

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Бондарев Евгений Александрович

**ПОИСК ЛОКАЛЬНЫХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ
ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРИНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В
ТРЕКОВОМ КАНАЛЕ НЕЙТРИННОГО ТЕЛЕСКОПА
BAIKAL-GVD**

Специальность 1.3.15 –

«Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Заборов Д. Н.

Москва – 2026

Оглавление

Введение.	3
Глава 1. Современное состояние нейтринной астрономии	13
1.1 Образование нейтрино и взаимодействие с веществом	13
1.2 Космические лучи	17
1.3 Потенциальные источники нейтрино высоких энергий	24
1.4 Известные источники нейтрино высоких энергий	28
1.4.1 Диффузный астрофизический поток. Нейтрино от нашей Галактики	29
1.4.2 TXS 0506+056	31
1.4.3 NGC 1068	33
1.5 Принципы регистрации мюонов в естественных средах. Крупно- масштабные нейтринные телескопы	35
1.5.1 Излучение Вавилова – Черенкова	35
1.5.2 Атмосферные мюоны и нейтрино	38
1.5.3 HT200 и HT200+	39
1.5.4 IceCube	41
1.5.5 ANTARES	42
1.5.6 KM3NeT	43
Глава 2. Байкальский глубоководный нейтринный телескоп Baikal- GVD	45
2.1 Устройство телескопа	45
2.2 Оптические свойства среды	47
2.3 Монте-Карло	48
2.4 Реконструкция трековых событий	49
2.4.1 Учет поглощения нейтрино в Земле	51
2.5 Обзор физических результатов	55
Глава 3. Поиск локальных источников нейтрино в трековом ка- нале Baikal-GVD	59
3.1 Используемый набор данных	62
3.1.1 Предварительная оптимизация анализа	64

3.1.2	Оптимизация в режиме малой статистики («пуассоновский режим»)	67
3.2	Результаты оценки чувствительности анализа к астрофизическому потоку от условного локального источника	70
3.3	Применение анализа к экспериментальным данным	74
3.4	Результаты. Сравнение с другими экспериментами	76
Глава 4. Улучшение чувствительности анализа к локальным источникам нейтрино с помощью метода максимального правдоподобия		
		81
4.1	Описание метода	81
4.2	Чувствительность метода	88
Заключение		91
Благодарности		93
Список литературы		95
Список иллюстраций		105
Список таблиц		116
Приложение А. Список объектов		117

Введение

Актуальность работы

В настоящее время нейтринная астрономия переживает расцвет и активно развивается, оставаясь при этом молодой областью науки. Несмотря на то, что уже пройден длинный путь от регистрации первых атмосферных мюонов в подводных установках экспериментом НТ-200 [1] до открытия IceCube диффузного нейтринного потока [2] и отдельных локальных источников [3; 4], становление нейтринной астрономии в качестве полноценной ветви астрономии только начинается, открывая простор для исследований.

Нейтрино, будучи электронейтральной частицей с экстремально малым сечением взаимодействия, способно проходить космологические расстояния без взаимодействия с межгалактической и межзвездной средами, не отклоняясь при этом магнитными полями. Это позволяет расширить горизонт астрофизических наблюдений (в сравнении с космическими лучами и гамма-излучением), а также с высокой точностью установить направление на источник. Покидая область рождения вблизи источника, даже окруженного оптически непрозрачной толщей вещества, нейтрино способно нести информацию о физических процессах, недоступную в других каналах регистрации.

Для решения задачи регистрации астрофизических нейтрино в настоящее время построено несколько крупномасштабных нейтринных телескопов, использующих естественные среды в качестве мишени для нейтрино. Принцип работы большинства современных нейтринных телескопов основан на регистрации излучения Вавилова – Черенкова (далее – Черенковского излучения), возникающего в оптически прозрачной среде при прохождении в ней ультрарелятивистских заряженных частиц [5–7]. Последние образуются в результате взаимодействия нейтрино с веществом. События взаимодействия нейтрино с веществом в нейтринных телескопах принято разделять на два основных типа: каскадные и трековые. Каскадные события характеризуются наличием высокоэнергичного адронного или электромагнитного (электрон-фотонного) каскада, который со значительных расстояний (десятки или сотни метров) выглядит как квазисточечный источник света, в то время как трековые события характеризуются наличием высокоэнергичного мюона, длина пробега которого может исчислять-

ся километрами, что определяет большую протяженность области эмиссии Черенковского света. В Южном полушарии функционирует нейтринный телескоп IceCube [8], а в Северном завершил работу телескоп ANTARES [9], но активно строятся установки KM3NeT [10] и Baikal-GVD [11].

