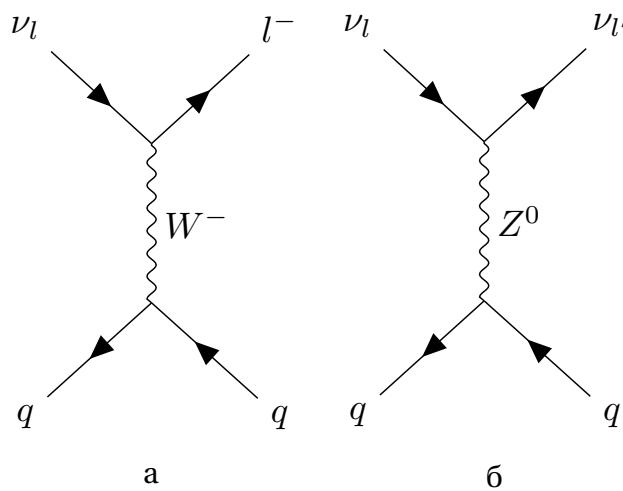


Рис. 2.1: Фейнмановские диаграммы взаимодействия нейтрино с адронами.
а — заряженный ток (CC), б — нейтральный ток (NC).

При взаимодействии через заряженный ток (рис. 2.1а) нейтрино пропадает, образуется заряженный лептон (e^- , μ^- или τ^-). Такой процесс далее будет именоваться *поглощением нейтрино*. Электрон и мюон имеют достаточно большое время жизни, и их последующие взаимодействия уже не оказывают влияния на регистрируемый поток нейтрино. Тау-лептон распадается практически сразу после образования на таунейтрино и пару ($e^- \bar{\nu}_e$), ($\mu^- \bar{\nu}_\mu$) или ($\bar{u} d$), что приводит к «регенерации» таунейтрино (с потерей энергии). Фейнмановские диаграммы распада тау-лептона показаны на рисунке 2.2.

При взаимодействии через нейтральный ток (рис. 2.1б) исходное нейтрино пропадает, но появляется новое — с более низкой энергией. Этот процесс будет называться *перерассеянием нейтрино*.

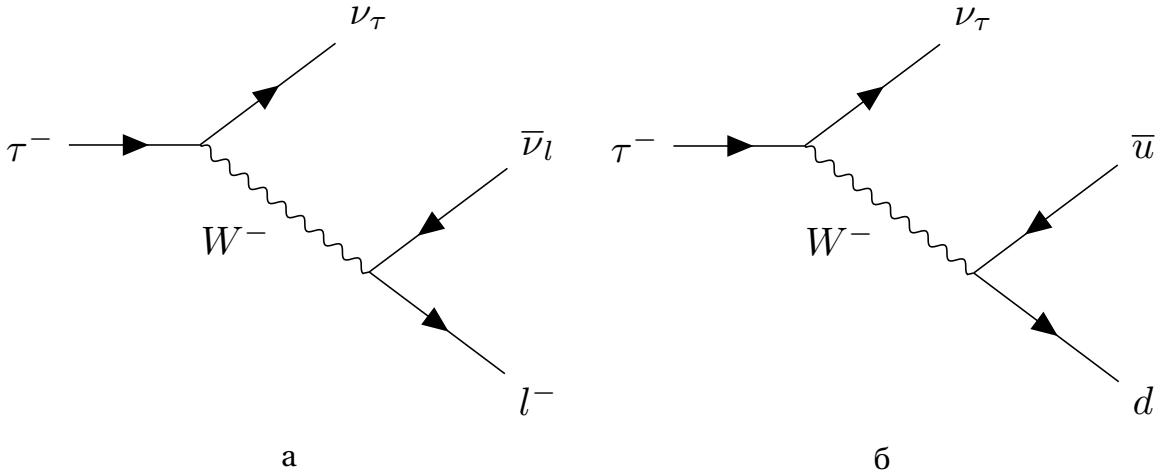


Рис. 2.2: Фейнмановские диаграммы распада тау-лептона
а — в пару фермион – антинейтрино, б — в π -мезон

2.2 Описание прохождения нейтрино сквозь Землю

Модель полного поглощения

Если не учитывать процессы перерассеяния нейтрино (2.1б), изучение затухания потока сводится к задаче поглощения на нуклонах.

Концентрация нуклонов n_{nucl} определяется выражением (2.1).

$$n_{\text{nucl}} = \frac{dN_{\text{nucl}}}{dV} = A \cdot \frac{dN_{\text{at}}}{dV} = AN_A \cdot \frac{dv_{\text{at}}}{dV} = AN_A \cdot \frac{1}{\mu} \frac{dm}{dV} = [A = \mu] = \rho N_A \quad [\text{cm}^{-3}], \quad (2.1)$$

где A — атомная масса вещества, μ — его молярная масса, ρ — плотность.

Сечение поглощения нейтрино зависит только от его энергии $\sigma^{CC} = \sigma^{CC}(E_\nu)$, плотность определяется положением частицы внутри Земли $\rho = \rho(\mathbf{r})$. В этом случае изменение потока описывается уравнением (2.2).

$$d\phi_{\nu_l}(E_{\nu_l}, x) = -\phi_{\nu_l}(E_{\nu_l}, x) \sigma^{CC}(E_\nu) \rho N_A dx = -\sigma^{CC} \phi_{\nu_l}(E_{\nu_l}, x) ds, \quad (2.2)$$

где x — координата вдоль линии распространения (см. рис. 2.3а),

$s = \int_0^x \rho(x') N_A dx'$ — координата, нормированная на число частиц.

Учёт перерассеяния нейтрино

По мере продвижения пучка нейтрино в Земле частицы не только поглощаются, но и перерассеиваются. Это добавляет к изменению потока вдоль траектории до-

полнительный член, описывающий появление нейтрино из реакции через нейтральный ток. Такой процесс описывается формулой (2.3).

$$\frac{\partial}{\partial s} \phi_{\nu_l}(E_\nu, s) = - \left(\sigma_{\nu_l}^{\text{CC}}(E_\nu) + \sigma_{\nu_l}^{\text{NC}}(E_\nu) \right) \phi_{\nu_l}(E_\nu, s) + \int_{E_\nu}^{+\infty} dE' \frac{d\sigma_{\nu_l}^{\text{NC}}(E_\nu, E'_\nu)}{dE'_\nu} \phi_{\nu_l}(E'_\nu, s) \quad (2.3)$$

Здесь E_ν — энергия нейтрино, s — нормированная на концентрацию нуклонов координата вдоль оси распространения, $s \in [0, 2R_\oplus \cos(\pi - \theta)]$ ($R_\oplus \approx (64 \cdot 10^2)$ km — средний радиус Земли, θ — зенитный угол), $\sigma_{\nu_l}^{\text{CC}}(E_\nu)$ и $\sigma_{\nu_l}^{\text{NC}}(E_\nu)$ — полные сечения реакций взаимодействия нейтрино с адронами через заряженный и нейтральный ток соответственно, $\sigma_{\nu_l}^{\text{NC}}(E_\nu, E'_\nu)$ — сечение реакции рождения нейтрино с энергией E_ν при взаимодействии с адроном через нейтральный ток нейтрино с энергией E'_ν .

Preliminary Reference Earth Model (PREM)

Для вычисления потока прошедших сквозь Землю нейтрино необходимо определить среднюю плотность материи как функцию координаты внутри Земли и зависимость сечения взаимодействия через заряженный ток от энергии.

Распределение вещества в Земле описывается моделью PREM (Preliminary Reference Earth Model) [25]. Земля представляется набором сферических слоёв постоянной плотности. Распределение плотности показано на рисунке 2.3б. В центре Земли располагается плотное внутреннее ядро (inner core), окружённое менее плотным внешним ядром (outer core). За границей находится широкая область мантии (mantle). Твёрдое вещество коры (crust) от жидкой мантии отделяют несколько переходных зон (transition zone), область низких скоростей (lvz) и сейсмически быстрая литосфера (lit). Поверхность Земли по большей части покрыта слоем воды (ocean).

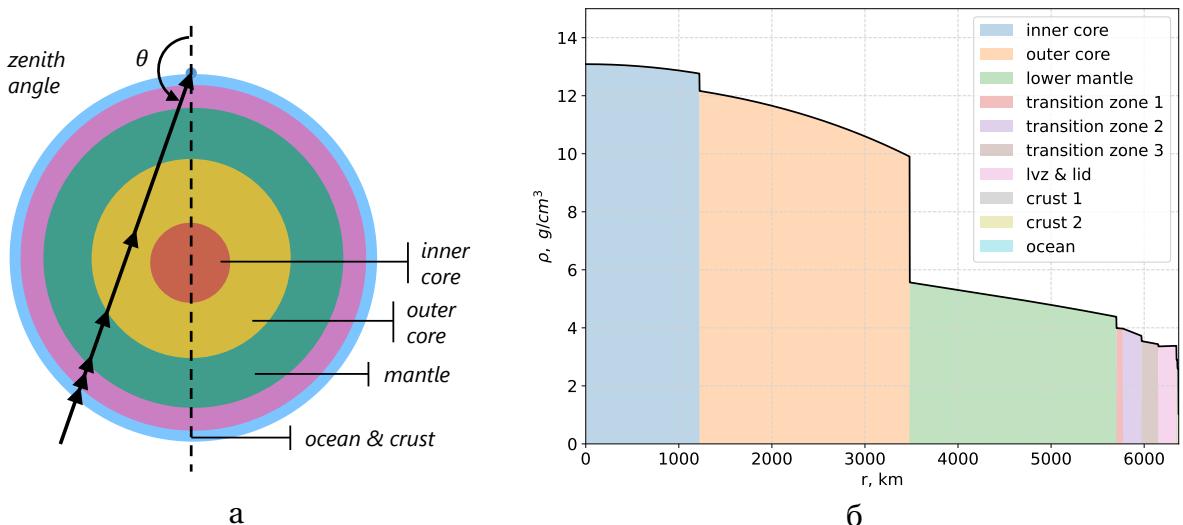


Рис. 2.3: Модель PREM: а — прохождение нейтрино через Землю под зенитным углом θ , б — зависимость плотности вещества в Земле от расстояния до центра в соответствии с моделью PREM [25]. Цветом показаны различные слои: внутреннее и внешнее ядро, мантия, несколько переходных зон, граница астеносферы, земная кора и океан.

2.3 Функция пропускания Земли

Пакет *vFATE*

Аналитически решить уравнение 2.3 с учётом каскадов не представляется возможным. Численное решение позволяет получить пакет *vFATE* (Neutrino Fast Attenuation Through Earth) [26]. Оригинальная версия программы позволяет по заданной спектральной плотности потока $\phi_\nu^{\text{in}}(E)$ и зенитному углу θ получить значение спектральной плотности потока на фиксированной энергии $\phi_\nu^{\text{out}}(E')$. Поскольку пакет предназначен для работы с астрофизическими нейтрино ультравысоких энергий, расчёт изменения потока непосредственно с помощью пакета проводится только на энергиях $10^3 \text{ GeV} < E < 10^{10} \text{ GeV}$, доступные для расчёта энергии распределены равномерно по логарифмической шкале, количество узлов $N = 200$.

Расчёт изменения потока

По мере суточного движения источника по небесной сфере из-за вращения Земли, его зенитный угол меняется. В процессе численного расчёта рассматривается дискретный набор положений источника $\{\theta_m\}_{m=1}^M$. Пакет *vFATE* работает с дискретным набором энергий $\{E_n\}_{n=1}^N$.

Для изучения влияния Земли на спектр конкретного источника требуется многократно ($N \times M$ раз) обращаться к пакету *vFATE*, что лишает метод быстродействия и универсальности, ограничивает энергию расчёта снизу. В связи с этим было принято решение о пересмотре алгоритма учёта влияния Земли на поток нейтрино.

Функция пропускания и её дискретный аналог

Для того чтобы не обращаться к вычислениям отношения потока с помощью пакета *vFATE* большое число раз за цикл расчётов по траектории источника, можно использовать так называемую *матрицу пропускания* (*transmission matrix*, *TM*) — дискретный аналог функции пропускания $T(E_{\text{in}}, E_{\text{out}}, \theta)$, определённой формулой (2.4).

$$\phi_{\nu_l}^{\text{out}}(E_\nu, \theta) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE'_\nu T(E'_\nu, E_\nu, \theta) \phi_{\nu_l}^{\text{in}}(E'_\nu, \theta) \quad (2.4)$$

Отдельно необходимо обсудить пределы интегрирования. При рассеянии на покоящемся ядре родить более высокоэнергетическую частицу невозможно, поэтому при $E'_\nu < E_\nu$, $T(E'_\nu, E_\nu, \theta) = 0$. Этот факт позволяет заменить нижний предел E_{\min} на энергию E_ν , поэтому выбрать нижний предел можно произвольным образом с тем лишь ограничением, что $E_{\min} \leq E_\nu$.

Верхний предел, наоборот, играет очень важную роль, поскольку при пересечении нейтрино высоких энергий рождаются менее энергетичные частицы. Однако полезно отметить, что все спектры астрофизических объектов в области высоких энергий обладают степенным затуханием, то есть сдвиг энергии на порядок приводит к уменьшению потока нейтрино на несколько порядков. В связи с этим, в качестве

верхнего предела можно установить достаточно высокую энергию, поток нейтрино на которой исчезающе мал. В настоящей работе $E_{\max} = 10^{10}$ GeV — максимальная энергия, обрабатываемая пакетом *vFATE*.

В дискретном случае на сетке $\{E_n, E'_{n'}, \theta_m\}$, $n, n' \in \overline{1, N}$, $m \in \overline{1, M}$ функция пропускания становится матрицей (тензором) $T_{nn'}^m = T(E_n, E'_{n'}, \theta_m) \Delta E_{n'}$, где $\Delta E_{n'} = E_{n'+1} - E_{n'}$ — шаг сетки по энергии, и интеграл (2.4) заменяется на сумму (2.5).

$$\phi_{\nu_l}^{\text{out}}(E_n, \theta_m) = \sum_{n'=1}^N T_{nn'}^m \phi_{\nu_l}^{\text{in}}(E_{n'}, \theta_m). \quad (2.5)$$

Использование матрицы пропускания позволяет существенно ускорить вычисления, заменяя решение интегро-дифференциального уравнения (2.3) на вычисление суммы (2.5).

Вычисление матрицы пропускания

Вычислить элементы матрицы пропускания можно с помощью пакета *vFATE*, подав на вход дельтаобразный спектр (2.6).

$$\phi_k^{\text{in}}(E_{n'}, \theta_m) = \delta_{k,n'} = \begin{cases} 0, & k \neq n', \\ 1, & k = n'. \end{cases} \quad (2.6)$$

На выходе получится спектр $\phi_{\nu_l}^{\text{out}}$, который, в соответствии с формулой (2.5) будет равен элементу матрицы пропускания.

$$\phi_k^{\text{out}}(E_n, \theta_m) = \sum_{n'=1}^N T_{nn'}^m \phi_k^{\text{in}}(E_{n'}, \theta_m) = \sum_{n'=1}^N T_{nn'}^m \delta_{k,n'} = T_{nk}^m. \quad (2.7)$$

На рисунке 2.4 представлены фрагменты матрицы пропускания для различных значений зенитного угла. Хорошо видно, что с ростом зенитного угла (а значит, и ростом толщины столба вещества Земли) наблюдается существенное ослабление потока в области высоких энергий и рост низкоэнергетических событий.

Характерный спектр астрофизического источника имеет вид $\phi(E_\nu) = CE_\nu^{-2}$. Для такого спектра с помощью матрицы пропускания произведён расчёт отношения входящего и выходящего потоков ϕ/ϕ_0 в зависимости от энергии и зенитного угла. Результаты представлены на рисунке 2.5. Здесь тоже ясно видно, что при зенитном угле, близком к 90° , затухание почти на всех энергиях несущественно. Рост зенитного угла приводит к значительному усилению поглощения потока в Земле.

Использование этого метода позволяет однократно произвести ресурсоёмкое вычисление матрицы пропускания размером $N \times N \times M$, после чего использовать результат для любого (в том числе и протяжённого) объекта.

Следует отметить, что нижняя граница такого расчёта — 1 TeV — оказывается слишком высокой, поскольку в работе существенный интерес представляет скорость регистрации нейтрино на энергии выше 10 GeV. По этой причине возникает потребность экстраполяции результата вычислений с помощью пакета *vFATE* в область энергий ниже 1 TeV.

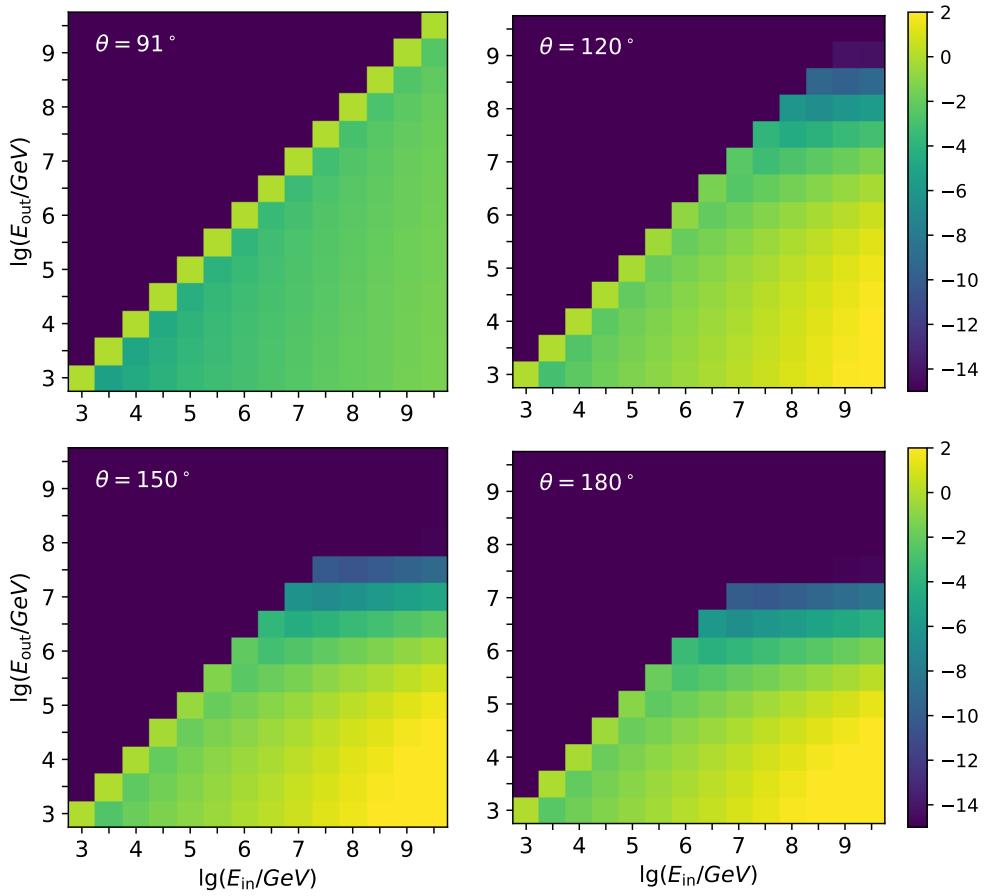


Рис. 2.4: Увеличенные фрагменты матрицы пропускания для различных зенитных углов $\theta \in \{91^\circ, 120^\circ, 150^\circ, 180^\circ\}$. Цветом показана величина $\lg T_{nn'}^m$.

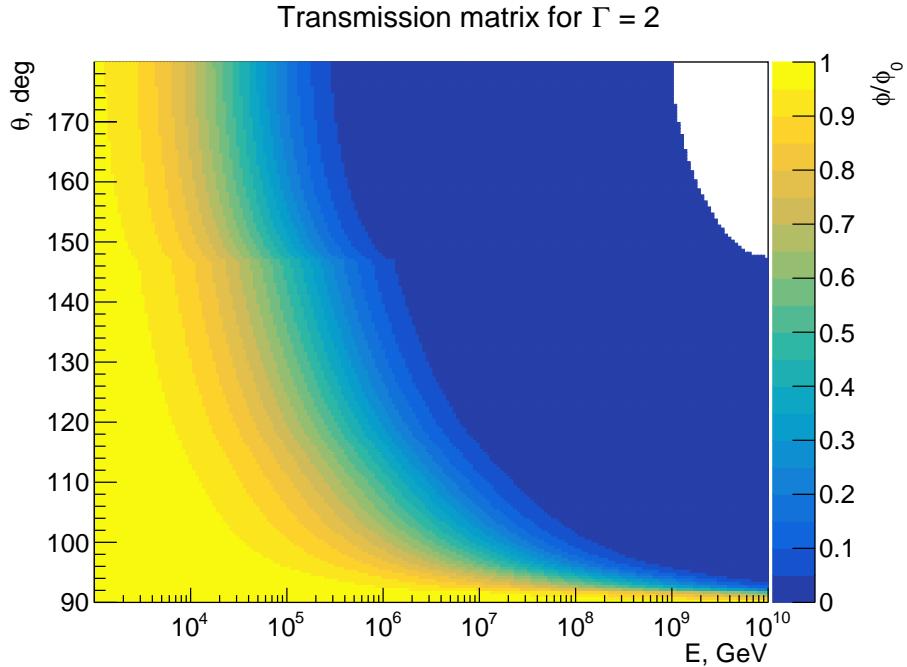


Рис. 2.5: Отношение выходящего потока нейтрино ко входящему в зависимости от энергии нейтрино и зенитного угла, посчитанное для степенного спектра с показателем $\Gamma = 2.0$.