В настоящее время глубоководный нейтринный телескоп Baikal-GVD, развернутый глубоко в озере Байкал, является крупнейшим нейтринным телескопом в Северном полушарии, занимая объем в 0.8 км^3 , и продолжая расти. На сегодняшний день коллективом коллаборации получен ряд важных физических результатов: обнаружено и подтверждено существование диффузного астрофизического потока нейтрино [12], получено указание на наличие нейтринного потока от плоскости Галактики [13], найден триплет высокоэнергичных событий вблизи плоскости Галактики [14], а также высокоэнергичное событие в направлении на блазар TXS 0506+056, скоррелированное по времени с радиовспышкой [15]. Все упомянутые результаты были достигнуты в анализе данных каскадных событий, в то время как трековый канал регистрации находился в разработке. Оптические свойства байкальской воды позволяют достичь углового разрешения при регистрации трековых событий в 1° и менее [16]. В сочетании со значительным эффективным объемом высокое угловое разрешение позволяет достичь рекордной чувствительности в поиске сигналов от астрофизических объектов с малым угловым размером. В частности, это касается объектов, расположенных в южном небесном полушарии, где IceCube имеет относительно слабую чувствительность. В самом деле, наилучшая чувствительность к квази-точечным источникам нейтрино достигается при анализе трековых событий, приходящих из нижней полусферы, где фон от атмосферных мюонов подавлен. Для IceCube нижняя полусфера – это Северное небесное полушарие. Для Baikal-GVD наблюдаемая область неба зависит от времени суток, а наилучшая чувствительность в трековом канале регистрации достигается для объектов в Южной небесной полусфере.

Настоящая работа посвящена поиску локальных (квази-точечных с точки зрения наблюдателя) космических источников нейтрино на основе данных Baikal-GVD, используя трековый канал регистрации. Работа включает в себя разработку и оптимизацию процедуры поиска источников, практическое применение разработанной процедуры к данным Baikal-GVD в трековом канале, количественную оценку чувствительности анализа и расчет верхних пределов,

используя предварительно составленный список объектов-кандидатов на роль космических источников нейтрино.

Целью работы является обнаружение астрофизических источников нейтрино высоких энергий (при наличии достаточно ярких источников на небе) по экспериментальным данным телескопа Baikal-GVD, полученных в трековом канале, и вычисление верхних пределов на поток нейтрино от ряда астрофизических объектов из предварительно сформированного списка.

Задачи исследования:

1. Разработка программного обеспечения и численных алгоритмов для поиска источников в трековом канале эксперимента Baikal-GVD.
2. Разработка алгоритма и программного обеспечения для оптимизации критериев отбора нейтринных событий в режиме пуассоновской статистики для разных значений экспозиции.
3. Оптимизация критериев отбора для получения наилучшей чувствительности к потоку нейтрино с различным спектром, в частности, для E^{-2} .
4. Применение разработанных алгоритмов к экспериментальным данным Baikal-GVD и постановка ограничений на поток нейтрино от различных астрофизических объектов по заранее сформированному списку.
5. Сравнение полученных результатов с результатами других нейтринных экспериментов.
6. Изучение возможностей по дальнейшему улучшению чувствительности анализа трековых данных Baikal-GVD, включая использование метода максимального правдоподобия.

Методы исследования

Разработка методики анализа данных Baikal-GVD и алгоритмов оптимизации этого анализа опиралась на использование численных методов моделирования физических процессов (Монте-Карло моделирование) и сравнение смоделированных параметров с экспериментальными данными. Результаты получены с использованием общепринятого в физике высоких энергий подхода к

работе с данными, когда от исследователя скрыта информация о действительных параметрах событий в установке (направление, энергия) в процессе разработки анализа и оценки его чувствительности (слепой анализ). Для постановки верхних пределов на поток использовались такие статистические методы, как подход Фельдмана – Кузинса [17] к построению доверительных интервалов, а также метод оценки максимального правдоподобия [18] в контексте проверки статистических гипотез для задач нейтринной астрономии [19].

Научная новизна работы:

- Впервые разработан комплексный алгоритм, позволяющий оптимизировать критерии отбора трековых событий в задаче поиска локальных (с угловым размером менее 2 градусов) астрофизических источников нейтрино по данным Baikal-GVD, в т.ч. в режиме малой статистики («пуассоновский режим»).
- С помощью разработанного алгоритма впервые проведена оптимизация анализа по поиску локальных источников нейтрино по данным Baikal-GVD. Впервые в эксперименте Baikal-GVD получены количественные оценки чувствительности анализа с учетом всех существенных факторов, включая «живое время» набора данных и состояние отдельных компонентов детектора в различные периоды.
- Впервые в эксперименте Baikal-GVD получены ограничения на потоки нейтрино высоких энергий от локальных источников в трековом канале регистрации по данным с длительной экспозицией (четыре года). Впервые достигнута чувствительность к локальным источникам, превышающая чувствительность других нейтринных телескопов, расположенных в Северном полушарии, – ANTARES и KM3NeT ($\sim 5 \cdot 10^{-9}$ ГэВ см⁻²сек⁻¹ для спектра E^{-2} на 90%-м доверительном уровне). Впервые получены указания на возможное существование потока нейтрино высоких энергий из области расположения звездного скопления Вестерлунд 1.

Практическая значимость:

Проделанная работа представляет собой существенный шаг вперед в одном из важнейших направлений исследований в физике нейтрино высоких энергий — поиске локальных источников нейтрино. Разработанная методика отбора

трековых событий и созданный автором программный комплекс расширяют возможности анализа данных Baikal-GVD, позволяя включить трековый канал в программу исследования астрофизических источников на полноценной основе. Полученные ограничения на потоки нейтрино от локальных источников имеют научное значение для астрофизических исследований и сопоставления результатов Байкальского телескопа с результатами других крупномасштабных нейтринных экспериментов (ANTARES, KM3NeT и IceCube). Результаты работы уже непосредственно используются в научных учреждениях-участниках коллаборации Baikal-GVD для дальнейшего совершенствования методики анализа данных и ускорят исследования разных классов астрофизических объектов как источников нейтрино.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Процедура отбора трековых событий в данных детектора Baikal-GVD, обеспечивающая оптимальную чувствительность в задаче поиска локальных астрофизических источников нейтрино с заданным энергетическим спектром, в т.ч. в условиях малой статистики. Используются события из нижней полусферы, что позволяет минимизировать фон от атмосферных мюонов.
2. Оригинальный комплекс программного обеспечения для статистического анализа пространственного распределения треков и расчета верхних пределов на поток от локальных источников.
3. Первые количественные оценки дифференциальной чувствительности трекового канала телескопа Baikal-GVD к нейтринному излучению локальных источников в зависимости от их склонения в области видимости телескопа и показателя степенного спектра (рассматривались три индекса: -2; -2,5; -3).
4. Ограничения (верхние пределы на 90% доверительном уровне) на поток нейтрино от локальных астрофизических источников в Южном небесном полушарии, полученные на основе анализа экспериментальных данных Baikal-GVD в трековом канале. Поиск сигнала осуществлялся по списку источников из 92 астрофизических объектов, в том числе от центральной части Галактики и радиоблазара TXS 0506+056. В анализе использованы данные, набранные с апреля 2019 г. по март 2024 г., что включает

в себя 988 событий-кандидатов в нейтрино с энергиями в диапазоне от ~ 100 ГэВ до ~ 1 ПэВ. Статистически значимых превышений над фоном не обнаружено. Объектом с наибольшей статистической значимостью среди объектов-кандидатов ($2,7\sigma$ без учета поправки на число просмотренных объектов) является молодое звездное скопление Вестерлунд 1.

Достоверность результатов

Все результаты были опубликованы в рецензируемых научных изданиях, а также изложены на международных и российских конференциях. Кроме того, достоверность полученных результатов подтверждается:

- Использованием верифицированных внутри коллаборации Baikal-GVD массивов экспериментальных данных и стандартных пакетов Монте-Карло моделирования.
- Применением строгих методов математической статистики при обработке данных и написании авторского кода.
- Хорошим качественным и количественным согласием полученных зависимостей верхних пределов отклонения с независимыми результатами глубоководного нейтринного эксперимента ANTARES, полученными в аналогичных физических условиях.

Апробация исследования

Основные результаты по теме диссертации были представлены на следующих международных и российских конференциях, а также рабочих совещаниях коллаборации «Байкал»:

1. 29th International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists, Дубна, 27 – 30 октября 2025 года.
2. 39-я Всероссийская конференция по космическим лучам, Дубна, 29 июня – 3 июля 2026 года.
3. Рабочие совещания коллаборации «Baikal-GVD» дважды в 2023, 2024, 2025 и 2026 годах.

Личный вклад автора:

Все результаты получены лично автором или при его непосредственном участии. В частности:

- разработан и применен алгоритм оптимизации критериев отбора для достижения наилучшей чувствительности к астрофизическому потоку нейтрино со спектром E^{-2} ;
- применена методика оценки чувствительности трекового анализа для квазиточечных астрофизических объектов;
- впервые получены верхние пределы в трековом канале регистрации на астрофизический поток для локальных объектов-кандидатов в нейтринные источники для различных спектральных индексов;
- разработан и применен в рамках коллаборации алгоритм оценки чувствительности при помощи небинированного метода максимального правдоподобия.

Автор на протяжении четырёх лет принимал активное участие в монтажных работах по расширению и модернизации телескопа и наладке механического оборудования.

Публикации по теме диссертации

Основные результаты работы изложены в 2 статьях, опубликованных в журналах, рекомендованных ВАК, а также в виде патента программы ЭВМ:

1. Search for point-like neutrino sources with Baikal-GVD / E. Bondarev, D. Zaborov [et al.] (Baikal-GVD Collaboration) // *Pepan Letters*. – 2026. – Vol. 23, iss. 5. – P. 569 – 572.
2. Первые ограничения на точечные астрофизические источники нейтрино с использованием мюонных событий в Baikal-GVD / А. В. Аврорин, . . . , Е. А. Бондарев, [и др.] (Baikal-GVD Collaboration) // *Письма в Астрономический журнал*. – 2026. – Т. 52, № 5. – С. 213 – 222.
3. Towards neutrino astronomy with tracks at the Baikal-GVD // G. Safronov, E. Bondarev and D. Zaborov [et al.] (Baikal-GVD Collaboration) // *Proc. of Sci.* – 2025. – PoS ICRC2025. – P. 1162.

4. Бондарев, Е. А., GVDSensitivityOptimization – программа для оптимизации критериев отбора событий для достижения наилучшей чувствительности анализа к потоку астрофизических нейтрино на телескопе Baikal-GVD: свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2026686615 Российская Федерация : № 2026684852 : заявл. 14.08.2026 : опубл. 01.09.2026, Бюл. № 9 / Е. А. Бондарев, Д. Н. Заборов; заявитель и правообладатель Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН).

Структура работы.

Работа состоит из введения, четырех глав и заключения.