Верификация метода

Для проверки правильности построения матрицы пропускания проведено сравнение зависимостей коэффициента пропускания k при различных зенитных углах и фиксированном спектральном индексе $\Gamma = 2$, полученных непосредственным вычислением с помощью пакета ν FATE и с помощью матрицы пропускания. Результаты сравнения представлены на рисунке 2.6: на левом графике — зависимости $k(\theta, E)$, вычисленные двумя методами. Справа — их отношение за вычетом единицы. Различие методов оказалось порядка 10^{-14} .

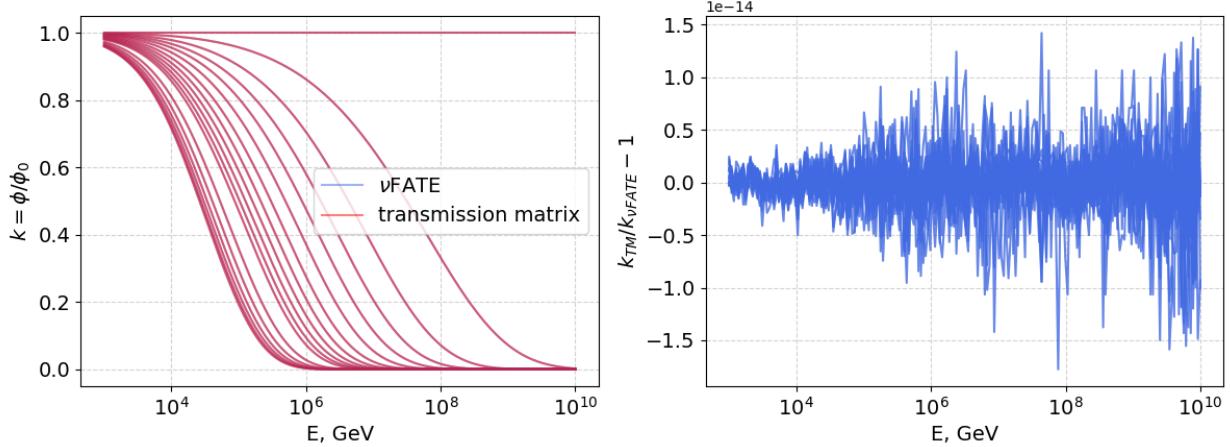


Рис. 2.6: Зависимость k для $\Gamma = 2$ от энергии для различных зенитных углов, вычисленная двумя способами (слева), различие расчётов в зависимости от энергии (справа).

Дополнительно проведено сравнение зависимости коэффициента пропускания от энергии и зенитного угла с результатами расчётов коллегией IceCube [27], результат представлен на рисунке 2.7. Слева показаны вычисления с помощью матрицы пропускания для Baikal-GVD, справа — результаты численного моделирования прохождения частиц через Землю для IceCube. Пакет ν FATE не учитывает размывание пучка нейтрино по зенитному углу при прохождении потока сквозь вещество, поэтому характерные особенности выбранного распределения плотности на полученном для Baikal-GVD графике выражены более ярко, чем на результатах моделирования IceCube.

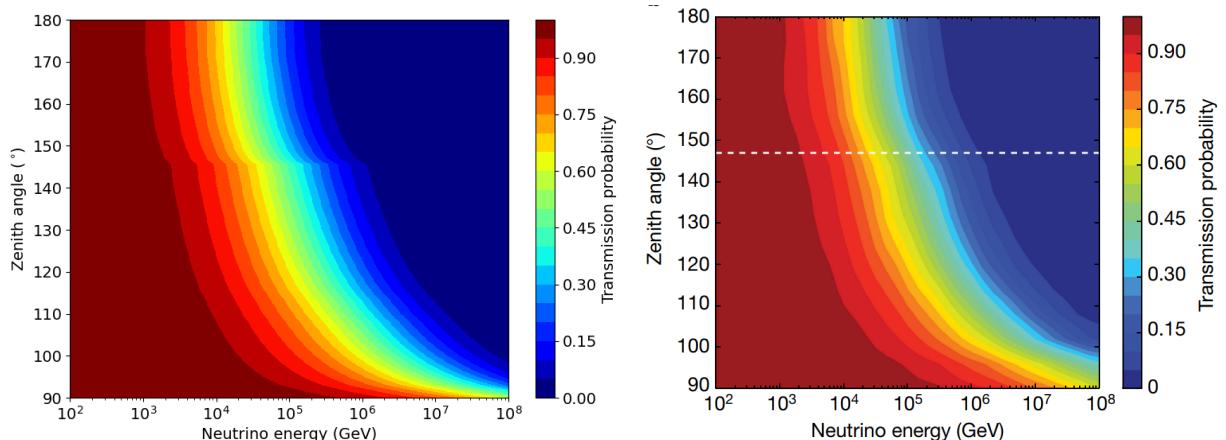


Рис. 2.7: Усреднённая по спектральным индексам от 2 до 4 функция пропускания слева — для Baikal-GVD, справа — для IceCube из статьи [27].

2.4 Экстраполяция в область низких энергий

Граница поглощения

Для проведения полного расчёта ожидаемой скорости регистрации необходимо расширить энергетический диапазон в область энергий ниже 1 TeV.

В самом жёстком случае затухания потока нейтрино в Земле можно считать, что частицы выбывают из потока при взаимодействиях и через заряженный, и через нейтральный ток. В этом случае описывать изменение потока будет дифференциальное уравнение (2.8), аналогичное (2.2).

$$d\phi_{\nu_l}(E_\nu, s) = - \left(\sigma^{\text{CC}}(E_\nu) + \sigma^{\text{NC}}(E_\nu) \right) \phi_{\nu_l}(E_\nu, s) ds. \quad (2.8)$$

Это уравнение имеет аналитическое решение.

$$\phi_{\nu_l}(E_\nu, s) = \phi_\nu(E_\nu, 0) \exp \left\{ - \left(\sigma^{\text{CC}}(E_\nu) + \sigma^{\text{NC}}(E_\nu) \right) \int_0^s ds' \right\}. \quad (2.9)$$

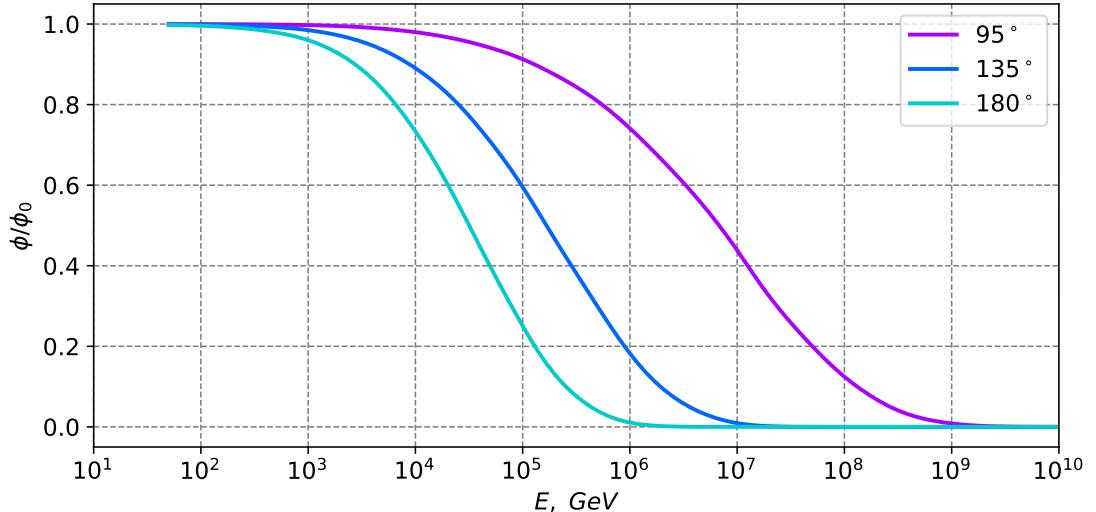


Рис. 2.8: Аналитическое решение для нескольких зенитных углов

По данным работ [25, 28] построен рисунок 2.8, где представлена зависимость отношения спектральной плотности выходящего и входящего потоков ϕ/ϕ_0 от энергии E для разных зенитных углов (95° , 135° и 180°). Из рисунка видно, что на энергиях ниже 10^2 GeV прохождение через Землю практически не меняет поток нейтрино вне зависимости от зенитного угла.

Опираясь на эти соображения, можно произвести экстраполяцию следующим образом. При энергии ниже заданной E_1 изменения потока не происходит вовсе, на энергии выше $E_2 = 10^3$ GeV решение получается с помощью пакета *vFATE*. Таким образом, задача экстраполяции сведена к задаче сшивки двух известных решений.

Построение сшивки

Для построения непрерывной сшивки известных решений в промежуточной области энергий принято решение работать в координатах $(x, y) = (\lg(E/1 \text{ GeV}), \lg(\phi/\phi_0))$, область сшивки по энергии обозначается $[x_1, x_2] = [\lg(E_1/1 \text{ GeV}), \lg(E_2/1 \text{ GeV})]$.

Ищется непрерывно дифференцируемая минимальная полиномиальная сшивка $y = f(x)$, $x \in [x_1, x_2]$. Поскольку на левой границе сшивка производится с константой $y(x_1) = \lg(\phi(x_1)/\phi_0(x_1)) = \lg(1) = 0$, можно сразу положить $f(x_1) = 0, f'(x_1) = 0$ и искать функцию $f(x)$ в виде

$$f(x) = (x - x_1)^2 g(x), \quad (2.10)$$

где $g(x) = Ax^2 + Bx + C$ — многочлен второй степени.

Для сохранения поведения функции на правой границе необходимо учитывать значение функции и две её производные.

$$F_0 = f(x_2 + 0), F_1 = f'(x_2 + 0), F_2 = f''(x_2 + 0). \quad (2.11)$$

Значения F_0, F_1 и F_2 определяются по трём левым точкам сетки и вычисленного в них с помощью vFATE потока $\{x_2, x_2 + h, x_2 + 2h\}$ и $\{F_0, F_{0+h}, F_{0+2h}\}$. По трём точкам вторая производная определяется с точностью до первого порядка аппроксимации, поэтому и первую производную считать нужно с такой же точностью.

$$F_2 = f''(x_2) = \frac{F_{0+2h} - 2F_{0+h} + F_0}{h^2} + o(h) \quad (2.12)$$

$$F_1 = f'(x_2) = \frac{F_{0+h} - F_0}{h} + o(h). \quad (2.13)$$

Приравнивая производные функции $f(x)$ и значения F_0, F_1 и F_2 , можно получить следующую линейную систему уравнений относительно коэффициентов A, B, C .

$$\begin{cases} (x_2 - x_1)^2(Ax_2^2 + Bx_2 + C) = F_0, \\ 2(x_2 - x_1)(Ax_2^2 + Bx_2 + C) + (x_2 - x_1)^2(2Ax_2 + B) = F_1, \\ 2(Ax_2^2 + Bx_2 + C) + 4(x_2 - x_1)(2Ax_2 + B) + (x_2 - x_1)^2 \cdot 2A = F_2. \end{cases} \quad (2.14)$$

Приняты обозначения $f_0 = F_0(x_2 - x_1)^{-4}, f_1 = F_1(x_2 - x_1)^{-3}, f_2 = F_2(x_2 - x_1)^{-2}$, в которых решение представляется наиболее компактно:

$$\begin{pmatrix} A \\ B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 3 & -2 & 1/2 \\ -8x_2 + 2x_1 & 5x_2 - x_1 & -x_2 \\ 6x_2^2 - 4x_1x_2 + x_1^2 & -3x_2^2 + x_1x_2 & x_2^2/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_0 \\ f_1 \\ f_2 \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Результаты вычислений для определённого значения потока и энергии показаны на рисунке 2.9. Значение граничной энергии, ниже которой поглощение отсутствует, выбрано равным $E_1 = 10^{1.5} \text{ GeV}$, экстраполяция, в соответствии с возможностями пакета vFATE, представлена для спектра мюонных (синим) и тау-нейтрино (красным). Электронные нейтрино можно подвергнуть аналогичной процедуре, спектр их затухания оказывается близким к спектру мюонных нейтрино и на рисунке не представлен.

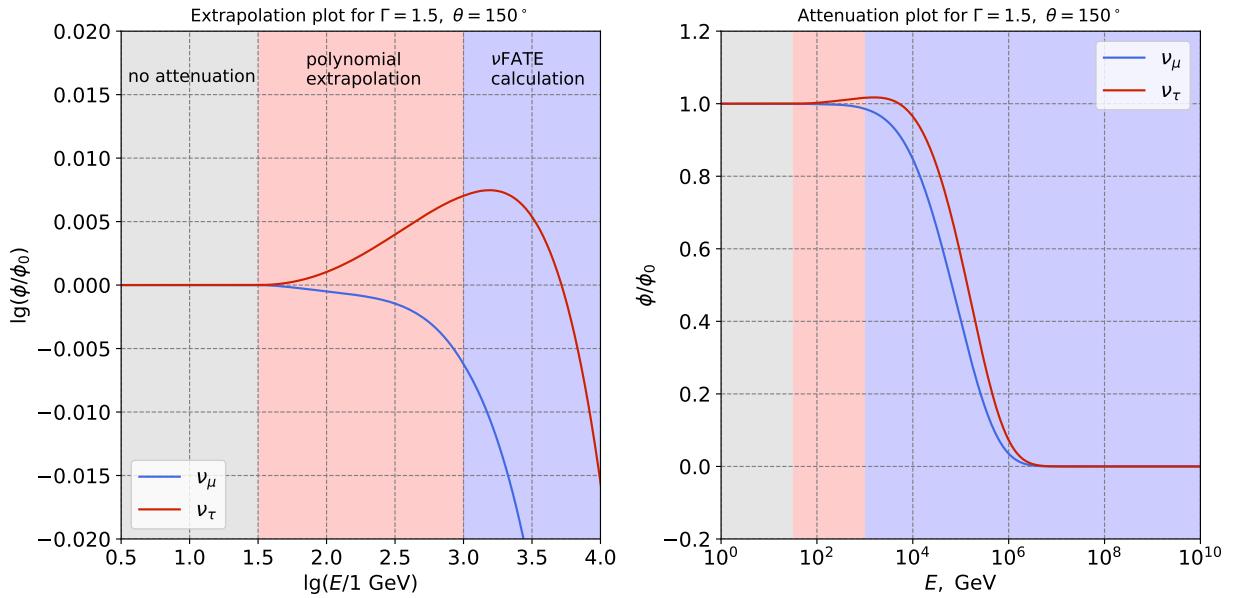


Рис. 2.9: Экстраполяция в область низких энергий отношения спектров ϕ/ϕ_0 для степенного потока со спектральным индексом $\Gamma = 1.5$, зенитным углом $\theta = 150^\circ$ и значением $E_1 = 10^{1.5}$ GeV. На левом графике крупным планом изображена область полиномиальной сшивки в осях (x, y) , на правом — отношение входящего и выходящего спектров в зависимости от энергии нейтрино. Синяя сплошная линия соответствует спектру мюонных нейтрино, красная — спектру тау-нейтрино. Серым цветом показана область без изменения потока, красным — область сшивки, синим — область расчётов с помощью *vFATE*.

Хорошо видно, что отношение спектров тау-нейтрино на средних энергиях превосходит единицу. Это объясняется тем, что в процессе распада τ^- (рис. 2.2) обязательно образуется ν_τ , которое возвращается в проходящий поток.

Описанная техника экстраполяции используется при расчёте скорости регистрации событий от источников, рассматриваемых в работе.

Глава 3

Детектирование нейтрино

3.1 Эффективная площадь детектора

Эффективной площадью детектора называется отношение скорости регистрации частиц R_{ij} к падающему на детектор потоку нейтрино Φ_{ij} , рассчитанное для определённого бина по зенитному углу и энергии.

$$A_{\text{ef}}(E_i, \theta_j) = R_{ij}/\Phi_{ij} \quad (3.1)$$

Понятие эффективной площади часто используется в нейтринной астрономии для количественного описания эффективности детекторов и методов анализа данных.

В работе рассматриваются однокластерные события трекового типа, которые составляют 90% всех событий, регистрируемых телескопом Baikal-GVD [29]. Трековые события возникают при прохождении через толщу озера мюонов высокой энергии, которые рождаются при взаимодействии мюонного нейтрино с нуклонами через заряженный ток. По этой причине объект рассмотрения работы — мюонные нейтрино.



Этапы анализа в телескопе Baikal-GVD

Анализ данных в телескопе Baikal-GVD происходит в три этапа:

- Триггер: первичный отбор событий производится на уровне электроники нейтринного телескопа, отслеживающей совпадения сигналов (превышающих определенные пороги) на соседних оптических модулях [30].
- Реконструкция: посредством минимизации функции качества определяется направление прихода частицы и её энергия [29].
- Критерии отбора: к реконструированным событиям применяются критерии отбора для подавления фона: в первую очередь исходящих атмосферных мюонов, а также люминесцентного свечения воды [31].

Эффективные площади, соответствующие трём этапам обработки событий, представлены на рисунке 3.1. Хорошо видно, что каждый следующий этап анализа существенным образом уменьшает эффективную площадь детектора, а следовательно, и количество событий, идентифицируемых как нейтринные.

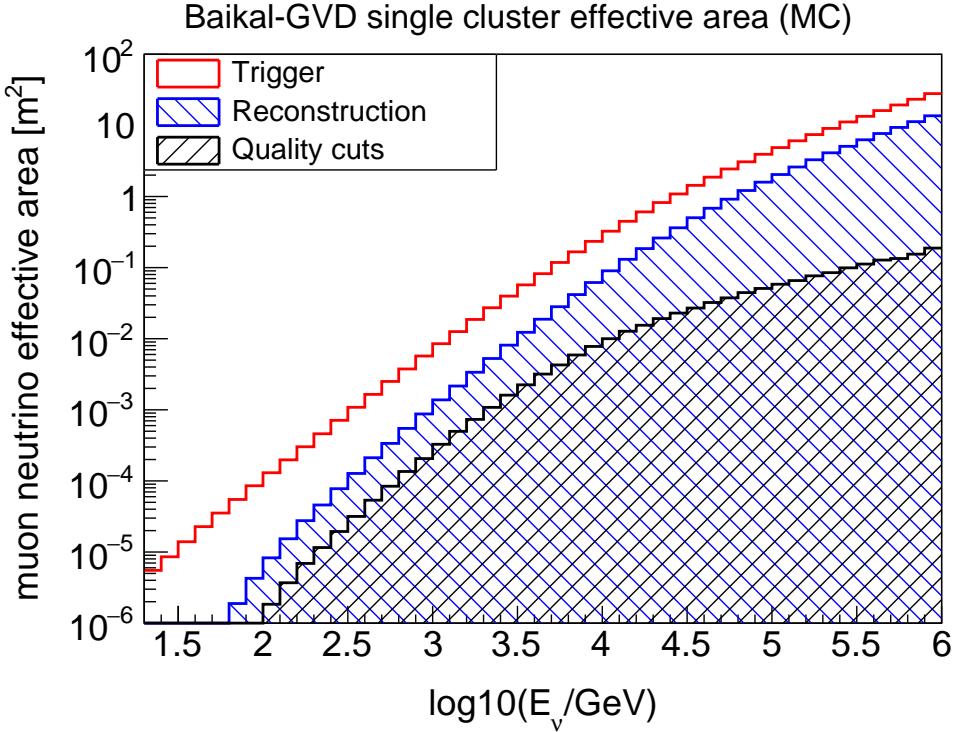


Рис. 3.1: Усреднённые по зенитному углу $\theta > \pi/2$ эффективные площади одного кластера детектора Baikal-GVD для мюонных нейтрино по состоянию на 2021 год [29] на уровне триггера (Trigger, красная нештрихованная), уровне реконструкции (Reconstruction, синяя, штрихованная слева направо), уровне критериев отбора (Quality cuts, чёрная, штрихованная справа налево).

3.2 Скорость счёта событий от точечных источников

Численный алгоритм

Скорость счёта нейтринных событий определяется следующими параметрами: спектром источника, испускающего нейтрино; зенитным углом, под которым нейтрино движется в направлении детектора; функцией пропускания Земли и эффективной площадью детектора на рассматриваем уровне анализа.

Для того, чтобы учесть все указанные факторы, был разработан следующий алгоритм вычисления скорости счёта нейтринных событий.

1. По положению источника в экваториальной системе координат определяется его траектория относительно нейтринного телескопа. Траектория равномерно разбивается узлами в количестве $m = 180$ штук. Для каждого узла определяется зенитный угол, под которым источник виден с места расположения телескопа.

2. Для каждого узла (положения источника на небесной сфере) с помощью матрицы пропускания определяется спектральная плотность потока нейтрино на выходе из Земли. Производится экстраполяция полученного отношения потоков в область энергий $1 \text{ GeV} < E < 1 \text{ TeV}$.
3. Полученный спектр в каждом энергетическом бине умножается на эффективную площадь для данного зенитного угла. Так определяется скорость счёта нейтрино в каждом бине для фиксированного положения источника.
4. После того как пункты 2 и 3 выполнены для каждого узла, производится усреднение полученной скорости счёта по положениям источника. Результат выполнения этого пункта – распределение скорости счёта нейтрино по энергетическим бинам.
5. Для определения полной скорости счёта нейтрино производится суммирование рассчитанных значений в бинах.

Реализация алгоритма

Численный алгоритм реализован на языке программирования Python3 с использованием библиотек NumPy [32] и SciPy [33]. Построение гистограмм производится с помощью системы обработки и анализа данных ROOT [34]. Схема работы программы для построения спектральной плотности скорости счёта сигнальных и фоновых событий показана на рисунке 3.2.