Введение содержит обоснование актуальности работы, формулировку цели работы и задач исследования, описывает методологию работы. Также во введении описывается научная новизна и практическая значимость проделанной автором работы. Приводятся положения, выносимые на защиту, а также личный вклад автора. Кроме того, приводится перечень выступлений в рамках апробации исследования и публикаций по теме работы, включая один патент программы ЭВМ.

В **первой главе** описываются физические механизмы образования нейтрино в контексте астрофизики высоких энергий. Кратко приводится описание состояния физики космических лучей, обсуждаются механизмы ускорения заряженных космических лучей и энергетические пределы, характерные для источников. Рассматриваются потенциальные источники астрофизических нейтрино, а также уже известные источники. Приводится описание физического принципа регистрации нейтрино высоких энергий в естественных средах по излучению Вавилова-Черенкова [5], а также описывается возникновение атмосферных мюонов и нейтрино в широких атмосферных ливнях (каскадов вторичных частиц, рожденных первичными космическими лучами в верхних слоях атмосферы, далее – ШАЛ). Далее приводится описание существующих нейтринных телескопов, в частности, краткий обзор установки-пионера в области нейтринной астрономии высоких энергий, предшественника эксперимента Baikal-GVD – телескопа НТ-200 [20] (и его модификации НТ-200+ [21]).

Вторая глава диссертации посвящена описанию конструкции телескопа Baikal-GVD. Она включает в себя общие сведения об устройстве установки,

используемых ФЭУ, оптических свойствах байкальской воды, являющейся мишенью для нейтрино. В данной главе также подробно описывается алгоритм реконструкции трековых однокластерных событий, т.к. текущее исследование построено вокруг анализа событий в трековом канале регистрации. Завершается глава описанием физических результатов, полученных коллективом коллаборации на телескопе Baikal-GVD.

В **третьей главе** представлено описание проведенного автором исследования по разработке и реализации анализа по поиску локальных источников нейтрино, которое включает в себя подробное описание процедуры оптимизации критериев отбора с использованием Монте-Карло (в дальнейшем – МК) моделирования для подавления фона от атмосферных нейтрино и мюонов. Описывается алгоритм оценки чувствительности анализа к потоку нейтрино от квази-точечных источников с различными показателями спектра, учет ослабления потока при прохождении через Землю при помощи пакетов nuFATE [22] и работы [23]. Также в данной главе приводится список рассматриваемых объектов-кандидатов в источники нейтрино, и даются краткие комментарии о причинах добавления того или иного объекта. Приведена методика постановки верхних пределов на поток от предварительно составленного списка астрофизических объектов, а также сами пределы. Приводится сравнение с результатами ANTARES, после чего следует обсуждение полученных результатов.

Четвертая глава посвящена разработке усовершенствованной версии анализа, использующей метод максимального правдоподобия и статистическую проверку гипотез. Данная глава включает в себя описание метода максимального правдоподобия, построение функций плотности вероятности сигнала и фона. В рамках данной главы исследуется поведение распределений тестовой статистики при различных входных параметрах. Приводится алгоритм оценки числа сигнальных событий, выполненной при помощи метода максимального правдоподобия без учета энергетической компоненты функций плотности вероятности сигнала и фона. Также показано применение нового метода на примере вычисления чувствительности анализа к потоку нейтрино от локальных источников, в частности, удастся достичь заметного улучшения результатов, полученных в третьей главе, даже без учета энергии событий.

В **заключении** тезисно приводятся результаты проведенного исследования.

Также отдельно выражаются благодарности всем, кто оказывал помощь и содействие в выполнении работы.

Полный объем диссертации составляет 120 страниц, включает в себя 74 рисунка, а также 3 таблицы (включая таблицу в Приложении со списком изучаемых объектов). Библиографический перечень содержит 100 наименований.

Глава 1. Современное состояние нейтринной астрономии

1.1. Образование нейтрино и взаимодействие с веществом

Нейтрино является элементарной электронейтральной частицей, лептоном, обладающей исключительно малым сечением взаимодействия с веществом. В рамках Стандартной модели физики элементарных частиц выделяется существование трех типов нейтрино: электронного (ν_e), мюонного (ν_μ) и тау-нейтрино (ν_τ), а также их античастиц.

Взаимодействие нейтрино высоких энергий с веществом протекает преимущественно через глубоко неупругие рассеяния по каналам заряженного (CC) и нейтрального (NC) токов путем обмена калибровочными $W^\pm$ - и Z^0 -бозонами соответственно (Рис. 1.1). Заряженные токи [24]:

$$\nu_\ell + N \rightarrow \ell^- + X \quad (1.1)$$

$$\bar{\nu}_\ell + N \rightarrow \ell^+ + X \quad (1.2)$$

где N – нуклон ядра мишени, а X – образующийся адронный каскад. В этих реакциях рождается соответствующий заряженный лептон ($\ell^\pm$), который уносит в среднем 50% – 80% энергии нейтрино (рис. 1.2) [25].

Нейтральные токи [24]:

$$\nu_\ell + N \rightarrow \nu_\ell + X \quad (1.3)$$

$$\bar{\nu}_\ell + N \rightarrow \bar{\nu}_\ell + X \quad (1.4)$$

В NC-взаимодействиях не происходит рождения нового лептона, оставляя в точке взаимодействия адронный каскад X .