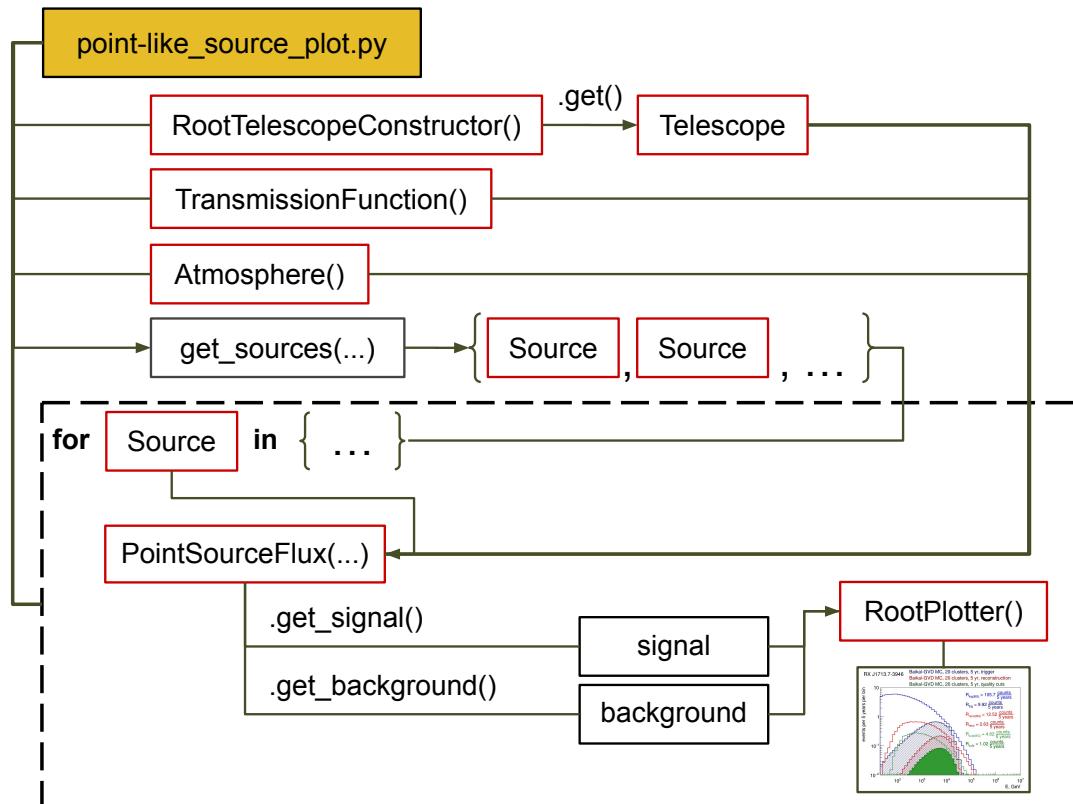


Рис. 3.2: UML-диаграмма реализации численного алгоритма по вычислению скорости счёта нейтрино от точечного источника.

При запуске программы `point-like_source_plot.py` происходит инициализация основных классов.

- `Telescope`, содержащий данные о положении телескопа и его эффективной площади;
- `TransmissionFunction`, хранящий матрицу пропускания и производящий вычисление затухания в Земле;
- `Atmosphere`, отвечающий за вычисление фона атмосферных нейтрино (вычисление фона подробно рассмотрено в главе 5);
- `Source`, содержащий информацию о положении источника и его спектре.

После этого, в цикле по источникам, создаётся класс `PointSourceFlux`, в который передаются уже инициализированные базовые классы и конкретный источник. Метод `get_signal()` возвращает спектральную плотность скорости счёта сигнальных (астрофизических) нейтрино, метод `get_background()` — спектральную плотность скорости счёта фоновых (атмосферных) нейтрино. Полученные спектры добавляются в качестве диаграмм к классу `RootPlotter`, который строит гистограмму числа событий по энергетическим бинам и вычисляет полную скорость счёта. Более подробное описание программы и ссылка на директорию с кодом — в приложении A.

Скорость счёта в Baikal-GVD

Вычисление скорости счёта нейтринных событий от точечных источников выполнено на основе данных об эффективной площади детектора 2023 года. Результаты показаны в таблице 3.1 и выражены в количестве событий в 20 кластерах детектора за 5 лет. Такое представление выбрано для удобства дальнейшего сравнения с результатами коллаборации KM3NeT.

Таблица 3.1: Ожидаемое число событий (RR, registration rate) нейтрино для 20-кластерной модификации телескопа за 5 лет работы на уровне триггера (trig), реконструкции (reco) и критериев отбора (cuts), полученное с использованием эффективной площади по данным 2023 года.

Source	RR, trig	RR, reco	RR, cuts
RX J1713.7-3946	8.25	2.12	0.606
Vela X	13.98	4.66	1.3103
Vela Jr	9.83	2.55	0.7555
HESS J1614-518 (1)	4.43	1.51	0.3839
HESS J1614-518 (2)	3.76	1.10	0.3185
Galactic center	2.63	0.82	0.2094
MGRO J1908+06 (1)	1.08	0.27	0.021
MGRO J1908+06 (2)	2.05	0.78	0.0609
MGRO J1908+06 (3)	2.50	1.05	0.0815
NGC 1068	44.34	1.56	0.1576
TXS 0506+056 (1)	2.29	1.08	0.0802
TXS 0506+056 (2)	2.14	1.14	0.0833

Верификация метода

Для подтверждения правильности выбранного подхода необходимо произвести независимую проверку полученных результатов. С этой целью выполнено сравнение потоков, предсказанных для телескопа KM3NeT [24], и потоков, вычисленных для этого же телескопа по эффективной площади, представленной в работе [11]. Сравнение эффективных площадей детекторов на уровне триггера показано на рис. 3.3.

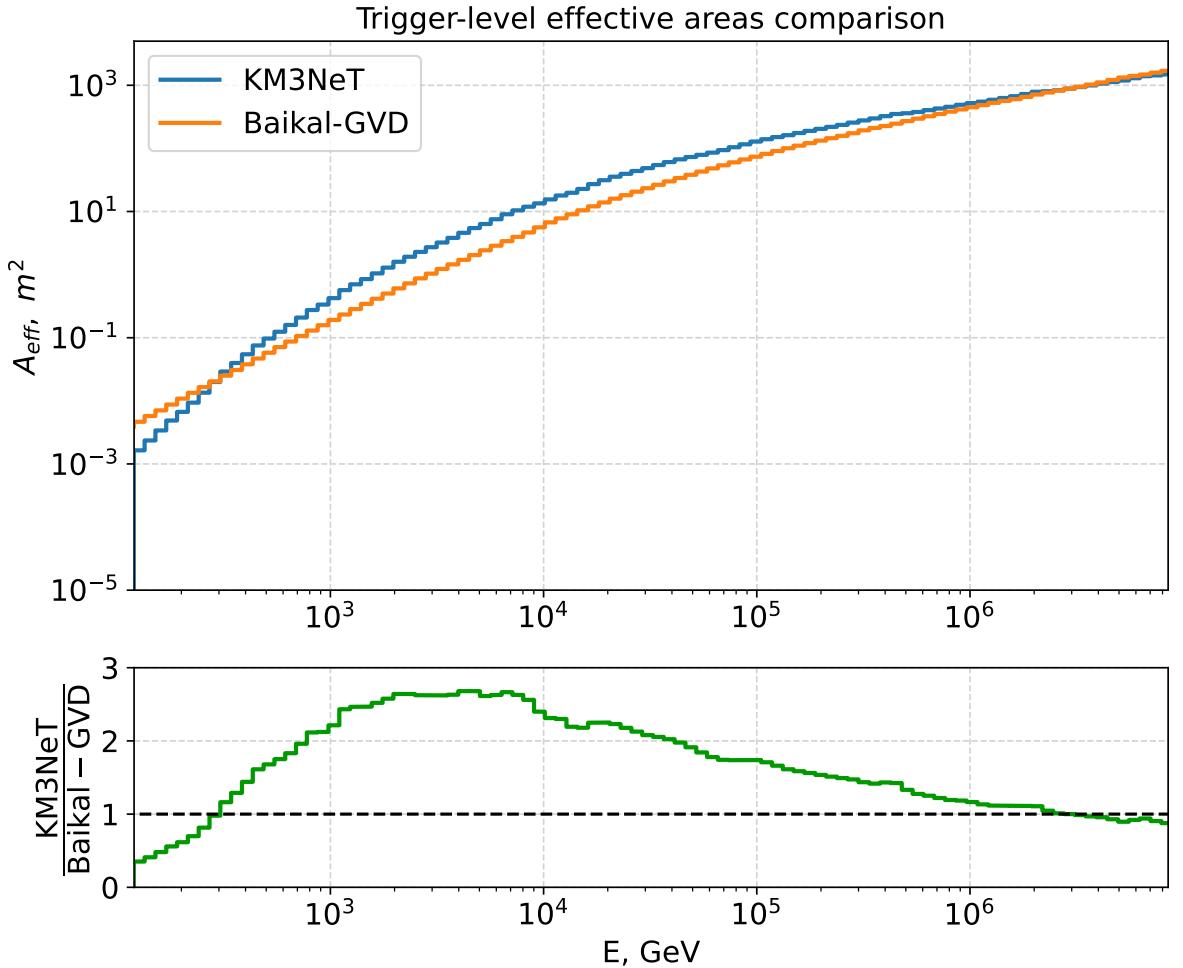


Рис. 3.3: Полная эффективная площадь детектора KM3NeT на уровне триггера (синим), эффективная площадь детектора Baikal-GVD в 20-кластерной конфигурации на уровне триггера (оранжевым), их отношение (зелёным на вставке снизу).

Считая приведённую эффективную площадь для детектора KM3NeT усреднённой по диапазону зенитных углов от 90° до 180° , можно вычислить ожидаемую скорость счёта для точечных источников в этом детекторе. Такую оценку коллаборация KM3NeT произвела в работе [24]. Сравнение результатов представлено в таблице 3.2.

Из таблицы видно, что расчёты коллаборации KM3NeT примерно на 10% пре-восходят значения, вычисленные по описанному выше алгоритму. По-видимому, это связано с тем, что в оценке коллаборации KM3NeT учтены события, индуцированные приходом тау-нейтрино, которые, по заявлению самих авторов, составляют около 10% от мюонных событий.

Таблица 3.2: Ожидаемое число нейтринных событий от точечных источников на уровне триггера за 5 лет для 20-кластерной модификации телескопа Baikal-GVD (столбец Baikal-GVD), аналогичный расчёт для телескопа KM3NeT (calc.), значения ожидаемого числа нейтринных событий для KM3NeT из работы [24] (ref.).

Source	Baikal-GVD	KM3Net (calc.)	KM3Net (ref.)
RX J1713.7-3946	8.25	17.85	20.0
Vela X	13.98	39.88	40.7
Vela Jr	9.83	26.12	25.6
HESS J1614-518 (1)	4.43	9.94	10.5
HESS J1614-518 (2)	3.76	9.21	9.0
Galactic center	2.63	5.74	7.0
MGRO J1908+06 (1)	1.08	3.65	4.1
MGRO J1908+06 (2)	2.05	5.98	7.1
MGRO J1908+06 (3)	2.50	6.93	8.1
NGC 1068	44.34	54.83	—
TXS 0506+056 (1)	2.29	6.05	—
TXS 0506+056 (2)	2.14	5.25	—

Таким образом, можно считать, что представленный алгоритм позволяет произвести расчёт скорости регистрации астрофизических нейтрино с необходимой точностью.

3.3 Скорость счёта событий от хребта галактики

Отдельный интерес представляет протяжённый источник — хребет галактики, указания на поток от которого обнаружил нейтринный детектор IceCube [18].

Чтобы сделать первичную оценку потока от хребта галактики, принято решение представить этот протяжённый объект в виде однородного по спектру прямоугольника в галактических координатах с центром в точке $(0, 0)$ и размерами 60 градусов по долготе и 4 градуса по широте.

Для целей настоящей работы в качестве модели потока от хребта галактики взята «ad hoc» модель вида (3.3). Её можно рассматривать как результат грубого усреднения различных моделей потока из оригинальной работы коллаборации IceCube [18].

$$\Phi(E) = \Phi_0 \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\Gamma}, \quad \Gamma = 2.5, \quad \Phi_0 = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (3.3)$$

Для вычисления ожидаемой скорости регистрации событий галактического хребта произведено разбиение рассматриваемой области прямоугольной сеткой с фиксированным шагом по углам в галактических координатах на $K = 385$ точечных источников, каждый из которых испускает поток нейтрино (3.3), нормированный на число источников K .

$$\Phi_1(E) = \frac{1}{K} \cdot \Phi_0 \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\Gamma} \quad (3.4)$$

С помощью формул сферической геометрии координаты источников в галактической системе координат преобразованы к экваториальной. Повороты на сфере сохраняют площади [35], следовательно потоки, соответствующие точечным источникам в центрах ячеек расчётной сетки, не изменились. Выбранная область галактического центра представлена на рисунке 3.4.

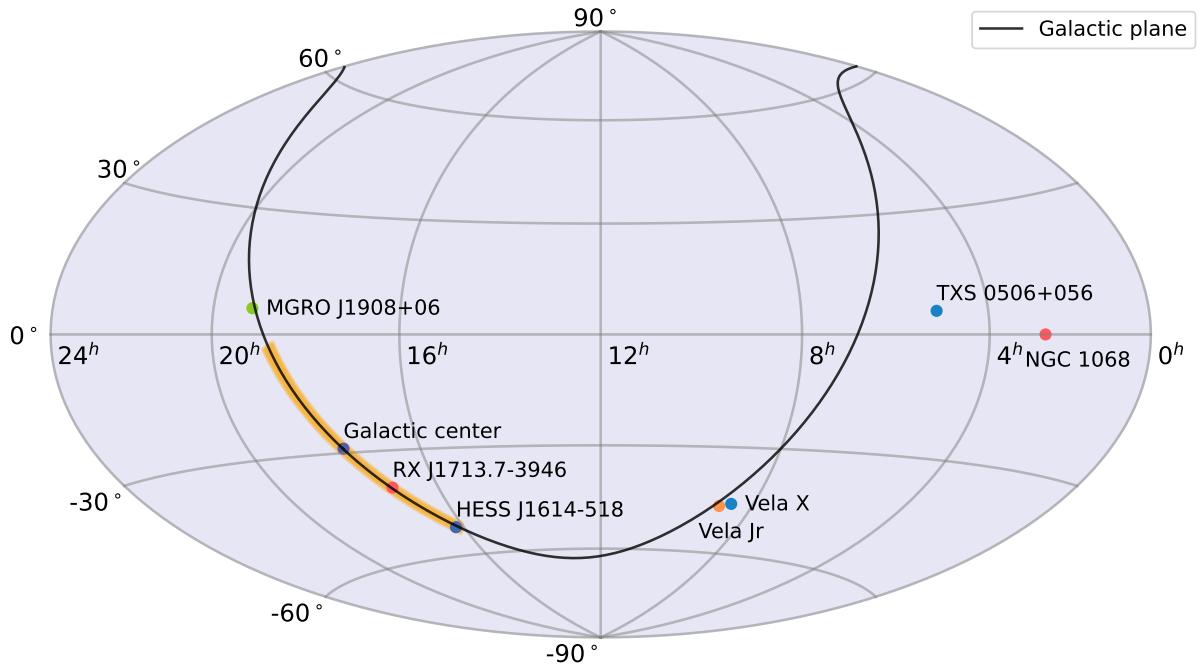


Рис. 3.4: Точечные источники нейтрино, рассматриваемые в работе (цветные точки) и галактический хребет (закрашенная жёлтым область).

Результат вычислений — сумма потоков от точечных источников, находящихся в центрах ячеек расчётной сетки. Значения, вычисленные для двух версий эффективной площади детектора Baikal-GVD, находятся в таблице 3.3.

Таблица 3.3: Ожидаемое число нейтриинных событий от хребта галактики на уровне триггера за 5 лет для 20-кластерной модификации телескопа Baikal-GVD с двумя различными модификациями эффективной площади.

Version	RR, trig	RR, reco	RR, cuts
2021	172.55	37.63	4.64
2023	148.78	42.82	9.55

Представленные результаты говорят о том, что на текущем уровне реконструкции в 20-кластерной модификации телескопа ожидается получить около 8 нейтриинных событий от хребта галактики ежегодно. Такой результат позволяет рассчитывать на то, что в течение нескольких лет телескоп Baikal-GVD сообщит о наблюдении галактического диффузного нейтриинного фона.

Положение дел усложняется тем фактом, что кроме астрофизических событий нейтринный телескоп неизбежно регистрирует и другие частицы, которые формируют фоновый сигнал. Обсуждению этого вопроса посвящены главы 4 и 5.

Глава 4

Фон атмосферных мюонов

Проблематика

Для регистрации чрезвычайно редких астрофизических событий необходимо существенным образом подавить все возможные фоновые процессы. Регистрация нейтрино в трековом канале детектора Baikal-GVD осуществляется посредством детектирования черенковского излучения, которое возникает в процессе прохождения высокоэнергетического заряженного мюона сквозь толщу воды.

Основным источником мюонов с энергией выше 1 GeV являются космические лучи. Заряженные космические частицы, взаимодействуя с атмосферой, рождают заряженные π^\pm и K^\pm мезоны, основной канал распада которых — распад на (анти)мюон и мюонное (анти)нейтрино [36].

$$\pi^-(\pi^+) \rightarrow \mu^-(\mu^+) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (4.1)$$

$$K^-(K^+) \rightarrow \mu^-(\mu^+) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (4.2)$$

Для заряженных каонов характерны и трёхчастичные распады, в которых образуется нейтральный пион, (анти)мюон, (анти)нейтрино.

$$K^-(K^+) \rightarrow \pi^0 + \mu^-(\mu^+) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (4.3)$$

Кроме того, мюоны рождаются в трёхчастичных распадах нейтральных каонов.

$$K^0 \rightarrow \pi^+(\pi^-) + \mu^-(\mu^+) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (4.4)$$

Земля не является прозрачной для заряженных частиц, но атмосферные мюоны, движущиеся сверху, иногда могут ошибочно реконструироваться как нейтринные события снизу [29]. В однокластерной реконструкции мюонные треки вносят особенно существенный вклад на зенитных углах, близких к 90° . Чтобы ограничить вклад атмосферных мюонов, при применении критериев отбора к реконструированным событиям пришедшие под такими углами треки сильно подавляются. По этой причине в предсказаниях потока для точечных источников (см. таблица 3.1) заметно существенное снижение скорости счёта нейтрино от трёх последних объектов, чей поток никогда не приходит в детектор под зенитным углом, большим 120° . Для повышения чувствительности анализа к астрофизическим нейтрино, приходящими под малыми зенитными углами, использовался алгоритм бустинга над решающими деревьями (boosted decision tree, BDT), о котором пойдёт речь в этой главе.

4.1 Boosted Decision Tree

Терминология

Задача алгоритма в этой работе состоит в том, чтобы произвести разделение событий на классы "сигнал" и "фон" по данным Монте-Карло (МС) моделирования реконструкции атмосферных мюонов и потока нейтрино со спектром $E^{-2.5}$. Фоновыми событиями (background) считаются атмосферные мюоны, сигнальными (signal) — мюонные нейтрино (события снизу).

Решающее дерево (decision tree, DT) — это ациклический граф, реализующий принятие решений. Каждый узел графа соответствует одному признаку из набора. В случае если значение признака ниже некоторого порога, выбирается левая ветвь; иначе — правая. Решение о классификации образца принимается по достижении листового узла [37].

Бустинг над решающими деревьями (boosted decision tree, BDT) — алгоритм машинного обучения, последовательно объединяющий несколько деревьев решений для повышения точности прогнозирования модели. Каждое следующее дерево в последовательности тренируется исправлять ошибки, допущенные предыдущими деревьями, что приводит к созданию более надежной и точной классификации [38].

Существенные преимущества метода BDT — его простота, предсказуемость, быстродействие и распространённость в экспериментальной физике высоких энергий. Наиболее популярные алгоритмы бустинга — AdaBoost (adaptive boosting) [39] и градиентный бустинг (gradient boosting) [40].

В процессе исследования были протестированы оба метода, по результатам было принято решение остановиться на алгоритме AdaBoost. Далее в тексте работы будет обсуждаться только этот метод.

Пакет TMVA

В систему анализа и обработки данных ROOT [34] встроена библиотека TMVA (Toolkit for Multivariate Data Analysis) [41], которая предоставляет различные методы машинного обучения с учителем. В частности, в ней подготовлен метод тренировки классифицирующего BDT с помощью алгоритма AdaBoost.

Исходные данные — два .root файла, в которых записаны результаты реконструкции сгенерированного потока атмосферных мюонов и нейтрино спектра E^{-2} соответственно.

Из файла выделяются два непересекающихся фрагмента: тренировочный (train) и тестировочный (test) равного размера. Все данные, не вошедшие в тренировочные (rest), после тренировки и применения BDT-классификатора используются для дальнейшего анализа (см. рис. 4.1).

При построении BDT проводился поиск оптимального соотношения train/rest среди вариантов 1:999, 1:99, 1:19, 1:9, 1:4, 1:1. Компромиссным между точностью и сохранением значительной части смоделированных данных для дальнейшего анализа оказалось соотношение 1:4.

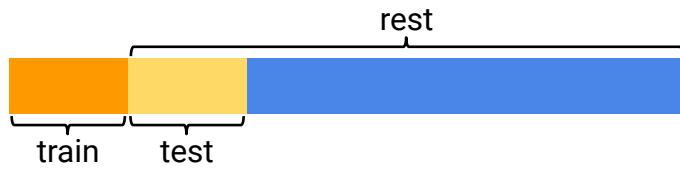


Рис. 4.1: Разбиение исходных данных на тренировочный (train), тестировочный (test) и анализируемый (rest) фрагменты

Обучение

1. Выбор переменных

Перед тренировкой выбираются переменные, по которым будет производиться обучение. Для этого необходимо рассмотреть распределения значений всех переменных по событиям для сигнала и фона. После выбора переменных нужно провести первичное масштабирование, чтобы добиться более-менее равномерного распределения событий по значениям. Иногда разумно пользоваться логарифмом переменной.

2. Подготовка к загрузке

Класс метода получает тип задачи (классификация / регрессия), ссылку на выходной .root-файл, куда записываются все подробности тренировки, и дополнительные параметры как, например, сигнал !Silent, разрешающий вывод подробностей тренировки в терминал, или набор преобразований данных, включающий в себя декорреляционное и гауссово преобразования тренировочных переменных.

Дополнительно создаётся и объект класса загрузчика данных, которому необходимо указать путь к папке, где будет хранится .xml-таблица весов, полученная в результате тренировки.

3. Загрузка данных

После объявления переменных класс загрузчика производит обработку фонового и сигнального деревьев.

Перед тренировкой к данным применяются критерии отбора, связанные с качеством реконструкции. В рассматриваемом анализе не используются события, зарегистрированные менее чем 3 гирляндами детектора или менее чем 7 оптическими модулями. Кроме этого, отбраковываются события, реконструированные как пришедшие сверху ($\theta < 90^\circ$).

Дополнительно производится перевзвешивание сигнальных событий: исходный спектр имеет спектральный индекс $\Gamma = 2$, а требуется $\Gamma = 2.5$.

4. Тренировка

По завершении манипуляций по загрузке деревьев с событиями производится регистрация BDT-классификатора, содержащая указание на метод тренировки. В работе используется алгоритм AdaBoost. По результатам тренировки формируется директория с информацией о процедуре обучения. В частности, в ней представлена зависимость ошибки от номера дерева, по которому можно определить оптимальное число деревьев. В работе это число выбрано равным 500.

Применение

1. Загрузка весов

В объект класса загрузчика данных передаётся список переменных. Тем переменным, которые напрямую использовались при тренировке, сразу присваиваются соответствующие адреса. Для переменных, модифицировавшихся в процессе тренировки, например, логарифмированием, подготавливаются пустые адреса.

После этого производится регистрация метода указанием названия алгоритма классификации и адреса файла с весами.

2. Загрузка обрабатываемого файла

При загрузке обрабатываемого файла для немодифицированных переменных необходимо указывать уже забронированные для них адреса. Переменным, требующим модификации, присваиваются новые адреса.

3. Вычисление классифицирующей переменной

В цикле по событиям, содержащимся в дереве, сперва производится вычисление модифицированных переменных и их отправка по соответствующему зарезервированному адресу.

После этого класс загрузчика вычисляет BDT-переменную, по которой производится классификация. Входной файл перезаписывается с добавлением нового столбца-классификатора. Распределения классифицирующей переменной для сигнала и фона представлены на рисунке 4.2.

4.2 Модификация эффективной площади

С помощью построенного классификатора производится модификация эффективной площади на уровне критериев отбора. Если предыдущая версия основывалась на стандартных критериях — наборе независимых ограничений на реконструируемые переменные, — то использование BDT заменяет эти критерии на одно ограничение по переменной-классификатору.

Поставленная задача состояла в том, чтобы подавить фон до уровня, существенно более низкого, чем уровень сигнала. При этом скорость счёта атмосферных мюонов изначально на несколько порядков превышала скорость счёта нейтрино. Следовательно, было необходимо поставить сильное ограничение на классифицирующую переменную. Из этих соображений для дальнейшей работы было выбрано ограничение $BDT_{MK} > 0.6$. Как видно из рисунка 4.2, такой критерий отбора не допускает в данные практически ни одного мюонного события.

Для верификации правильности работы классификатора проведено сравнение эффективной площади, построенной по стандартным критериям отбора, с эффективной площадью, полученной с помощью BDT. На рисунке 4.3 цветом показан двоичный логарифм отношения модифицированной эффективной площади к стандартной. Видно, что в среднем эффективная площадь увеличилась. Особенно значительный рост наблюдается в области высоких энергий и зенитных углов, близких к 90° . Этот результат показывает, что алгоритм BDT позволил решить поставленную задачу.

2019 MC recMay23 scl cl3, cuts: CovMatrixStatus==3 && NStrings>=3 && NOMs>=7 && ZenithRec>90 && PHit<1.00

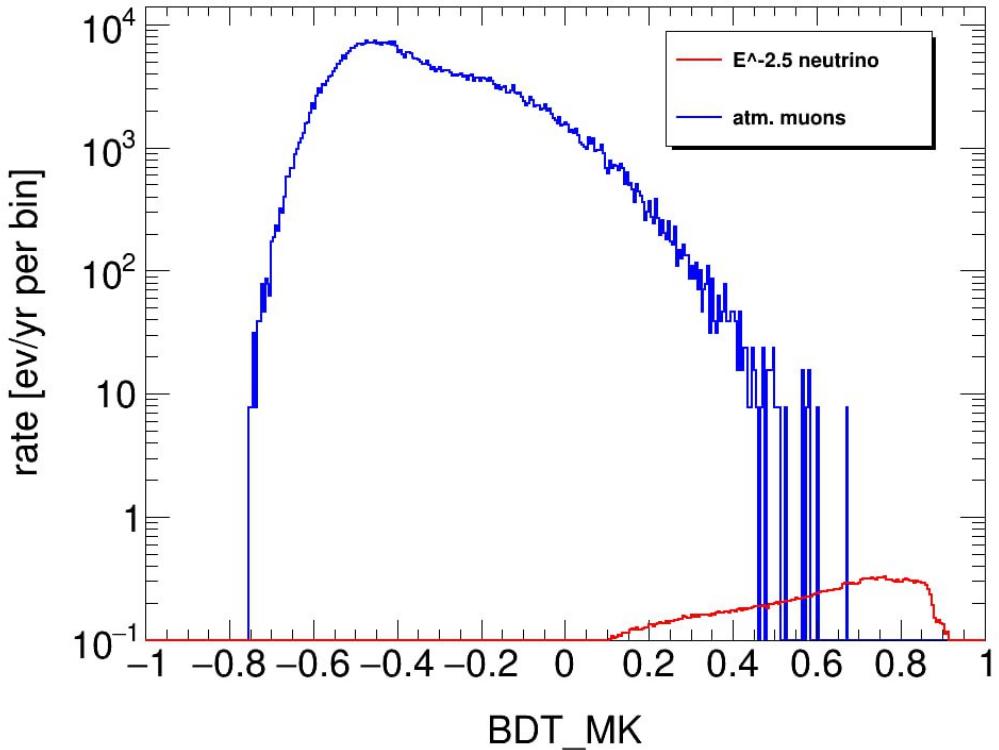


Рис. 4.2: Распределение событий по классифицирующей переменной BDT_MK с нормировкой на поток атмосферных мюонов и астрофизических нейтрино. Синяя гистограмма — фон, красная — сигнал.

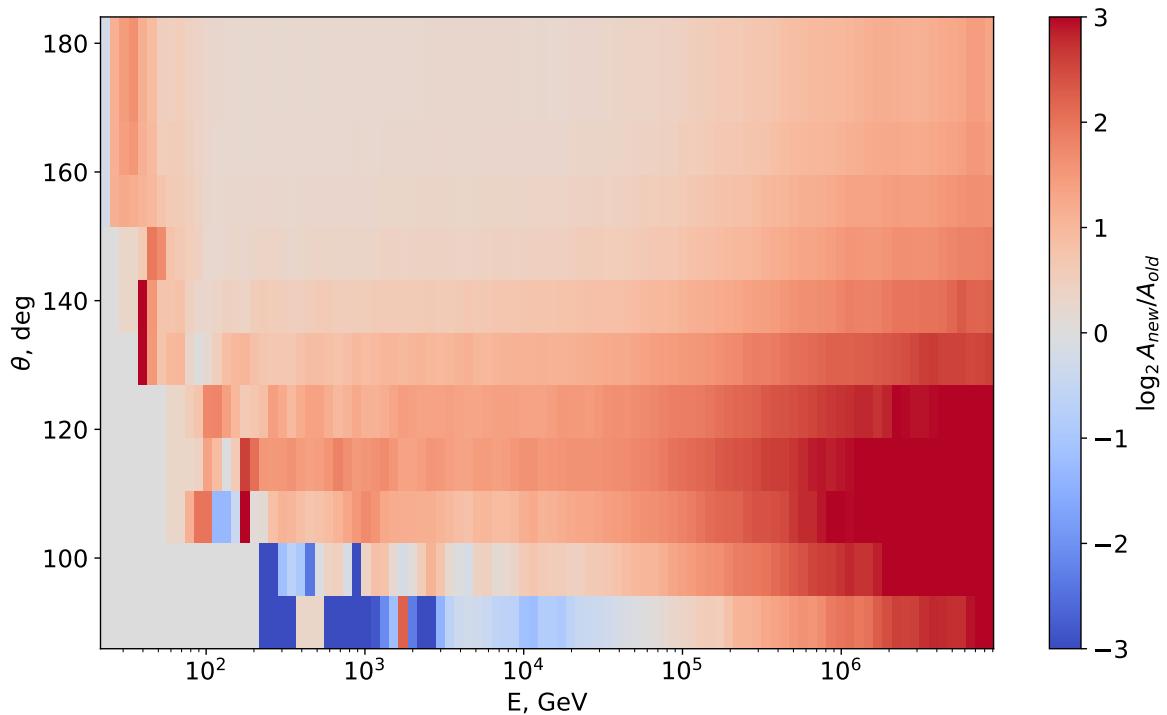


Рис. 4.3: Двоичный логарифм отношения эффективной площади, построенной по BDT, к стандартной эффективной площади в зависимости от энергии и зенитного угла.

Скорость счёта нейтринных событий

С вновь полученной эффективной площадью для критериев отбора можно пересчитать ожидаемую скорость счёта от рассматриваемых источников. Результаты вычислений представлены в таблице 4.1.

Пунктирной линией в таблице отмечена граница между двумя группами источников, разделённых по проходимым зенитным углам (см. раздел 1.3). В крайнем справа столбце таблицы можно видеть ещё одно подтверждение правильности использованного метода: классификация методом BDT привела к росту числа ожидаемых событий на $\sim 40\%$ для первой группы источников и в среднем на 300% для источников второй группы.

В таблице 4.2 представлены результаты аналогичного вычисления для хребта галактики. Для этого протяжённого объекта также получилось увеличить ожидаемую скорость счёта более чем в 1.5 раза.

Таблица 4.1: Ожидаемое число событий (RR, registration rate) нейтрино для 20-кластерной модификации телескопа за 5 лет работы на уровне триггера (trig), реконструкции (reco), стандартных критериев отбора (stdcuts) и критериев отбора, построенных на BDT-классификаторе (BDT-cuts). Крайний столбец справа — отношение скоростей счёта на уровне критериев отбора по методу BDT к стандартному вычислению.

Source	RR, trig	RR, reco	RR, stdcuts	RR, BDT-cuts	BDT/std
RX J1713.7-3946	8.25	2.12	0.606	0.816	1.35
Vela X	13.98	4.66	1.31	1.827	1.39
Vela Jr	9.83	2.55	0.756	1.002	1.33
HESS J1614-518 (1)	4.43	1.51	0.384	0.623	1.62
HESS J1614-518 (2)	3.76	1.1	0.319	0.443	1.39
Galactic center	2.63	0.82	0.209	0.324	1.55
MGRO J1908+06 (1)	1.08	0.27	0.021	0.061	2.9
MGRO J1908+06 (2)	2.05	0.78	0.061	0.209	3.43
MGRO J1908+06 (3)	2.5	1.05	0.081	0.296	3.65
NGC 1068	44.34	1.56	0.158	0.361	2.28
TXS 0506+056 (1)	2.29	1.08	0.08	0.324	4.05
TXS 0506+056 (2)	2.14	1.14	0.083	0.357	4.3

Таблица 4.2: Ожидаемое число нейтринных событий от хребта галактики. Сокращения аналогичны использованным в таблице 4.1.

Source	RR, trig	RR, reco	RR, stdcuts	RR, BDT-cuts	BDT/std
Galactic ridge	143.52	41.54	9.5	15.78	1.66

Вычисленные скорости счёта сами по себе недостаточны для того, чтобы однозначно определить, можно ли зарегистрировать поток от предполагаемого или уже обнаруженного источника нейтрино, и на каком уровне достоверности это можно сделать с учётом имеющегося фона. Эти вопросы обсуждаются в двух следующих главах настоящей работы.

Глава 5

Фон атмосферных и астрофизических нейтрино

5.1 Спектры фоновых событий

Атмосферные нейтрино

Атмосферные мюоны не единственный источник фоновых событий. При взаимодействии космических лучей (см. рис. 5.1) с атмосферой кроме мюонов образуются и мюонные нейтрино (4.1) - (4.4). В силу изотропии потока космических лучей [42] поток атмосферных нейтрино приблизительно изотропен.

Отличить атмосферные нейтрино от астрофизических по взаимодействию нельзя: в детекторе регистрация происходит одинаковым образом — по чerenковскому излучению от прошедшего снизу вверх сквозь воду мюона. Различие между двумя типами нейтрино наблюдаются только в их предсказываемом спектре. Для оценки чувствительности детектора на уровне анализа данных было принято решение произвести оценку фона атмосферных нейтрино.

Параметризация спектра нейтрино в зависимости от энергии и зенитного угла взята из работы [43]. Оценки авторов ограничиваются энергией 10^4 GeV. Для энергий от 10^4 до 10^6 GeV проведена полиномиальная экстраполяция в осах ($\lg E, \lg (E^3 \Phi_\nu)$). Параметризация потока показана на рисунке 5.2.

Ошибка полиномиальной интерполяции второй степени оказалась менее 2%. При этом систематическая ошибка оценок, приведённых в оригинальной работе, составляет около 30%. По этой причине описанный метод экстраполяции можно считать разумным: полученный результат является грубой оценкой атмосферного фона.

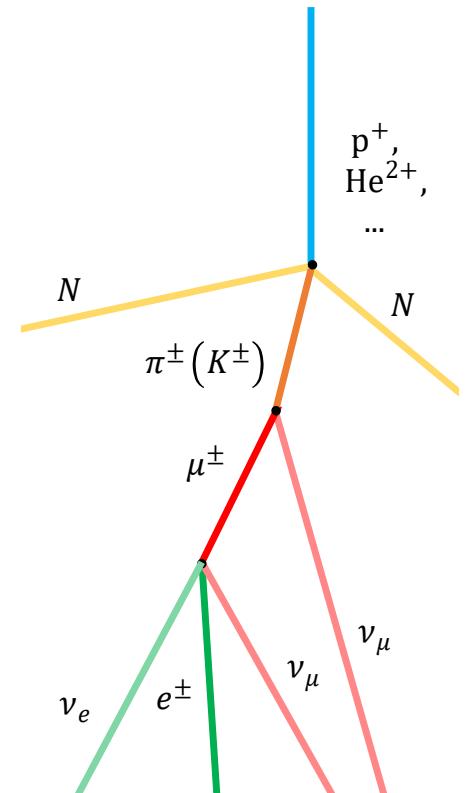


Рис. 5.1: Рождение атмосферных нейтрино в каскаде, индуцированном частицей космических лучей.

Отдельно следует отметить, что представленная оценка фона учитывает только «обыкновенные» (conventional) атмосферные нейтрино. «Быстрая» (prompt) компонента, связанная с рождением очарованных мезонов высокой энергии, в используемую параметризацию не входит. Последние оценки потока атмосферных нейтрино высоких энергий ($E > 1$ TeV) [44] показывают, что вклад prompt-компоненты мал по сравнению с астрофизическими потоками.

Астрофизические нейтрино

Кроме нейтрино, испущенных непосредственно рассматриваемым источником, в детектор попадают ещё и те частицы, которые родились во всех выделяющих нейтрино объектах Вселенной. Такие события относятся к фону астрофизических нейтрино, который играет важную роль на энергиях выше 100 TeV.

Измерения спектра астрофизических нейтрино с помощью детектора IceCube проводились в работах [45, 46, 47, 48, 49]. В настоящих вычислениях использовались данные IceCube, полученные с помощью анализа мюонных треков от прошедших сквозь Землю нейтрино [49].

Астрофизический нейтринный фон до прохождения через Землю изотропен и параметризуется выражением (5.1).

$$\Phi_{\text{astro}}(E) = \Phi_0^{\text{astro}} \cdot \left(\frac{E}{100 \text{ GeV}} \right)^{-\Gamma_{\text{astro}}}, \quad (5.1)$$

где, по данным [49], $\Phi_0^{\text{astro}} = 1.44^{+0.25}_{-0.24} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, а $\Gamma_{\text{astro}} = 2.28^{+0.08}_{-0.09}$.

На рисунке 5.2 представлены используемые спектры атмосферных и астрофизических нейтрино. Хорошо видно, что астрофизические частицы начинают преобладать над атмосферными только на очень высоких энергиях ($E > 100$ TeV).

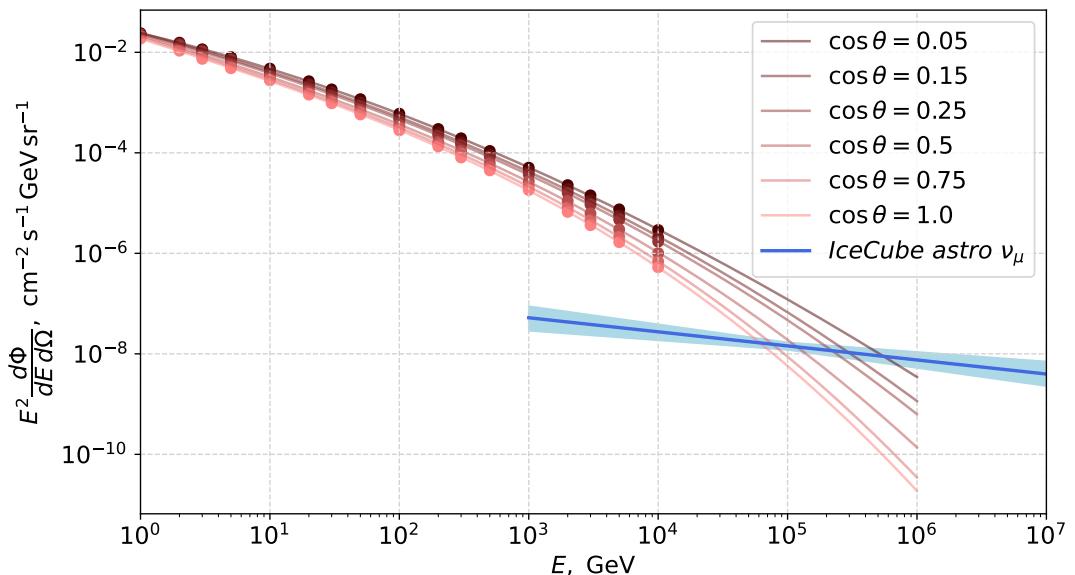


Рис. 5.2: Параметризация спектра атмосферных нейтрино в зависимости от зенитного угла θ (оттенки красного) [43] и астрофизические мюонные нейтрино (синим) [49].

5.2 Фоновые события для точечных источников

Методика расчёта

Для вычисления скорости счёта фоновых событий использовалось предположение о том, что угловое разрешение детектора Baikal-GVD в трековом канале слабо зависит от энергии события и обычно не бывает хуже $\delta\theta = 1^\circ$. То есть источник реконструированного нейтрино, как правило, лежит в круге радиуса 1° на небесной сфере.

Расчёт фона проводился с использованием описанного подхода для вычисления скорости счёта сигнальных событий от точечных источников. Создавался эффективный источник нейтрино, имеющий спектр, равный произведению известного из параметризации потока атмосферных и астрофизических нейтрино и площади пятна, возникающего из-за конечного разрешения детектора.

Поток такого «источника» зависит от зенитного угла, поскольку поток атмосферных нейтрино обладает такой зависимостью. Значит, для каждого источника фон необходимо считать отдельно. С учётом этого факта была произведена модификация алгоритма определения скорости счёта фоновых событий.

Верификация метода

Для верификации метода было предложено рассчитать ожидаемый сигнал атмосферных нейтрино со всего неба на уровнях триггера, реконструкции и критериев отбора. При расчёте небесная сфера заполнялась одинаковыми источниками с соответствующим потоком. Для заполнения были выбраны два способа: первый (*F-ordered full-sky BG* в таблице 5.1) — использование равномерной сетки, построенной по методу Фибоначчи [50]. Второе разбиение (*Random full-sky BG* в таблице 5.1) производилось случайным образом с помощью равномерного распределения на сфере.

Таблица 5.1: Скорость счёта фоновых событий от всего неба *в год на кластер*. Число источников при разбиении сферы $N = 10\,000$.

Source	trigger	reconstruction	stdcuts	BDT-cuts
Random full-sky BG	3011	204	48	66
F-ordered full-sky BG	3060	210	50	68

Число фоновых событий на уровне триггера, реконструкции и критериев отбора согласуется с результатами, полученными участниками коллаборации Baikal-GVD при выполнении аналогичных оценок другими методами. Это говорит о состоятельности подхода по вычислению фона и о возможности его применения для оценки скорости регистрации фоновых событий для точечных и протяжённых источников.