Для задач нейтринной астрономии высоких энергий интерес представляют процессы рождения нейтрино высоких энергий при взаимодействии ускоренных заряженных частиц, в частности протонов, с нуклонами среды (адрон-адронные взаимодействия) и фотонами (фотоадронные взаимодействия).

Для случая pp -взаимодействия [26]:

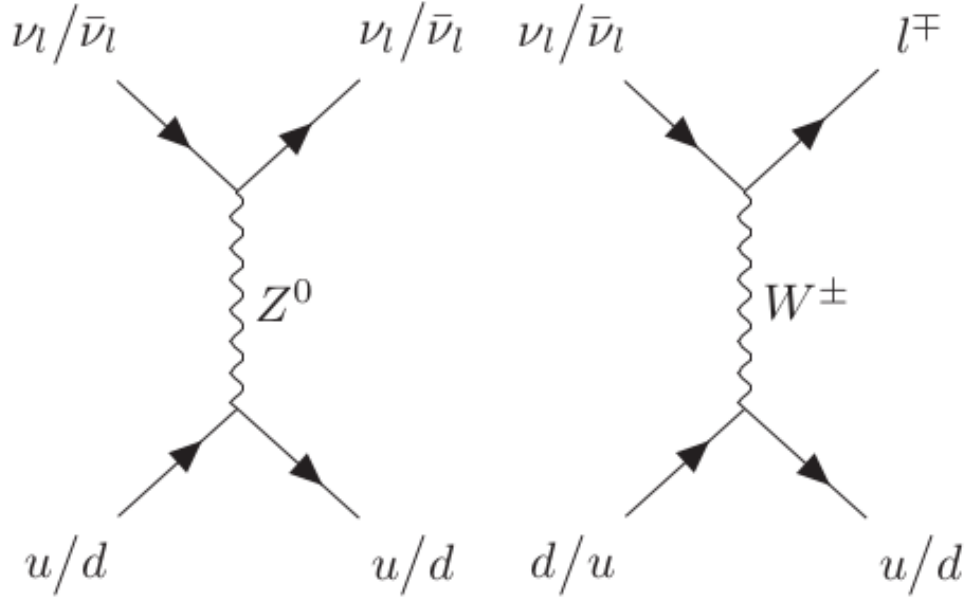


Рис. 1.1: Диаграммы глубоко неупругих рассеяний нейтрино на нуклонах в каналах нейтрального (слева) и заряженного (справа) токов.

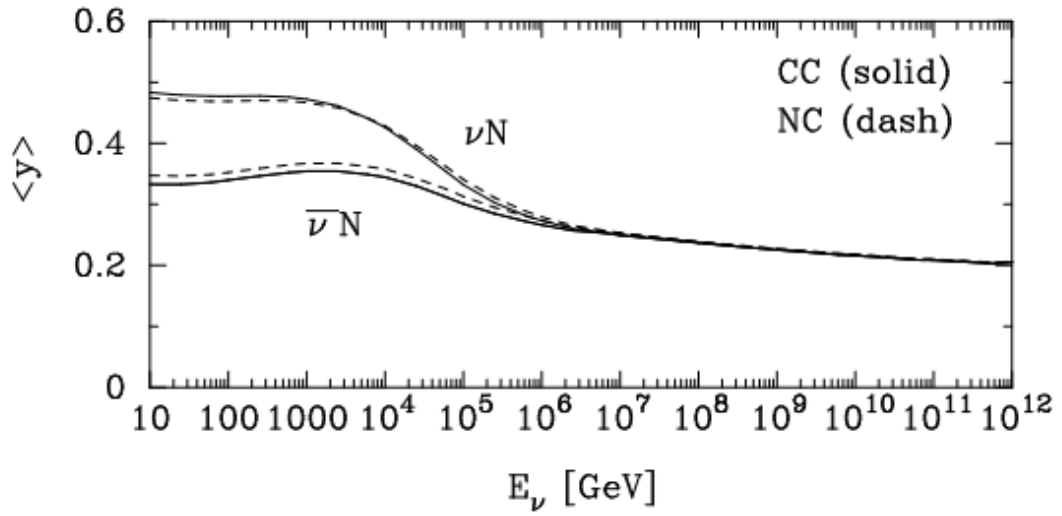


Рис. 1.2: Зависимость параметра неупругости y для взаимодействий по каналам заряженного (сплошные линии) и нейтрального токов (пунктирные линии) как функция энергии налетающего нейтрино. Взято из [25].

$$p + N \rightarrow X + \pi^+ / \pi^- / \pi^0 \quad (1.5)$$

где X – образовавшийся адронный каскад. Кроме того, в контексте рождения нейтрино высоких энергий представляют интерес реакции рассеяния протонов на фотонах через образование короткоживущего $\Delta^+(1232)$ -резонанса. По-

следующий сильный распад $\Delta^+(1232)$ протекает по двум конкурирующим каналам (с вероятностями $2/3$ и $1/3$ соответственно) [26]:

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^0 + p \quad (1.6)$$

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^+ + n \quad (1.7)$$

Через процессы 1.6 – 1.7 реализуется механизм эффекта Грейзена-Зацепина-Кузьмина (ГЗК) [27; 28], в котором, в частности, рождаются т.н. космогенные нейтрино (рис. 1.10).

В результате распада π^0 образуются высокоэнергичные гамма-кванты. Таким образом, рождение нейтрино в распадах пионов всегда сопровождается также гамма-излучением, что делает яркие гамма-источники интересными объектами для исследования в рамках нейтринной астрономии. При этом источник может быть скрыт от наблюдений в гамма-лучах из-за их поглощения плотной средой в окрестности источника, что может иметь место, например, в центральных областях активных галактик.

Кроме того, нейтрино могут рождаться в процессах бета-распада нейтронов [29]:

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu} \quad (1.8)$$

Открытие нейтринных осцилляций в 1998 г. экспериментом Super-Kamiokande [30] показало наличие у нейтрино ненулевой массы. Нейтринные осцилляции приводят к изменению ароматного состава потока нейтрино в процессе их распространения от источника к детектору.

Последовательные распады рожденных в pp - и $p\gamma$ -процессах заряженных пионов и вторичных мюонов формируют соотношение ароматов:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}) \quad (1.9)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \quad (1.10)$$

$$(\nu_e + \bar{\nu}_e) : (\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu) : (\nu_\tau + \bar{\nu}_\tau) \approx 1 : 2 : 0 \quad (1.11)$$

В силу осцилляций это соотношение у Земли приобретет примерно равные доли по ароматам нейтрино $(\nu_e + \bar{\nu}_e) : (\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu) : (\nu_\tau + \bar{\nu}_\tau) \approx 1 : 1 : 1$.

Зависимость сечения взаимодействия нейтрино с нуклонами от энергии нейтрино в диапазоне энергий $10^{16} \text{ эВ} \leq E_\nu \leq 10^{21} \text{ эВ}$ может быть приближенно описана следующими формулами [31]:

$$\sigma_{\nu N}^{CC} = 5.53 \times 10^{-36} \text{ см}^2 \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ ГэВ}} \right)^\alpha \quad (1.12)$$

$$\sigma_{\nu N}^{NC} = 2.31 \times 10^{-36} \text{ см}^2 \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ ГэВ}} \right)^\alpha \quad (1.13)$$

где $\sigma_{\nu N}^{CC}$ и $\sigma_{\nu N}^{NC}$ – сечения процессов через заряженные и нейтральные токи соответственно, а $\alpha \approx 0.363$.

Подобно процессам на нуклонах, рассеяние нейтрино на электронах включает в себя взаимодействия как через заряженные, так и через нейтральные токи. На рис. 1.3 показаны графики сечений для процессов рассеяния на электронах (включая моды процессов), а также сечения изоскалярных процессов [32].

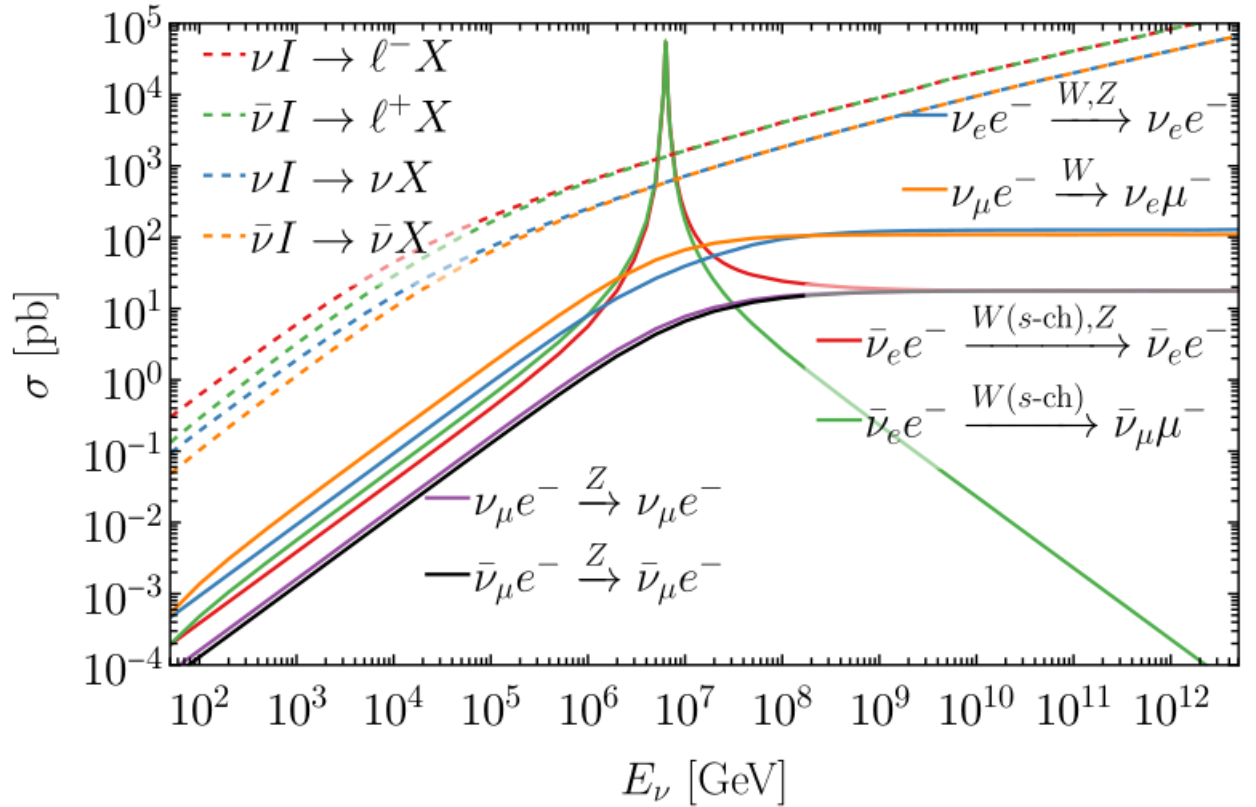


Рис. 1.3: Сечения взаимодействия нейтрино на электронах, а также изоскалярные сечения рассеяния нейтрино на нуклонах. График взят из [32].