Результаты вычисления фона

Расчёт атмосферного нейтринного фона проводился в предположении об угловом разрешении детектора 1° , результаты представлены в таблице 5.2.

Отбор по энергии

Значение ожидаемой скорости счёта само по себе является полезным для определения возможностей регистрации и постановки верхних пределов на поток нейтрино от предполагаемого источника. Однако кроме общего числа событий интерес представляет и их распределение по энергии.

Подобное распределение для остатка сверхновой RX J1713.7-3946 представлено на рисунке 5.3. Как и ожидалось, в силу большей мягкости фонового спектра, атмосферные нейтрино более сильно проявляются на низких энергиях. В области энергий $E > 1 \text{ TeV}$ на всех уровнях анализа преобладает астрофизический сигнал. По этой причине было принято решение дополнительно рассмотреть скорость счёта при наложении ограничения (ката) на энергию $E > 1 \text{ TeV}$ (см. таблица 5.3).

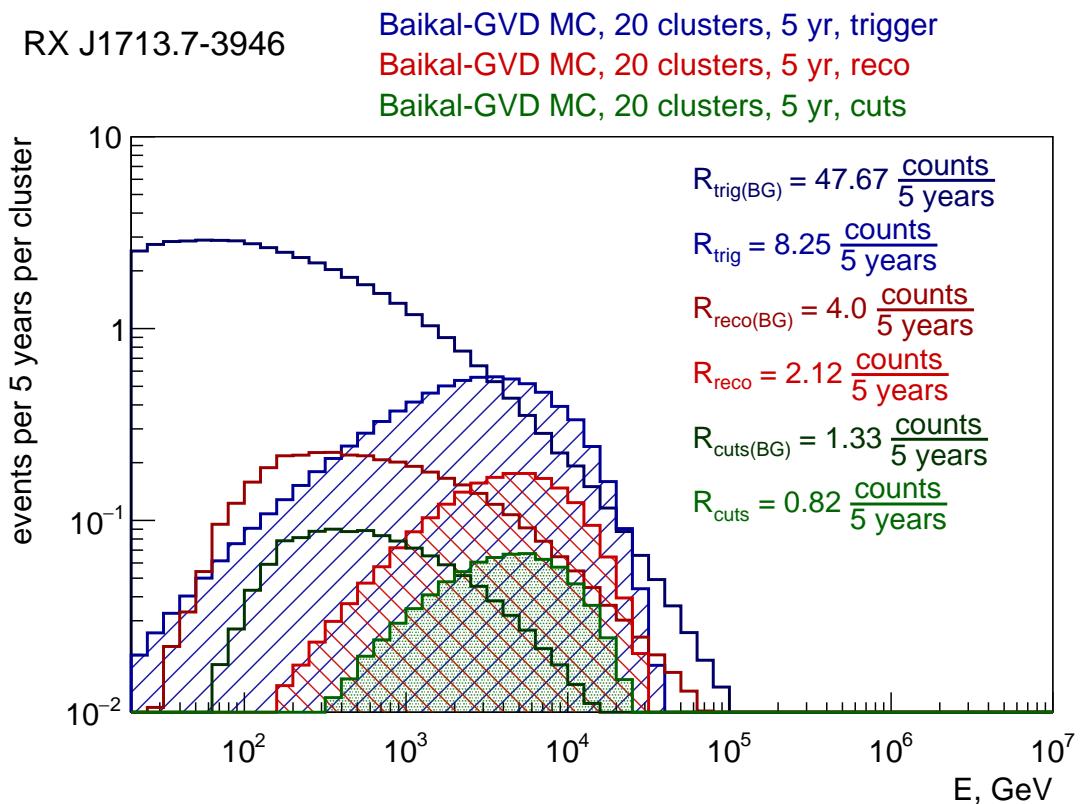


Рис. 5.3: Распределение скорости счёта сигнальных событий от остатка сверхновой RX J1713.7-3946 по энергии на уровне триггера (синяя штриховка), реконструкции (красная штриховка), критериев отбора (зелёная штриховка). Распределение фоновых событий показано тёмными линиями соответствующих цветов.

Аналогичные распределения для других рассматриваемых источников можно найти в приложении Б.

Сравнение таблиц 5.2 и 5.3 показывает, что ограничение по энергии приводит к уменьшению скорости счёта как для фона, так и для сигнала. Однако можно заметить, что отношение «сигнал/фон» после ката на энергию существенно увеличилось и почти для всех рассматриваемых источников стало превосходить единицу.

Таблица 5.2: Ожидаемое число сигнальных (RR) и фоновых (BG) событий на уровне триггера (trig), реконструкции (reco) и критериев отбора по BDT (cuts) для 20-кластерной модификации телескопа Baikal-GVD в течение 5 лет. Столбец RR/BG — отношение сигнала к фону на уровне критериев отбора. $E > 10 \text{ GeV}$, $\delta\theta = 1^\circ$.

Sources	RR, trig	BG, trig	RR, reco	BG, reco	RR, cuts	BG, cuts	RR/BG
RX J1713.7-3946	8.25	47.67	2.12	4.00	0.816	1.329	0.61
Vela X	13.98	47.67	4.66	4.21	1.827	1.437	1.27
Vela Jr	9.83	47.77	2.55	4.24	1.002	1.454	0.69
HESS J1614-518 (1)	4.43	48.78	1.51	4.55	0.623	1.593	0.39
HESS J1614-518 (2)	3.76	48.78	1.1	4.55	0.443	1.593	0.28
Galactic center	2.63	36.41	0.82	2.99	0.324	1.034	0.31
MGRO J1908+06 (1)	1.08	18.52	0.27	0.57	0.061	0.082	0.74
MGRO J1908+06 (2)	2.05	18.52	0.78	0.57	0.209	0.082	2.55
MGRO J1908+06 (3)	2.50	18.52	1.05	0.57	0.296	0.082	3.61
NGC 1068	44.34	20.73	1.56	0.68	0.361	0.133	2.71
TXS 0506+056 (1)	2.29	18.34	1.08	0.56	0.324	0.084	3.86
TXS 0506+056 (2)	2.14	18.34	1.14	0.56	0.357	0.084	4.25

Таблица 5.3: Ожидаемое число сигнальных (RR) и фоновых (BG) событий на уровне триггера (trig), реконструкции (reco) и критериев отбора по BDT (cuts) для 20-кластерной модификации телескопа Baikal-GVD в течение 5 лет. Столбец RR/BG — отношение сигнала к фону на уровне критериев отбора. $E > 1 \text{ TeV}$, $\delta\theta = 1^\circ$.

Sources	RR, trig	BG, trig	RR, reco	BG, reco	RR, cuts	BG, cuts	RR/BG
RX J1713.7-3946	5.85	7.13	1.8	1.57	0.69	0.494	1.4
Vela X	12.9	6.65	4.48	1.57	1.755	0.531	3.31
Vela Jr	6.95	6.61	2.12	1.57	0.833	0.537	1.55
HESS J1614-518 (1)	3.13	6.39	1.34	1.62	0.56	0.587	0.95
HESS J1614-518 (2)	2.67	6.39	0.94	1.62	0.381	0.587	0.65
Galactic center	1.93	5.14	0.74	1.19	0.293	0.399	0.73
MGRO J1908+06 (1)	0.95	3.31	0.27	0.45	0.061	0.061	1.0
MGRO J1908+06 (2)	1.91	3.31	0.77	0.45	0.208	0.061	3.41
MGRO J1908+06 (3)	2.36	3.31	1.05	0.45	0.295	0.061	4.84
NGC 1068	6.93	3.48	1.2	0.51	0.266	0.088	3.02
TXS 0506+056 (1)	2.15	3.26	1.07	0.45	0.323	0.062	5.21
TXS 0506+056 (2)	2.06	3.26	1.14	0.45	0.356	0.062	5.74

5.3 Фоновые события для хребта галактики

Методом, описанным в разделе 5.2, можно рассчитать и ожидаемую скорость счёта фоновых событий от протяжённого источника — хребта галактики. При этом можно использовать ту же прямоугольную сетку, что использовалась для расчёта числа сигнальных событий (см. раздел 3.3). Для этого нужно снова использовать центры ячеек, где при вычислении скорости счёта астрофизических нейтрино располагались эффективные точечные источники.

Для определения скорости счёта фоновых событий в центрах ячеек были расположены эффективные точечные источники, спектральная плотность потока нейтрино от которых равнялась спектральной плотности потока атмосферных нейтрино, исходящего из областей неба, по площади соответствующих ячейкам сетки. Как уже было сказано ранее, преобразования поворота не меняют площади фигур, расположенных на сфере. Поток от эффективного источника описывается выражением (5.2).

$$\Phi_{ij}^{\text{bg}}(E, t) = \frac{S_{\text{ridge}}}{K} \cdot \phi^{\text{bg}}(E, \theta_{ij}(t)), \quad (5.2)$$

где t — время, прошедшее, от начала суток $0^h < t < 24^h$, K — число ячеек, $\phi^{\text{bg}}(E, \theta_{ij})$ — плотность потока атмосферных нейтрино на 1 стерадиан, S_{ridge} — площадь области хребта галактики (в стерадианах).

Для определения полной скорости счёта необходимо усреднить по времени и просуммировать по источникам. Результат вычисления показан на рисунке 5.4.

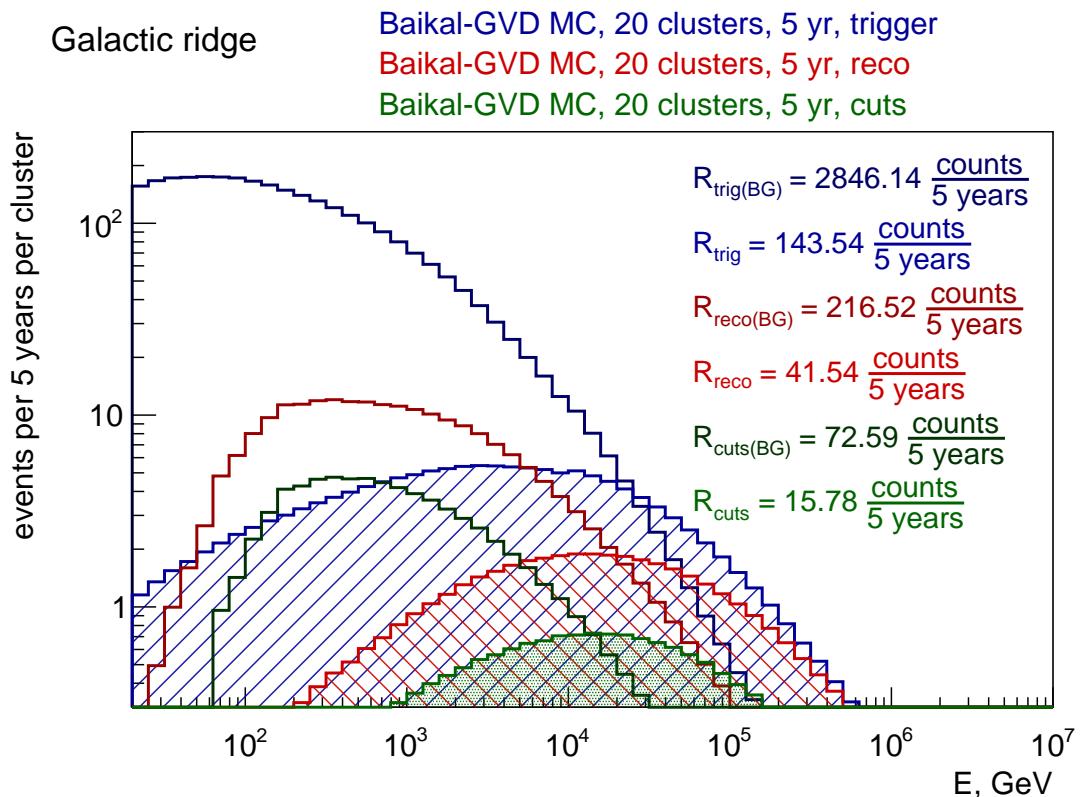


Рис. 5.4: Распределение скорости счёта сигнальных и фоновых событий от хребта галактики по энергии. Обозначения аналогичны рисунку 5.3.

Вклад диффузного астрофизического потока

Из рисунка 5.2 ясно, что на энергиях ниже 100 TeV вклад диффузного астрофизического потока на несколько порядков меньше вклада атмосферного потока. При рассмотрении точечных источников, для которых фоновые события попадают в «пятно» радиуса 1° на небесной сфере, фон астрофизических нейтрино пренебрежимо мал и может вообще не учитываться при расчётах.

Для протяжённого источника астрофизический фон играет более значительную роль. Большое ожидаемое число событий (см. таблицу 4.2) позволяет накладывать дополнительные критерии отбора по энергии вплоть до самых высоких её значений, где астрофизический фон доминирует над атмосферным.

На рисунке 5.5 показано распределение числа событий по энергии для сигнала, фона астрофизических и атмосферных нейтрино. Представленный расчёт соответствует ожиданиям: на энергии выше 100 TeV основной вклад в фон вносят именно астрофизические нейтрино. Тем не менее, астрофизический вклад оказывается малым по сравнению с сигналом от хребта галактики.

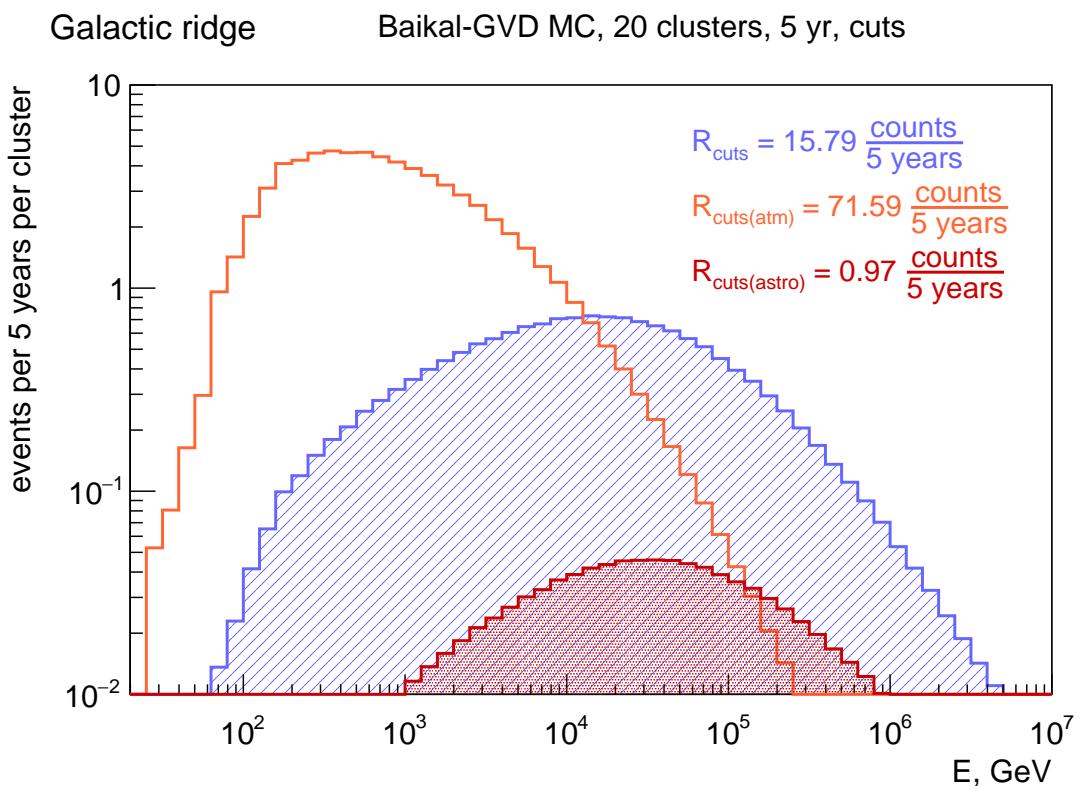


Рис. 5.5: Распределение числа событий на уровне критериев отбора по энергии от хребта галактики (синяя штриховка), атмосферных нейтрино (оранжевая линия), астрофизических нейтрино (красная заливка).

Распределение событий на качественном уровне ведёт себя аналогично распределению для точечных источников: на низких энергиях фоновые события преобладают над сигнальными, с ростом энергии сигнал источника становится выше фона. Следовательно, обнаружить источник с необходимым уровнем достоверности можно рассматривая только наиболее высокоэнергетические нейтрино.

Отбор по энергии

С целью определить наилучший диапазон энергий для выделения событий от хребта галактики рассмотрено несколько ограничений на энергию. Результаты приведены в таблице 5.4.

Таблица 5.4: Ожидаемое число сигнальных (RR) и фоновых (BG) событий на уровне триггера (trig), реконструкции (reco) и критериев отбора по BDT (cuts) для 20-кластерной модификации телескопа Baikal-GVD в течение пяти лет с различными катами по энергии. Нижний уровень энергии указан в столбце cut. Крайний правый столбец (RR/BG) показывает отношение скорости счёта сигнальных и фоновых событий на уровне критериев отбора.

Cut	RR, trig	BG, trig	RR, reco	BG, reco	RR, cuts	BG, cuts	RR/BG
10 GeV	144	2846	41.5	216.5	15.78	72.59	0.21
100 GeV	131	1655	41.3	199.7	15.74	69.61	0.23
1 TeV	95	410	36.9	89.4	14.03	28.54	0.49
10 TeV	43	41	22.5	15.5	8.64	4.23	2.04
100 TeV	7.5	2.4	6.1	1.3	2.28	0.39	5.85

Из таблицы видно, что ограничения на энергию вплоть до 10 TeV не позволяют числу фоновых событий упасть ниже ожидаемого числа сигнальных. При этом ограничение на энергию $E > 10 \text{ TeV}$ позволяет (в первом приближении) увидеть источник на фоне со значимостью около 3σ . Аналогичная оценка для следующего ката по энергии даёт ещё большую значимость.

Но число событий в эксперименте очень мало, и оценки, основанные на свойствах нормального распределения, здесь оказываются неверными. Для определения статистической значимости наблюдения необходимо использовать более сложные методы, речь о которых пойдёт в следующей главе.

Глава 6

Оценка чувствительности детектора

6.1 Метод Фельдмана-Казинса

Идея метода

Аппарат для построения доверительных интервалов в случаях малой статистики в начале XX века разработал Й. фон Нейман [51]. Наиболее распространённая модификация этого аппарата — метод Фельдмана-Казинса, позволяющий определять доверительные интервалы для событий, распределённых как по Гауссу, так и по Пуассону. Дополнительное достоинство метода состоит в том, что он всегда даёт результат, который легко физически интерпретировать. В частности, результатом применения метода не может быть пустое множество.

Метод Фельдмана-Казинса основан на сортировке событий по отношению вероятностей наблюдать заданное количество событий при истинном параметре распределения к вероятности наблюдать то же число событий при оценке параметра истинного распределения. Исчерпывающее описание построения метода в частных случаях нормального и пуассоновского распределений, а также его обобщение на произвольное многомерное распределение приведено в оригинальной работе [52].

Пример для пуассоновского процесса

Регистрация астрофизических нейтрино от некоторого источника — пуассоновский случайный процесс с постоянным фоном атмосферных и астрофизических нейтрино. Пусть ожидаемое среднее количество фоновых событий $b \in \mathbb{R} > 0$, истинное среднее число сигнальных событий $\mu \in \mathbb{R} > 0$. Число μ в эксперименте неизвестно, и задача состоит в том, чтобы построить верхний доверительный интервал на уровне достоверности α .

Истинная вероятность детектировать $n \in \mathbb{Z} \geq 0$ событий при указанных вводных данных определяется функцией вероятности распределения Пуассона (6.1).

$$P(n|\mu) = \frac{(\mu + b)^n}{n!} e^{-(\mu+b)} \quad (6.1)$$

Для n сигнальных событий легко определить наиболее вероятное ожидаемое среднее $\mu_{best} = \max(0, n - b)$. Построение доверительного интервала основано на вы-

числении отношения (6.2) для различных оценок $\hat{\mu}$ истинного количества сигнальных событий, лежащих в окрестности μ_{best} .

$$R(n, \hat{\mu}, \mu_{\text{best}}) = \frac{P(n|\hat{\mu})}{P(n|\mu_{\text{best}})} \quad (6.2)$$

Для каждой фиксированной оценки $\hat{\mu}$ производится вычисления параметра R для всех возможных n . В силу убывания функции (6.1) с ростом n рассматриваемые количества событий можно ограничить достаточно большим целым числом сверху.

Далее производится сортировка числа событий n по относительному вкладу каждого $R(n, \hat{\mu}, \mu_{\text{best}})$ в сумму этих параметров по n . Для каждого $\hat{\mu}$ формируется набор $X_{\chi}(\hat{\mu})$, куда в порядке убывания величины R заносятся те значения n , относительный вклад которых суммарно не превосходит χ .

Такое построение производится для каждой оценки $\hat{\mu}$. Для численного расчёта выбирается некоторый шаг по $\hat{\mu}$, в силу экспоненциального убываения выражения (6.1) с ростом μ можно ограничить $\hat{\mu}$ сверху достаточно большим числом.

Наконец, определяется искомый доверительный интервал. Число $\hat{\mu}$ принадлежит доверительному интервалу для n детектированных событий, если число n содержится в соответствующем наборе $X_{\chi}(\hat{\mu})$.

Построенный по методу Фельдмана-Казинса интервал на уровне достоверности 90% для фона $b = 3.0$ изображён на рисунке 6.1.

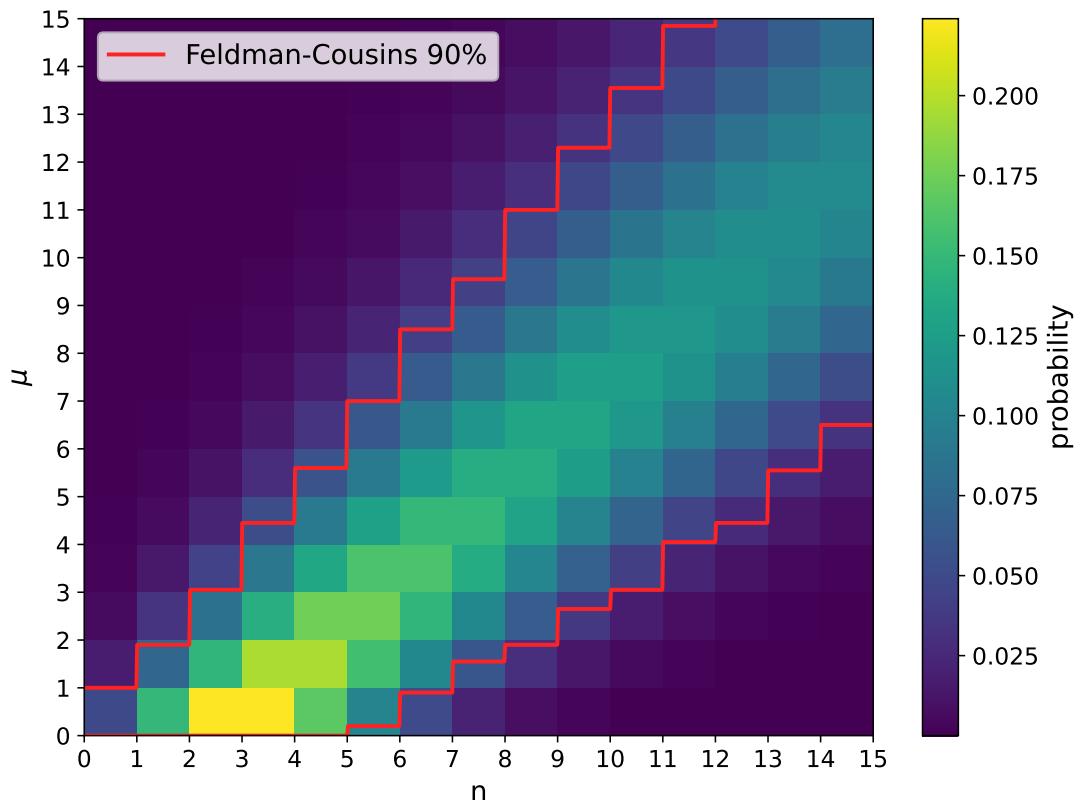


Рис. 6.1: Центральный доверительный интервал, построенный по методу Фельдмана-Казинса для среднего ожидаемого числа фоновых событий $b = 3.0$, на уровне достоверности 90%.

6.2 Верхние пределы на поток

Методика

Экспериментальная чувствительность детектора определяется как средний верхний предел, который был бы получен в результате совокупности экспериментов с ожидаемым фоном и отсутствием истинного сигнала. Чувствительность, естественно, является функцией ожидаемого фона.

Чувствительность может быть получена из ожидаемой скорости счёта фоновых событий, представленной в таблице 5.3 для точечных источников и в таблице 5.4 для хребта галактики. С помощью метода Фельдмана-Казинса вычисляется верхний предел на уровне достоверности 90% — на таком уровне должен быть уровень сигнальных событий для регистрации с соответствующей достоверностью. После этого происходит пересчёт нормировочной константы k_0 для спектральной плотности потока нейтрино от источников (см. таблицу 1.1).

Чувствительность для точечных источников

Метод Фельдмана-Казинса встроен в ROOT в виде класса ROOT::TFeldmanCousins. При использовании метода была произведена проверка его работы путём сравнения результатов с данными оригинальной статьи [52].

Результаты вычислений, выполненных с помощью этого метода для точечных источников, представлены в таблице 6.1. Следует отметить, что данные результаты относятся к определенной версии алгоритмов реконструкции событий и критериев отбора, и результаты могут быть улучшены в будущих работах.

Таблица 6.1: Ожидаемое число сигнальных (RR) и фоновых (BG) событий на уровне BDT-критериев отбора в 20-клusterной модификации телескопа Baikal-GVD за 5 лет; верхний предел, полученный по методу Фельдмана-Казинса на уровне достоверности 90% (FC, 90%); отношение верхнего предела к ожидаемому сигналу (ratio); предсказанный или измеренный нормировочный множитель k_0 в $10^{-11} \text{ TeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$; граница чувствительности детектора по потоку для данного спектра k_{FC} в тех же единицах.

Source	RR, cuts	BG, cuts	FC, 90%	ratio	k_0	k_{FC}
RX J1713.7-3946	0.690	0.494	2.854	4.14	0.89	3.68
Vela X	1.755	0.531	2.881	1.64	0.72	1.18
Vela Jr	0.833	0.537	2.887	3.47	1.30	4.50
HESS J1614-518 (1)	0.560	0.587	2.924	5.22	0.26	1.36
HESS J1614-518 (2)	0.381	0.587	2.924	7.68	0.51	3.92
Galactic center	0.293	0.399	2.780	9.49	0.25	2.37
MGRO J1908+06 (1)	0.061	0.061	2.492	40.85	0.18	7.35
MGRO J1908+06 (2)	0.208	0.061	2.492	11.98	0.16	1.92
MGRO J1908+06 (3)	0.295	0.061	2.492	8.45	0.68	5.74
NGC 1068	0.266	0.088	2.518	9.46	5.0	47.2
TXS 0506+056 (1)	0.323	0.062	2.494	7.72	0.14	1.10
TXS 0506+056 (2)	0.356	0.062	2.494	7.00	0.09	0.64

Чувствительность для хребта галактики

По данным таблицы 5.4 с помощью метода Feldman-Cousins построены верхние пределы на уровне 90%. Результаты расчётов представлены в таблице 6.2. Если точечные источники в 20-кластерной модификации детектора в рамках представленного анализа на уровне значимости 90% обнаружить не удастся, то хребет галактики на таком уровне можно увидеть, сделав кат на энергию $E > 10 \text{ TeV}$.

Таблица 6.2: Ожидаемое число сигнальных (RR) и фоновых (BG) событий на уровне BDT-критериев отбора в 20-кластерной модификации телескопа Baikal-GVD за 5 лет; верхний предел, полученный по методу Фельдмана-Казинса на уровне достоверности 90% (FC, 90%); отношение верхнего предела к ожидаемому сигналу (ratio); нормировочный поток Φ_0 в $10^{-9} \text{ GeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2}$; граница чувствительности детектора по потоку для данного спектра Φ_{FC} в тех же единицах.

Cut	RR, cuts	BG, cuts	FC, 90%	ratio	Φ_0	Φ_{FC}
10 GeV	15.78	72.59	15.96	1.01	1.2	1.2
100 GeV	15.74	69.61	15.64	0.99	1.2	1.2
1 TeV	14.03	28.54	10.49	0.75	1.2	0.9
10 TeV	8.64	4.23	4.90	0.57	1.2	0.7
100 TeV	2.28	0.39	2.77	1.22	1.2	1.5

Заключение

В настоящей работе произведены вычисления скорости счёта нейтрино от избранных галактических и внегалактических точечных источников (см. таблица 1.1) для однокластерных трековых событий в телескопе Baikal-GVD. Среди рассмотренных объектов есть остатки сверхновых, плерион, центр галактики и активные галактические ядра, в том числе TXS 0506+056 и NGC 1068. Также исследован протяжённый источник нейтрино — центр галактики в границах 60 градусов по долготе и 4 градусов по широте. Параметры спектров нейтрино получены в предположении об адронном механизме рождения частиц из данных наблюдений в фотонном канале для гипотетических источников или из непосредственных измерений для экспериментально обнаруженных объектов (глава 1).

Расчёты выполнены в программе, написанной на Python с использованием библиотек `numpy` и `SciPy`. Вычисления учитывают суточное движение источника по небесной сфере, связанное с вращением Земли. С помощью пакета `vFATE` построена матрица пропускания, которая позволяет быстро и точно определять изменение потока при прохождении нейтрино сквозь Землю (глава 2). Скорость счёта определяется с использованием эффективной площади детектора на трёх этапах анализа: триггер, реконструкция, критерии отбора (глава 3).

Представлен метод подавления атмосферного мюонного фона, основанный на алгоритме бустинга над решающими деревьями (BDT, глава 4). Использование BDT позволило существенным образом увеличить эффективную площадь детектора на уровне критериев отбора, что, как и ожидалось, особенно сильно проявилось на высоких энергиях и близких к 90° зенитных углах (см. рисунок 4.3). С учётом модификации эффективной площади характерная скорость регистрации для точечных источников на уровне критериев отбора составила 0.5 события для 20-кластерной модификации детектора Baikal-GVD за 5 лет.

Для точечных источников вычислен нейтринный фон, складывающийся, в основном, из атмосферных нейтрино на низких энергиях и из астрофизических нейтрино на энергиях выше 100 TeV. В расчётах предполагалось, что угловое разрешение детектора равно 1° . Результаты вычислений во всём рассматриваемом диапазоне энергий представлены в таблице 5.2, с ограничением $E > 1$ TeV по энергии — в таблице 5.3. Вычисления уровня фона произведены и для хребта галактики. Для подавления низкоэнергетического атмосферного фона и поиска наилучшего ограничения по энергии для повышения статистической значимости наложены минимальные требования $E > 100$ GeV, 1 TeV, 10 TeV, 100 TeV (см. таблица 5.4).

На основе полученных данных с помощью метода Фельдмана-Казинса для пуско-соловского случайного процесса с постоянным фоном построены верхние пределы чувствительности детектора Baikal-GVD с заданной версией алгоритмов реконструкции событий и критериев отбора (глава 6). Ожидаемая скорость регистрации событий на уровне модифицированных с помощью BDT критериев отбора в рамках проведённого анализа оказалась недостаточной для надежного обнаружения рассмотренных в данной работе точечных источников (таблица 6.1). В то же время, проведённые расчёты показывают, что нейтрино от Галактического хребта (протяжённого источника) могут быть достоверно обнаружены в эксперименте Baikal-GVD при достаточно длительной экспозиции (порядка 5 лет), наиболее удачным при этом оказывается ограничение на энергию $E > 10 \text{ TeV}$ (таблица 6.2).

Следует отметить, что результаты настоящей работы получены без учёта энергий событий, которая не использовалась ни на одной стадии анализа. Более продвинутая процедура, описанная, например, в статье [24] для детектора KM3NeT, может существенно увеличить ожидаемое число событий с помощью учёта их энергии и разделением атмосферных и астрофизических нейтрино по спектру.

Естественным развитием представленного исследования может стать проведение для каждого источника более сложного статистического анализа, основанного на минимизации функции правдоподобия и учитывающего энергии событий. Кроме того, необходимо модифицировать расчёт изменения потока при прохождении нейтрино сквозь Землю, чтобы принять во внимание уширение потока частиц, отражающееся на угловом разрешении детектора.

Программный код, написанный во время подготовки этой бакалаврской работы, расчитан на подобные модификации, и внесение уточнений в модели не потребует существенного изменения сформированной архитектуры.

Литература

- [1] Maurizio Spurio. *Particles and Astrophysics. A Multi-Messenger Approach.* Springer Cham, 2014.
- [2] С. В. Троицкий. “Ограничения на модели происхождения астрофизических нейтрино высоких энергий”. В: *Усп. физ. наук* 191.12 (2021), с. 1333—1360. DOI: [10.3367/UFNr.2021.09.039062](https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.09.039062). URL: <https://ufn.ru/ru/articles/2021/12/e/>.
- [3] Edoardo Vitagliano, Irene Tamborra, and Georg Raffelt. “Grand unified neutrino spectrum at Earth: Sources and spectral components”. In: *Reviews of Modern Physics* 92.4 (Dec. 2020). ISSN: 1539-0756. DOI: [10.1103/revmodphys.92.045006](https://doi.org/10.1103/revmodphys.92.045006).
- [4] S. M. Bilenky. *Bruno Pontecorvo: mister neutrino.* 2006. arXiv: [physics / 0603039 \[physics.hist-ph\]](https://arxiv.org/abs/physics/0603039).
- [5] Г.А. Аскарьян и Б.А. Долгошайн. “Акустическая регистрация нейтрино высоких энергий на больших глубинах”. В: Препринт №160 (1976).
- [6] G. Alimonti et al. “The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 600.3 (Mar. 2009), pp. 568–593. ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/j.nima.2008.11.076](https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.11.076).
- [7] И.Е. Тамм и И. М. Франк. *Собрание научных трудов. Т. 1.* М. : Наука, 1975. URL: https://elib.biblioatom.ru/text/tamm_sobranie-trudov_t1_1975/p0/.
- [8] Jan-Arys Dzhilkibaev, Grigorii Domogatsky, and Olga Suvorova. “Cherenkov detectors for high energy neutrino astrophysics”. In: *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* 185 (Jan. 2015), pp. 531–539. DOI: [10.3367/UFNr.0185.201505j.0531](https://doi.org/10.3367/UFNr.0185.201505j.0531).
- [9] Christian Spiering. “Neutrino Detectors Under Water and Ice”. In: *Particle Physics Reference Library: Volume 2: Detectors for Particles and Radiation.* Ed. by Christian W. Fabjan and Herwig Schopper. Cham: Springer International Publishing, 2020, pp. 785–822. ISBN: 978-3-030-35318-6. DOI: [10.1007/978-3-030-35318-6_17](https://doi.org/10.1007/978-3-030-35318-6_17).
- [10] Christian Spiering. “Towards high-energy neutrino astronomy: A historical review”. In: *The European Physical Journal H* 37.3 (July 2012), pp. 515–565. ISSN: 2102-6467. DOI: [10.1140/epjh/e2012-30014-2](https://doi.org/10.1140/epjh/e2012-30014-2).
- [11] S Adrián-Martínez et al. “Letter of intent for KM3NeT 2.0”. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 43.8 (June 2016), p. 084001. DOI: [10.1088/0954-3899/43/8/084001](https://doi.org/10.1088/0954-3899/43/8/084001).
- [12] KM3NeT Collaboration. *The KM3NeT multi-PMT optical module.* 2022. arXiv: [2203 . 10048 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/2203.10048).

- [13] Rastislav Dvornicky et al. “Large neutrino telescope Baikal-GVD: status 2023”. In: Dec. 2023, p. 059. doi: [10.22323/1.449.0059](https://doi.org/10.22323/1.449.0059).
- [14] Alexander Avrorin et al. “The optical module of Baikal-GVD”. In: *EPJ Web of Conferences* 116 (Jan. 2016), p. 01003. doi: [10.1051/epjconf/201611601003](https://doi.org/10.1051/epjconf/201611601003).
- [15] P. Mészáros et al. “Multi-messenger astrophysics”. In: *Nature Reviews Physics* 1 (Oct. 2019), pp. 585–599. doi: [doi:10.1038/s42254-019-0101-z](https://doi.org/10.1038/s42254-019-0101-z).
- [16] С. В. Троицкий. “Происхождение астрофизических нейтрино высоких энергий: новые результаты и перспективы”. В: *Усп. физ. наук* 194.4 (2024), с. 371—383. doi: [10.3367/UFNr.2023.04.039581](https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.04.039581). URL: <https://ufn.ru/ru/articles/2024/4/e/>.
- [17] Mark Aartsen et al. “Neutrino emission from the direction of the blazar TXS 0506+056 prior to the IceCube-170922A alert”. In: *Science* 361.6398 (July 2018), pp. 147–151. ISSN: 1095-9203. doi: [10.1126/science.aat2890](https://doi.org/10.1126/science.aat2890).
- [18] IceCube Collaboration*† et al. “Observation of high-energy neutrinos from the Galactic plane”. In: *Science* 380.6652 (2023), pp. 1338–1343. doi: [10.1126/science.adc9818](https://doi.org/10.1126/science.adc9818).
- [19] A. Albert et al. “Search for high-energy neutrinos from bright GRBs with ANTARES”. In: *EPJ Web of Conferences* 136 (Dec. 2016). doi: [10.1051/epjconf/201713604004](https://doi.org/10.1051/epjconf/201713604004).
- [20] V.A. Allakhverdyan et al. “Diffuse neutrino flux measurements with the Baikal-GVD neutrino telescope”. In: *Physical Review D* 107.4 (Feb. 2023). ISSN: 2470-0029. doi: [10.1103/physrevd.107.042005](https://doi.org/10.1103/physrevd.107.042005). URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.107.042005>.
- [21] R. Abbasi et al. “Observation of high-energy neutrinos from the Galactic plane”. In: *Science* 380.6652 (June 2023), pp. 1338–1343. ISSN: 1095-9203. doi: [10.1126/science.adc9818](https://doi.org/10.1126/science.adc9818).
- [22] R. Abbasi et al. “Evidence for neutrino emission from the nearby active galaxy NGC 1068”. In: *Science* 378.6619 (Nov. 2022), pp. 538–543. ISSN: 1095-9203. doi: [10.1126/science.abg3395](https://doi.org/10.1126/science.abg3395).
- [23] Кононович Э.В. и Мороз В.И. *Общий курс астрономии*. М.: Едиториал УПСС, 2004.
- [24] S. Aiello et al. “Sensitivity of the KM3NeT/ARCA neutrino telescope to point-like neutrino sources”. In: *Astroparticle Physics* 111 (2019), pp. 100–110. ISSN: 0927-6505. doi: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2019.04.002>.
- [25] Adam M. Dziewonski and Don L. Anderson. “Preliminary reference Earth model”. In: *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 25.4 (1981), pp. 297–356. doi: [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(81\)90046-7](https://doi.org/10.1016/0031-9201(81)90046-7).
- [26] Aaron C. Vincent, Carlos A. Argüelles, and Ali Kheirandish. “High-energy neutrino attenuation in the Earth and its associated uncertainties”. In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2017.11 (Nov. 2017), pp. 012–012. doi: [10.1088/1475-7516/2017/11/012](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2017/11/012).
- [27] The IceCube Collaboration. “Measurement of the multi-TeV neutrino interaction cross-section with IceCube using Earth absorption”. In: *Nature* 551 (2017), pp. 596–600. doi: <https://doi.org/10.1038/nature24459>.

- [28] Amanda Cooper-Sarkar, Philipp Mertsch, and Subir Sarkar. “The high energy neutrino cross-section in the Standard Model and its uncertainty”. In: *Journal of High Energy Physics* 2011.8 (Aug. 2011). doi: [10.1007/jhep08\(2011\)042](https://doi.org/10.1007/jhep08(2011)042).
- [29] Baikal-GVD collaboration. “Measuring muon tracks in Baikal-GVD using a fast reconstruction algorithm”. In: *The European Physical Journal C* (2021). doi: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09825-y>.
- [30] Baikal-GVD collaboration. *BAIKAL-GVD Gigaton Volume Detector in Lake Baikal*. Tech. rep. INR RAS, JINR, ISU et al., 2012.
- [31] Avrorin, A.D. et al. “Luminescence of water in Lake Baikal observed with the Baikal-GVD neutrino telescope”. In: *EPJ Web Conf.* 207 (2019), p. 09002. doi: [10.1051/epjconf/201920709002](https://doi.org/10.1051/epjconf/201920709002).
- [32] Travis Oliphant. *NumPy: A guide to NumPy*. USA: Trelgol Publishing. [Online; accessed 06/2024]. 2006–2024. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [33] Pauli Virtanen et al. “SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python”. In: *Nature Methods* 17 (2020), pp. 261–272. doi: [10.1038/s41592-019-0686-2](https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2).
- [34] Rene Brun and Fons Rademakers. *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*. 2022. URL: <https://root.cern/>.
- [35] Степанов Н. Н. *Сферическая геометрия*. ОГИЗ, 1948.
- [36] M. Honda et al. “Calculation of the flux of atmospheric neutrinos”. In: *Phys. Rev. D* 52 (9 Nov. 1995), pp. 4985–5005. doi: [10.1103/PhysRevD.52.4985](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.52.4985).
- [37] Бурков А. *Машинное обучение без лишних слов*. СПб.: Питер, 2020.
- [38] Yann Coadou. “Boosted Decision Trees”. In: *Artificial Intelligence for High Energy Physics*. WORLD SCIENTIFIC, Feb. 2022, pp. 9–58. ISBN: 9789811234033. doi: [10.1142/9789811234033_0002](https://doi.org/10.1142/9789811234033_0002).
- [39] Yoav Freund and Robert E. Schapire. “Experiments with a New Boosting Algorithm”. In: *International Conference on Machine Learning*. 1996. URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:1836349>.
- [40] Jerome Friedman. “Greedy Function Approximation: A Gradient Boosting Machine”. In: *The Annals of Statistics* 29 (Nov. 2000). doi: [10.1214/aos/1013203451](https://doi.org/10.1214/aos/1013203451).
- [41] A. Hoecker et al. *TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis*. 2009. arXiv: [physics/0703039 \[physics.data-an\]](https://arxiv.org/abs/0703039).
- [42] Gustavo Medina-Tanco. “Ultra-high energy cosmic rays: are they isotropic?” In: *The Astrophysical Journal* 549.2 (2001), p. 711.
- [43] Vivek Agrawal et al. “Atmospheric neutrino flux above 1 GeV”. In: *Phys. Rev. D* 53 (3 Feb. 1996), pp. 1314–1323. doi: [10.1103/PhysRevD.53.1314](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.53.1314).
- [44] Carlo Maccaretti and Francesco Vissani. “On the relevance of prompt neutrinos for the interpretation of the IceCube signals”. In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2019.08 (Aug. 2019), p. 004. doi: [10.1088/1475-7516/2019/08/004](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/08/004).