При энергии электронного антинейтрино, близкой к 6 ПэВ, сечение взаимодействия скачкообразно увеличивается (см. рис. 1.3, где виден характерный пик в области энергий порядка 6 ПэВ). Пик возникает в процессе взаимодействия электронного антинейтрино $\bar{\nu}_e$ с электроном, в результате чего рождается W^- -бозон, который затем распадается на пару кварк-антикварк, например $u + \bar{d}$, либо нейтрино-лептон, например, $\bar{\nu}_e$ и e^- . Явление резонансного скачка сечения носит название резонанса Глэшоу, и в системе покоя электрона соответствует энергии налетающего $\bar{\nu} = M_W^2/2m_e \approx 6.3$ ПэВ. В 2016 году коллаборацией IceCube было зарегистрировано событие с энергией 6.05 ± 0.72 ПэВ. Данное событие и было расценено как обнаружение резонанса Глэшоу [33].

1.2. Космические лучи

Космическими лучами (КЛ) принято называть элементарные заряженные частицы, ядра атомов, а иногда также фотоны высоких энергий (в рентгеновской и гамма-областях э/м спектра), прилетающие на Землю из космического пространства [34; 35]. КЛ имеют нетепловое происхождение, о чем свидетельствует их спектр, описываемый степенным законом $dN/dE \propto E^\gamma$ в широком диапазоне энергий. Энергии КЛ варьируются от $\sim 10^3$ эВ до $\sim 10^{20}$ эВ. На рис. 1.4 приведен спектр заряженных КЛ, просуммированный по всем частицам (черным), по отдельности показаны спектры некоторых ядер, электронов и позитронов, а также гамма-квантов и диффузный спектр нейтрино [35].

Поток КЛ состоит главным образом из протонов (почти 90% всех частиц [36]) и ядер легких элементов (до 10%). На все остальные ядра приходится порядка 1% [36]. На приведенном графике энергия в левой части ограничена областью, где для заряженных КЛ играет заметную роль солнечная модуляция ($E \sim 1$ ГэВ) [35], в правой части спектр обрывается из-за эффекта Грейзена-Зацепина-Кузьмина (ГЗК) [27; 28] – рассеяния протонов ультравысоких энергий ($E > 10^{19}$ эВ) на фотонах реликтового излучения. В области энергий от ≈ 10 ТэВ до ≈ 1 ПэВ спектральный индекс $\gamma \sim 2.7$, после чего при нескольких ПэВ наблюдается излом с изменением индекса до $\gamma \sim 3$ («колено»). После ≈ 100 ПэВ спектр претерпевает очередной излом с $\gamma \sim 3$ до ~ 3.3 («второе колено»), и на отметке порядка нескольких ЭэВ спектральный индекс падает до ~ 2.5 («лодыжка»).

Приведенные особенности спектра могут быть связаны со вкладом в уско-

рение различными источниками, составом, а также распространением КЛ. Считается, что излом в области «колена» может быть образован тем, что в этой области энергий достигается предел ускорения КЛ популяцией источников в Галактике, либо убеганием из Галактики протонов и ядер легких элементов. Далее, по мере роста энергии для тяжелых ядер растет ларморовский радиус и они также покидают Галактику, вследствие чего наблюдается провал в спектре («лодыжка»), где поток компенсируется доминированием внегалактической компоненты (рис. 1.7).

Заряженные КЛ подвержены влиянию магнитных полей на пути своего следования. На их распространение влияют межгалактические поля, магнитное поле Галактики, а также локальные магнитные неоднородности внутри Галактики, на которых частицы способны многократно отражаться, из-за чего принято говорить о диффузии КЛ. Способность заряженной частицы «сопротивляться» отклонению в магнитном поле называется магнитной жесткостью и определяется как:

$$\mathcal{R} \equiv \frac{pc}{Ze}, \quad (1.14)$$

где p – импульс частицы, c – скорость света в вакууме, Z – зарядовое число, e – заряд электрона, сама же величина $\mathcal{R}$ измеряется в вольтах.