- [45] R. Abbasi et al. “IceCube high-energy starting event sample: Description and flux characterization with 7.5 years of data”. In: *Phys. Rev. D* 104 (2 July 2021), p. 022002. doi: [10.1103/PhysRevD.104.022002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.022002). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.104.022002>.
- [46] M. G. Aartsen et al. “Characteristics of the Diffuse Astrophysical Electron and Tau Neutrino Flux with Six Years of IceCube High Energy Cascade Data”. In: *Phys. Rev. Lett.* 125 (12 Sept. 2020), p. 121104. doi: [10.1103/PhysRevLett.125.121104](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.121104). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.121104>.
- [47] M. G. Aartsen et al. “Atmospheric and astrophysical neutrinos above 1 TeV interacting in IceCube”. In: *Phys. Rev. D* 91 (2 Jan. 2015), p. 022001. doi: [10.1103/PhysRevD.91.022001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.022001). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.91.022001>.
- [48] M. G. Aartsen et al. “Measurements using the inelasticity distribution of multi-TeV neutrino interactions in IceCube”. In: *Phys. Rev. D* 99 (3 Feb. 2019), p. 032004. doi: [10.1103/PhysRevD.99.032004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.032004). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.99.032004>.
- [49] Joeran Stettner. *Measurement of the Diffuse Astrophysical Muon-Neutrino Spectrum with Ten Years of IceCube Data*. 2019. arXiv: [1908.09551](https://arxiv.org/abs/1908.09551).
- [50] Johann S. Brauchart and Peter J. Grabner. “Distributing many points on spheres: Minimal energy and designs”. In: *Journal of Complexity* 31.3 (2015). Oberwolfach 2013, pp. 293–326. ISSN: 0885-064X. doi: <https://doi.org/10.1016/j.jco.2015.02.003>.
- [51] J. Neyman. “X—Outline of a Theory of Statistical Estimation Based on the Classical Theory of Probability”. In: *Phil. Trans. Royal Soc. London Series A*, 236 (1937), pp. 333–80.
- [52] Gary J. Feldman and Robert D. Cousins. “Unified approach to the classical statistical analysis of small signals”. In: *Physical Review D* 57.7 (Apr. 1998), pp. 3873–3889. ISSN: 1089-4918. doi: [10.1103/physrevd.57.3873](https://doi.org/10.1103/physrevd.57.3873).

Приложения

A Программный код

Код программы, написанный для вычисления скорости счёта нейтрино и фоновых событий, находится на GitHub по ссылке <https://github.com/KleimenovM/BaikalNeutrinoRegistrationRate>. Язык программирования — Python 3.10 с использованием пакетов `os`, `numpy` [32], `scipy` [33]. Дополнительно используется пакет PyROOT [34].

Структура проекта

Все файлы проекта расположены в директории `/src`. Проект разделён на несколько поддиректорий, каждая из которых отвечает своей задаче.

- `/src` — основная директория проекта. Содержит описания основных классов и функций. Описание представлено в следующем подразделе.
- `/src/data` — вспомогательная директория проекта. Содержит данные атмосферных спектров, файлы с матрицей пропускания и файлы с информацией о модификациях рассматриваемых телескопов.
- `/src/tests` — вспомогательная директория. Содержит исполняемые файлы проекта и тесты базовых классов.
- `/src/nuFATE` — вспомогательная директория, хранит файлы программы *νFATE*, необходимые для расчёта матрицы пропускания.

Основные классы и функции

Базовые классы и функции составляют около 1500 строк программного кода и находятся в основной директории проекта `/src`. Далее перечислены файлы директории с кратким пояснением их функционала.

- `background.py` — содержит описание абстрактного класса `Background` и порождённых им классов `Atmosphere`, который хранит аппроксимацию атмосферного нейтринного фона, и `AstrophysicalBackground`, который отвечает за астрофизический нейтринный фон.
- `root_plotter.py` — отвечает за формирование изображений средствами библиотеки PyROOT. Реализованные методы позволяют строить гистограммы с фоновым сигналом и без него.

- `single_source_flux.py` — хранит описание трёх классов: `BasicPointFlux`, `PointSourceFlux` и `ExtendedSourceFlux`.

Первый из них позволяет определить скорость регистрации постоянного нейтринного сигнала и фоновых событий для точки с заданными координатами в экваториальной системе и известной плотностью потока нейтрино.

`PointSourceFlux` определяет скорость счёта фона и сигнала от точечного источника — объекта класса `Source` с помощью `BasicPointFlux`.

`ExtendedSourceFlux` определяет скорость счёта фона и сигнала от протяжённого источника, создавая соответствующий цикл по ячейкам сетки объекта класса `ExtendedSource`.

- `single_theta_flux.py` — предоставляет реализацию класса `SingleThetaFlux`, который производит расчёт потока нейтрино от точечного источника для заданного зенитного угла θ . Основная используемая функция — `calculate()` выполняет три шага: вычисляет свёртку сигнала с матрицей пропускания Земли, производит интерполяцию полученного спектра в область энергий $E < 1 \text{ TeV}$ и сворачивает итоговый спектр с эффективной площадью детектора.

- `source.py` — содержит информацию о точечном источнике нейтрино: его положение в экваториальной системе координат, и параметризацию потока.

Также в файле реализована функция `get_sources()`, которая формирует список объектов класса `Source` по таблице с данными источников.

- `source_extended.py` — определяет класс `ExtendedSource`, соответствующий протяжённому источнику нейтрино, который характеризуется галактическими и экваториальными координатами. По числу ячеек строит сетку, которой разбивается рассматриваемый космический объект.

- `telescope.py` — реализует классы `Telescope` и `RootTelescopeConstructor`.

Первый из них хранит информацию о нейтринном детекторе. Описано его положение и эффективная площадь как функция зенитного угла и энергии. Метод `get_orbit_parametrization(...)` позволяет получить набор положений заданного источника относительно детектора.

Второй класс используется для построения объекта класса `Telescope` по набору `.root`-файлов, описывающих эффективную площадь. Инструкция для создания объекта класса хранится в файле `info.txt`, который есть в папке, соответствующей каждой модификации того или иного телескопа.

- `tools.py` — предоставляет набор часто используемых в работе функций.
- `transmission_calculation.py` — содержит реализацию класса `TransmissionCalculator`, который производит вычисление матриц пропускания с помощью пакета `vFATE` [26] для различных ароматов нейтрино в разных предположениях.

Этот файл является исполняемым. Результат работы программы — файл `.pru` или `.root`, содержащий матрицу пропускания для выбранного метода расчёта `vFATE` и аромата нейтрино.

- `transmission_function.py` — реализует класс `TransmissionFunction`, ответственный за вычисление свёртки входящего спектра с функцией (матрицей) пропускания Земли. Основной метод — `convolution()`.

Б Скорости счёта для точечных источников

В основном тексте работы представлен график распределения скорости счёта по энергетическим бинам для точечного источника RX J1713.7-3496. Такие вычисления выполнены для всех источников. Так как было показано, что астрофизический фон для точечных источников очень мал, последующие графики приведены без его учёта. Это объясняет незначительные различия полного числа событий от 20 кластеров за 5 лет на представленных далее рисунках и в таблице 5.2.

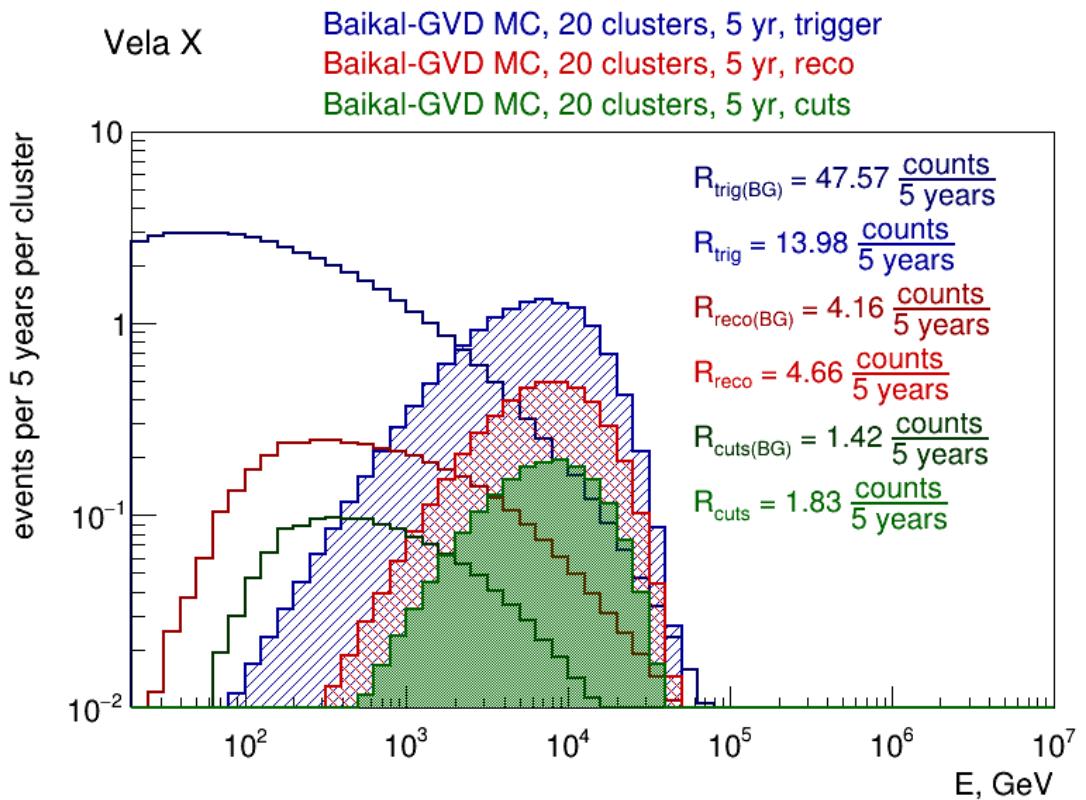


Рис. 2: Распределение ожидаемой скорости счёта для туманности пульсарного ветра Vela X. Обозначения соответствуют рисунку 5.3.

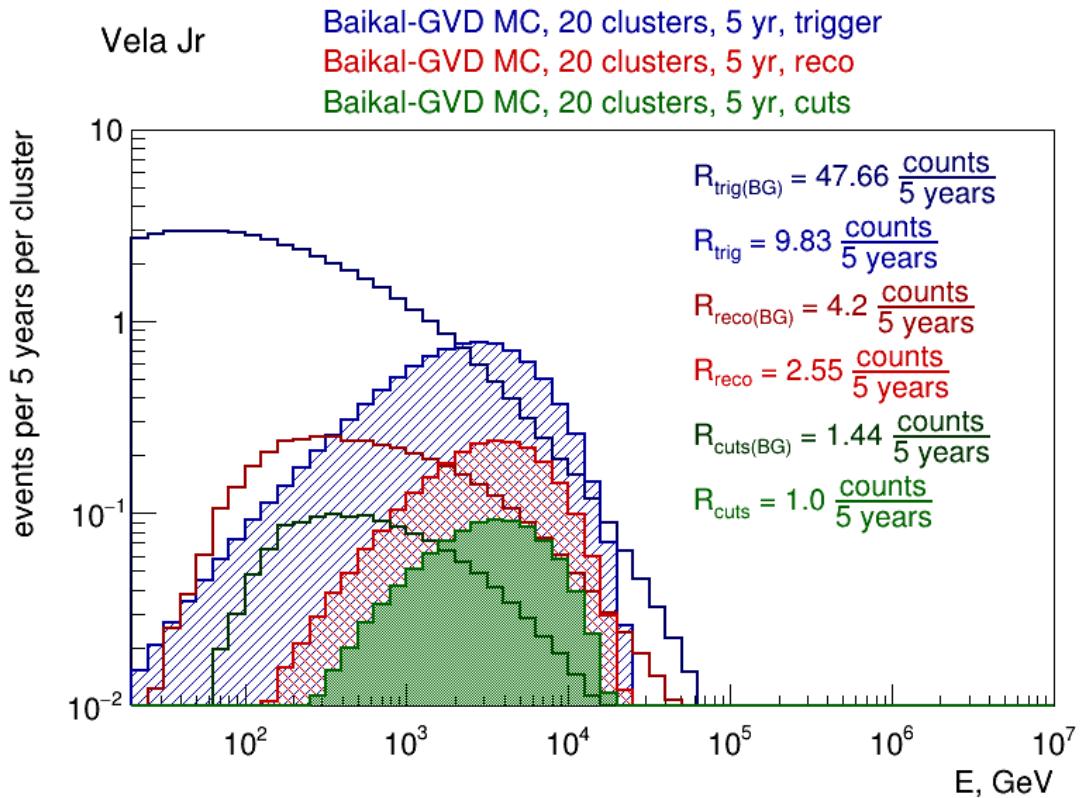


Рис. 3: Распределение ожидаемой скорости счёта для остатка сверхновой Vela Jr. Обозначения соответствуют рисунку 5.3.

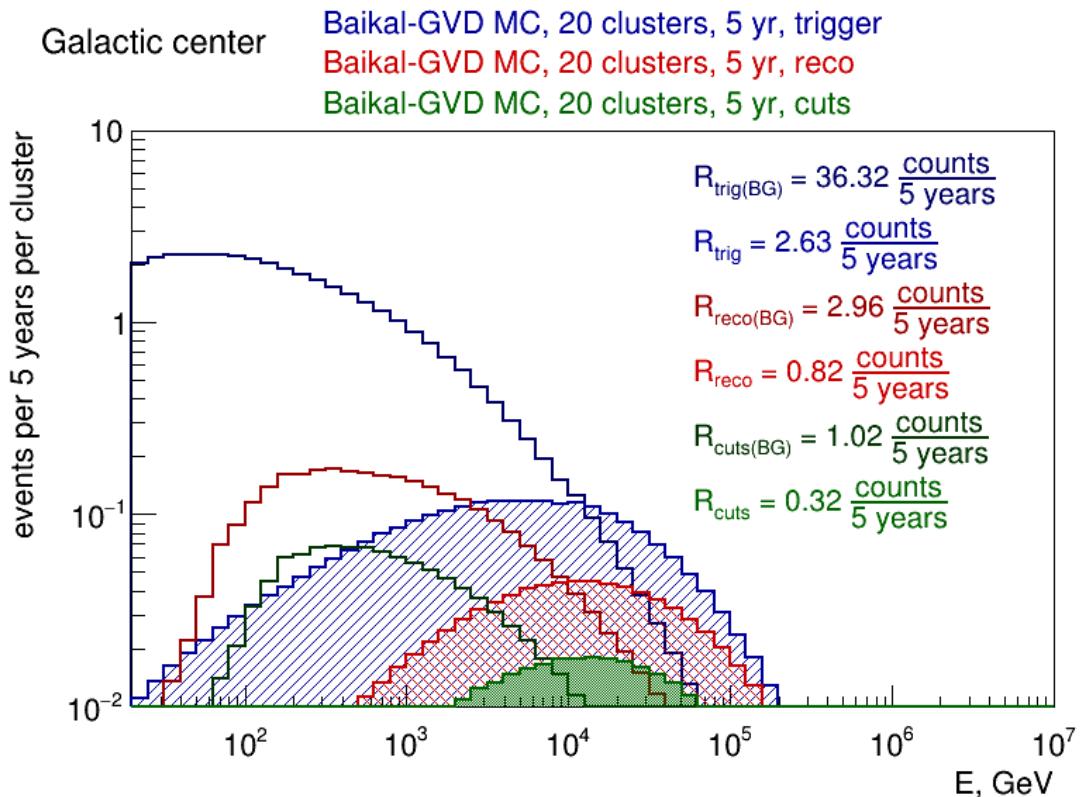


Рис. 4: Распределение ожидаемой скорости счёта для галактического центра. Обозначения соответствуют рисунку 5.3.

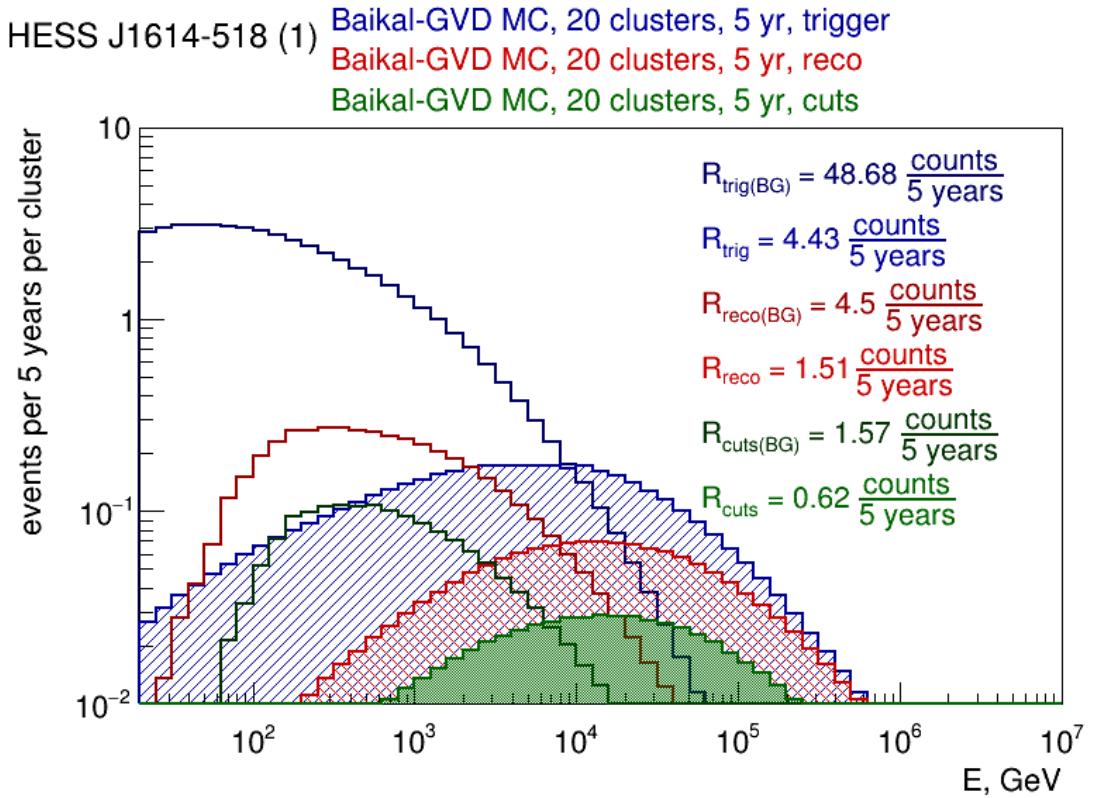


Рис. 5: Распределение ожидаемой скорости счёта для остатка сверхновой HESS J1614-518 (первая модификация спектра, см. табл. 1.1). Обозначения рисунка 5.3.

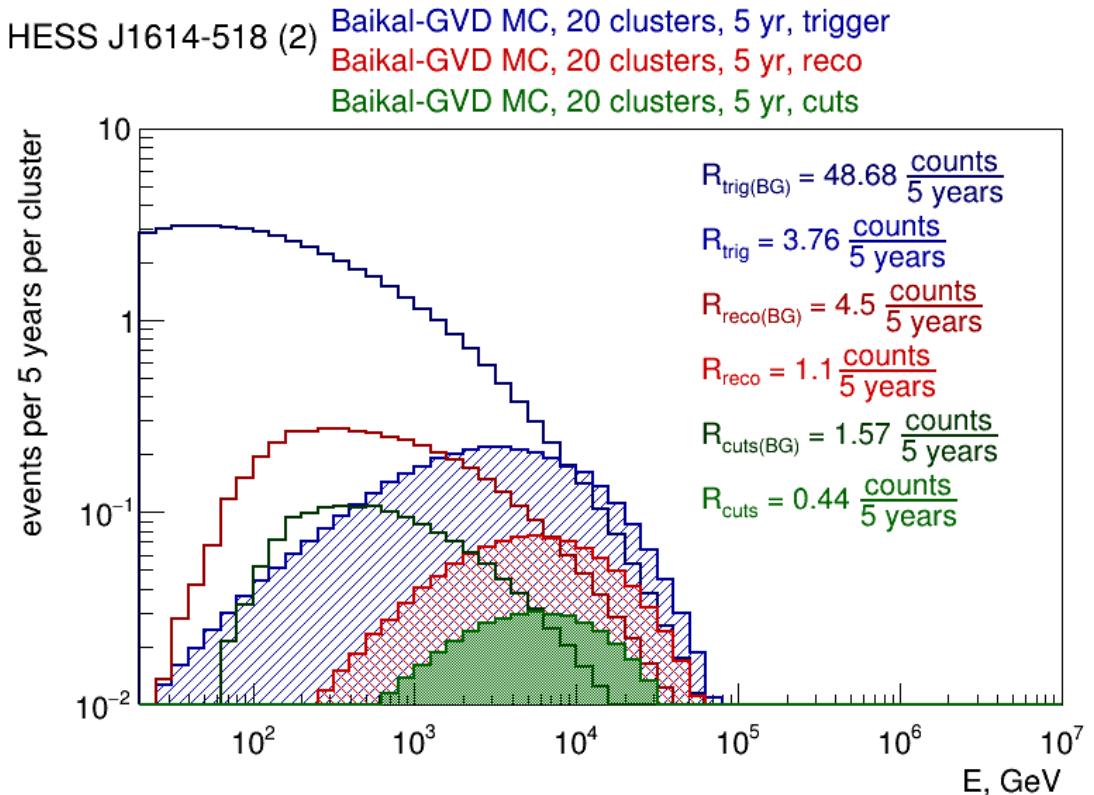


Рис. 6: Распределение ожидаемой скорости счёта для остатка сверхновой HESS J1614-518 (вторая модификация спектра, см. табл. 1.1). Обозначения рисунка 5.3.

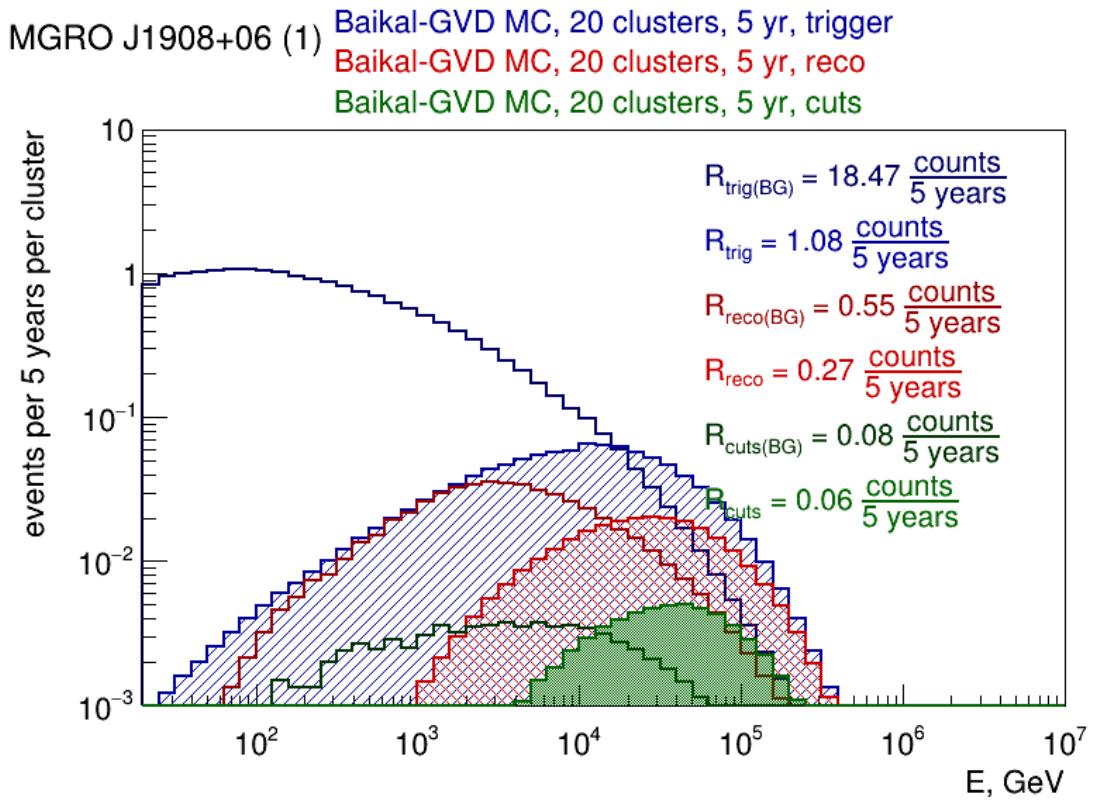


Рис. 7: Распределение ожидаемой скорости счёта для объекта MGRO J1908+06 (первая модификация спектра, см. табл. 1.1). Обозначения рисунка 5.3.

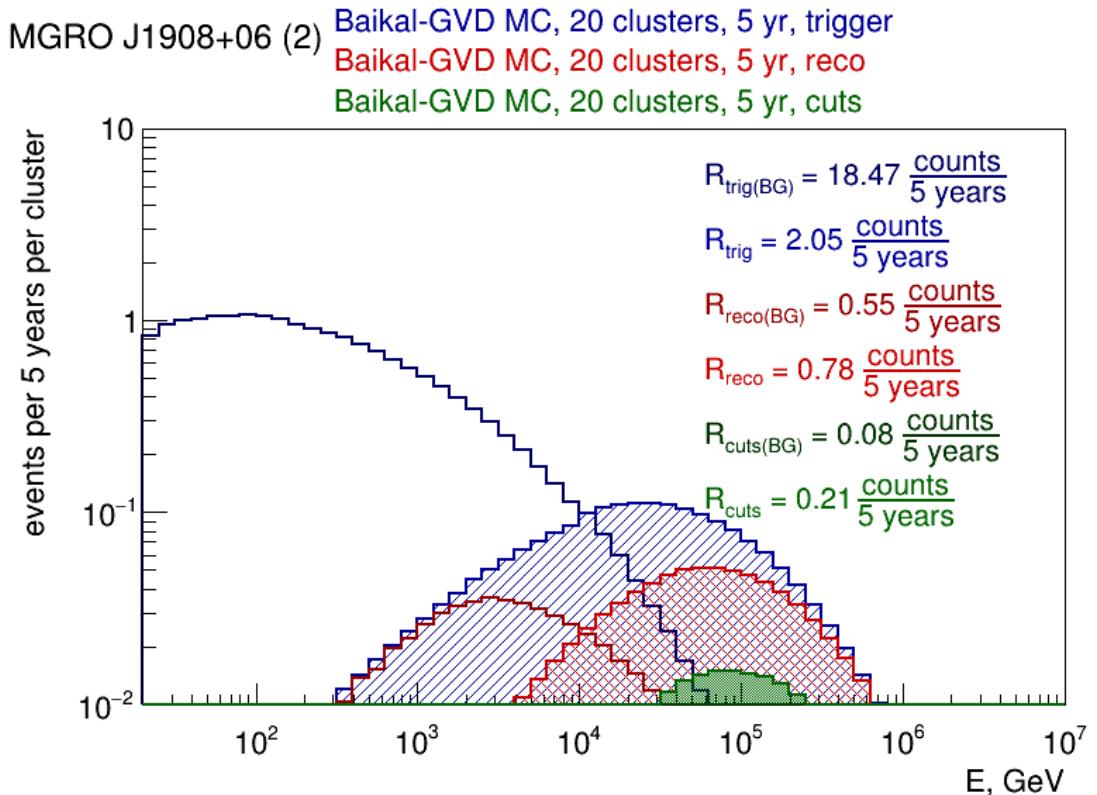


Рис. 8: Распределение ожидаемой скорости счёта для объекта MGRO J1908+06 (вторая модификация спектра, см. табл. 1.1). Обозначения рисунка 5.3.

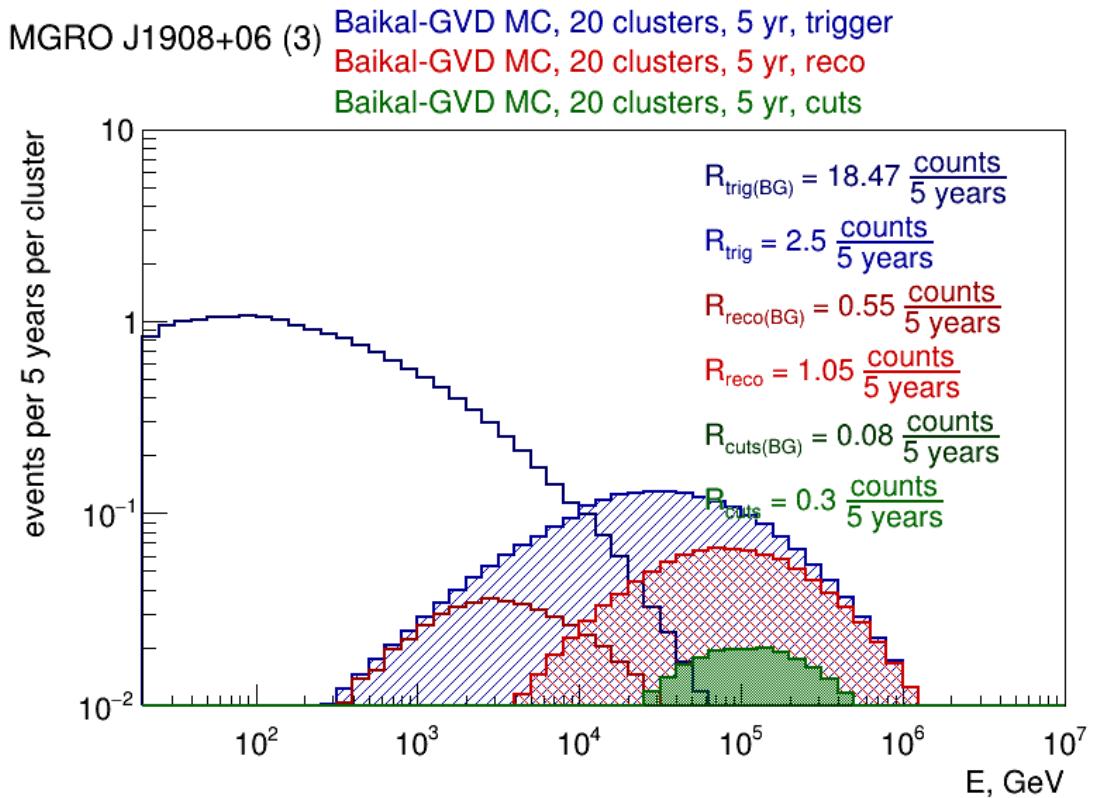


Рис. 9: Распределение ожидаемой скорости счёта для объекта MGRO J1908+06 (третья модификация спектра, см. табл. 1.1). Обозначения рисунка 5.3.

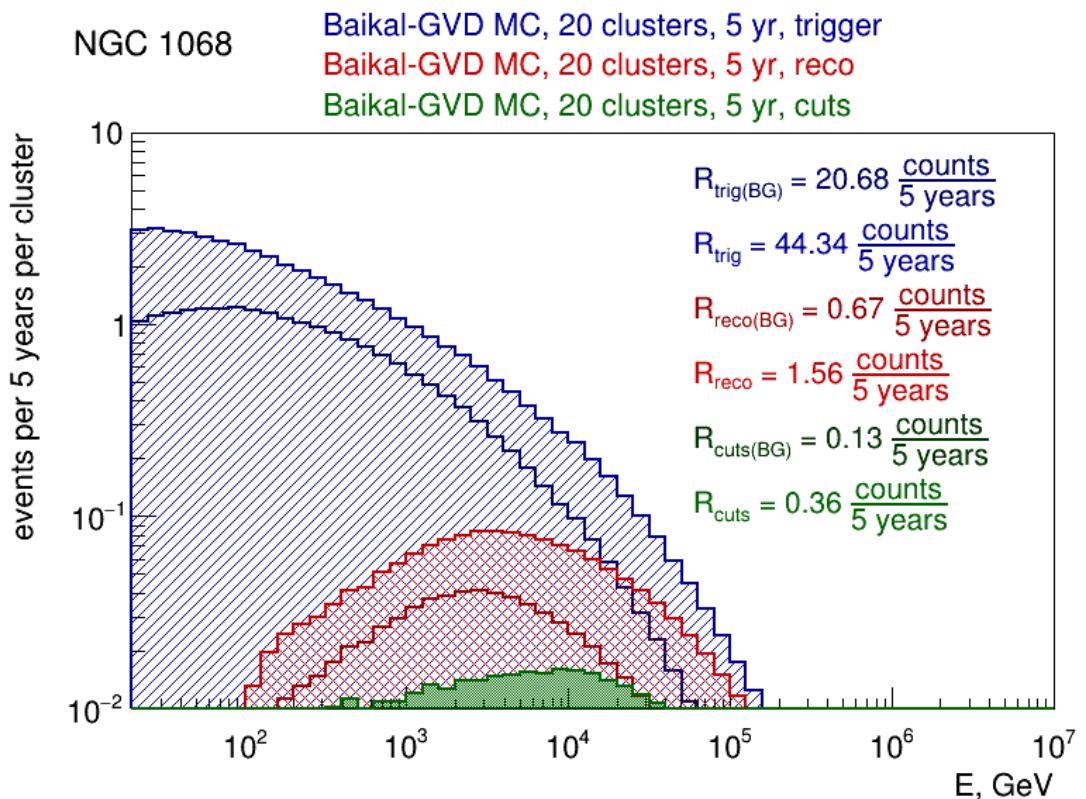


Рис. 10: Распределение ожидаемой скорости счёта для сейфертовской галактики с активным ядром NGC 1068. Обозначения рисунка 5.3.

TXS 0506+056 (1)

Baikal-GVD MC, 20 clusters, 5 yr, trigger
 Baikal-GVD MC, 20 clusters, 5 yr, reco
 Baikal-GVD MC, 20 clusters, 5 yr, cuts

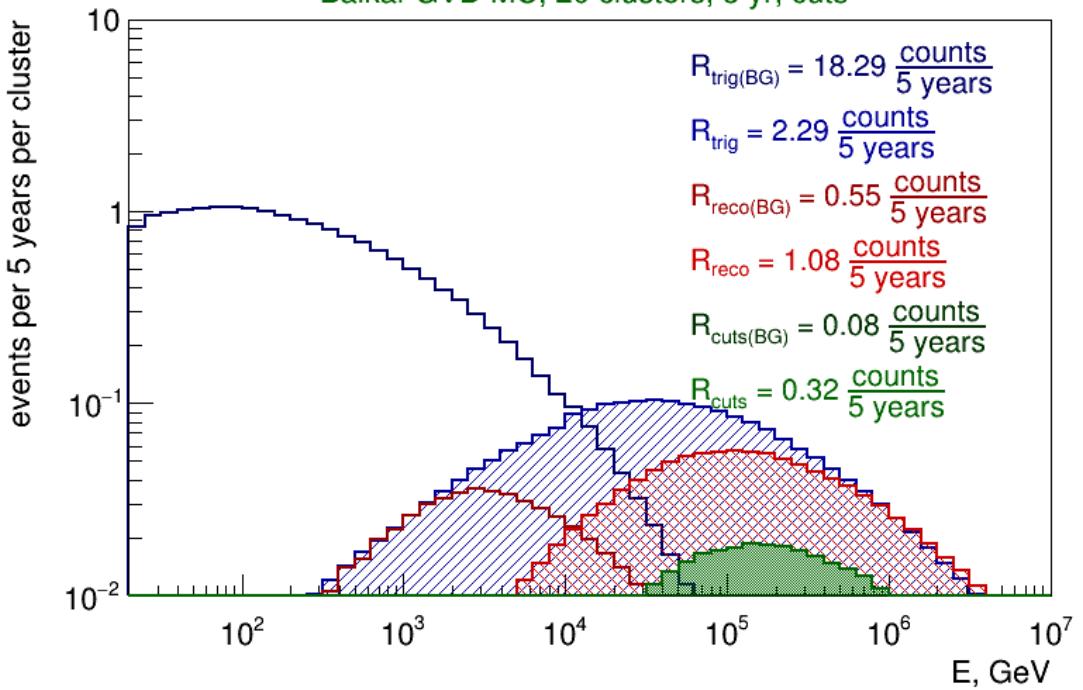


Рис. 11: Распределение ожидаемой скорости счёта для активной галактики TXS 0506+056 (первая модификация спектра, см. табл. 1.1). Обозначения рис. 5.3.

TXS 0506+056 (2)

Baikal-GVD MC, 20 clusters, 5 yr, trigger
 Baikal-GVD MC, 20 clusters, 5 yr, reco
 Baikal-GVD MC, 20 clusters, 5 yr, cuts

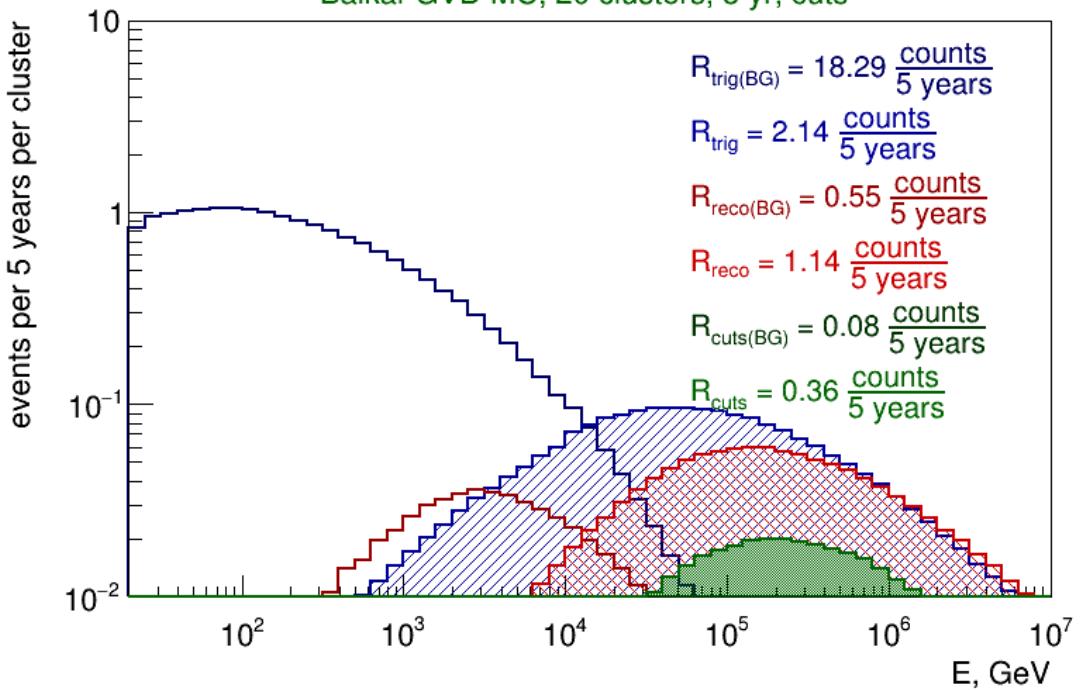


Рис. 12: Распределение ожидаемой скорости счёта для активной галактики TXS 0506+056 (вторая модификация спектра, см. табл. 1.1). Обозначения рис. 5.3.

B Экспериментальный поиск источников нейтрино

В рамках работы по совершенствованию критериев отбора событий (с использованием BDT) были произведены попытки поиска источников нейтрино в однокластерной и мультиклластерной реконструкции по реальным данным эксперимента Baikal-GVD, набранным в период между 1 апреля и 30 июня 2019 года. Соответствующие результаты представлены на рисунках ниже. Как и ожидалось, нейтринных событий, соответствующих рассмотренным в данной работе источникам, на срезе данных телескопа длительностью в 1 месяц не обнаружено.

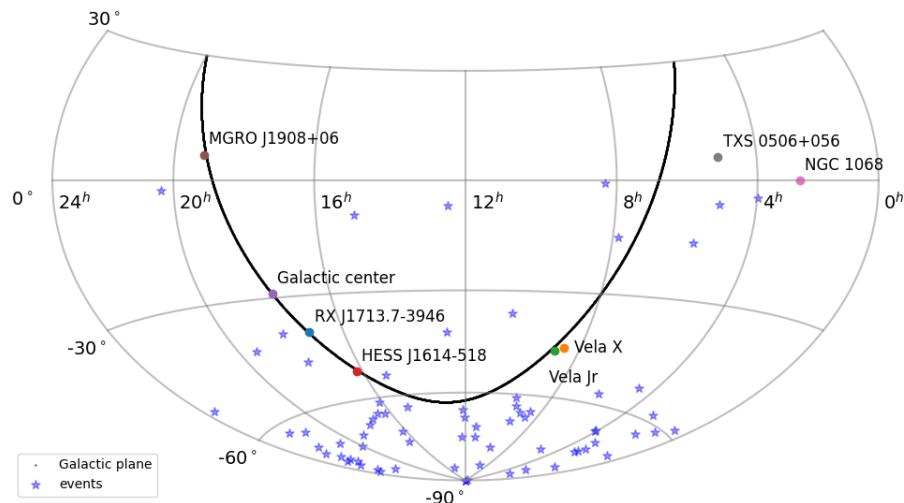


Рис. 13: Отобранные события после применения BDT-критерия отбора к однокластерной реконструкции показаны синими звёздочками. Дополнительно на карту нанесены рассматриваемые в работе гипотетически источники нейтрино.

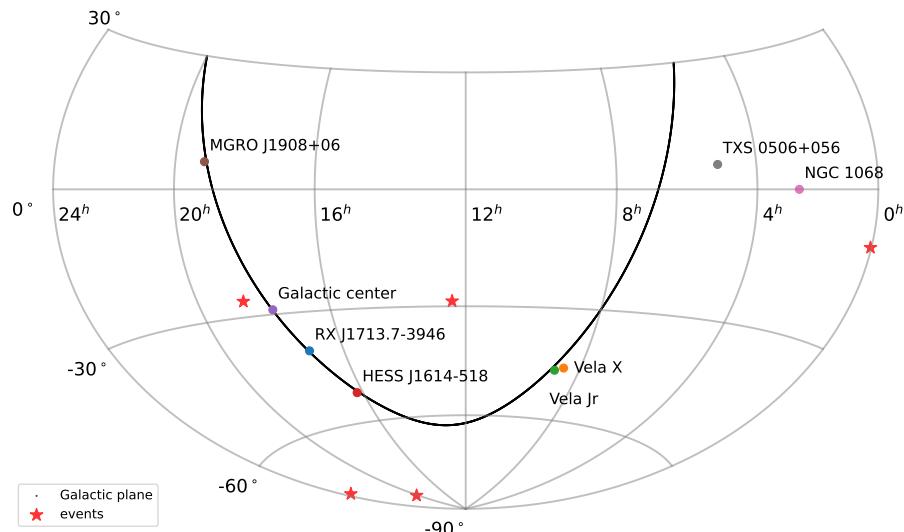


Рис. 14: Отобранные события после применения мультиклластерного BDT-критерия отбора к мультиклластерной реконструкции показаны красными звёздочками.