Жесткость частицы связана с энергией и зарядовым числом, что в значительной мере определяет поведение частиц при диффузии, состав КЛ и анизотропию. Ларморовский радиус ультрарелятивистских частиц с зарядом Z и энергией E в магнитном поле B можно выразить как [37; 38]:

$$r_L = 1.08 \text{ пк} \frac{E/\text{ПэВ}}{Z \cdot B/\text{мкГс}}, \quad (1.15)$$

Важную роль в ускорении КЛ играет протяженность области ускорения L в источнике. Как только ларморовский радиус $r_L \gtrsim L$, то частица покидает область. При средней величине галактического магнитного поля в несколько микрогаусс [39] характерный ларморовский радиус протонов с энергиями ~ 1 ПэВ составляет десятые доли парсека, однако при энергиях $\sim$ ЭэВ радиус увеличивается до сотен парсек, превышая оптическую толщину диска Галактики [40], из-за чего протоны (и ядра легких элементов) перестают удерживаться магнитным полем Галактики и покидают её. Максимальная энергия захвата

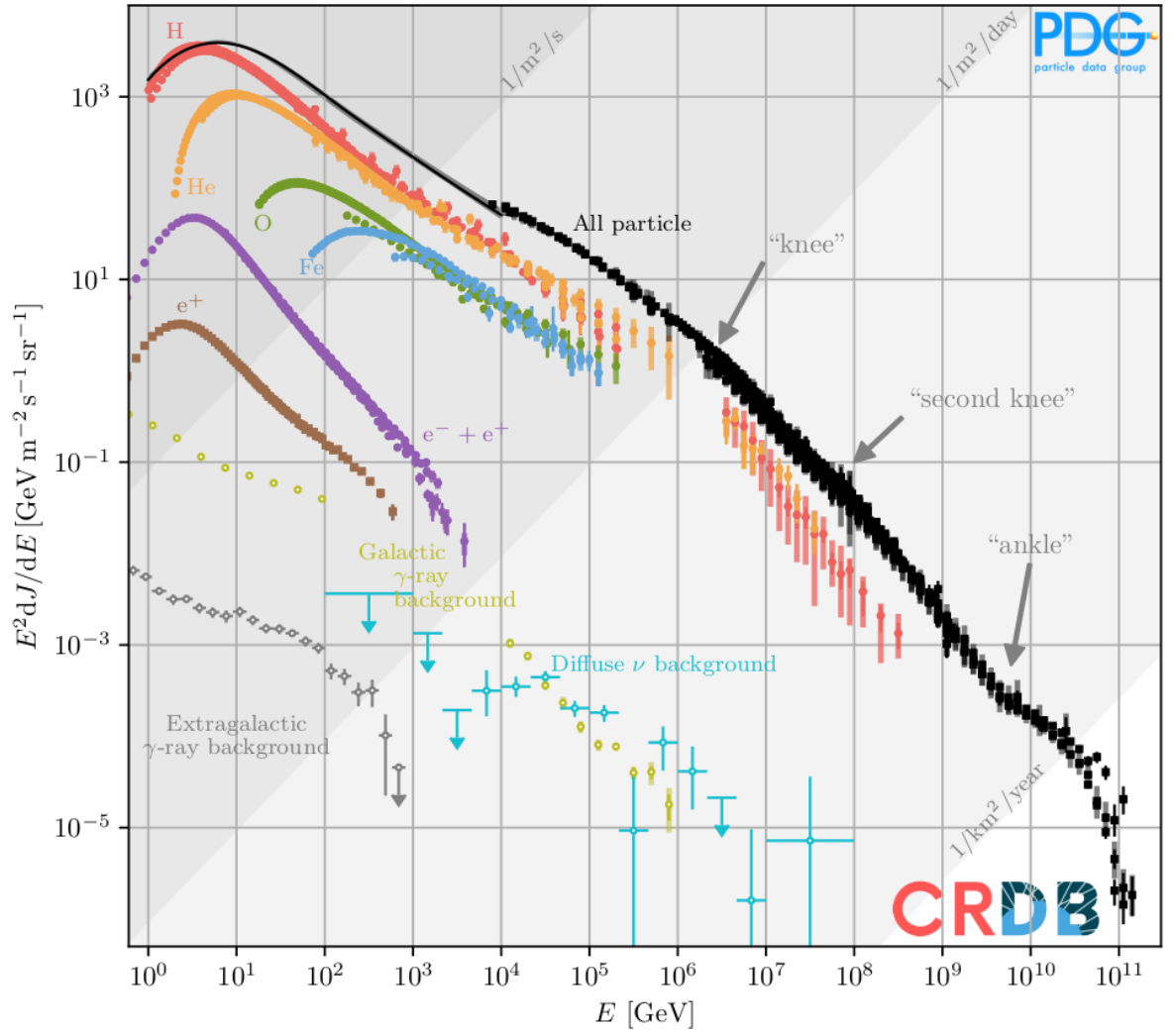


Рис. 1.4: Измеренный суммарный (черным) спектр космических лучей. На оси ординат отложен диффузный поток, нормированный на квадрат энергии. Показаны спектры ядер, e^- и e^+ , γ -излучения, а также диффузный спектр ν . График взят из [35].

(обрезания) частицы магнитным полем Галактики E_Z^c зависит от зарядового числа Z и может быть оценена через энергию обрезания протонов $E_Z^c = Z \cdot E_p^c$.

Вопрос о преобладающем механизме ускорения заряженных частиц до энергий в сотни ЭэВ на сегодняшний день является открытым. Наиболее распространенными механизмами являются ускорение на фронте ударной волны и стохастическое ускорение на неоднородностях магнитного поля в плазме [43] (рис. 1.6).

Существует теоретический верхний предел ускорения КЛ в источниках – критерий Хилласа [37], вытекающий из 1.15, который определяется линейным размером области ускорения L в окрестности источника, напряженностью магнитного поля B в области ускорения, зарядовым числом Z и скоростью

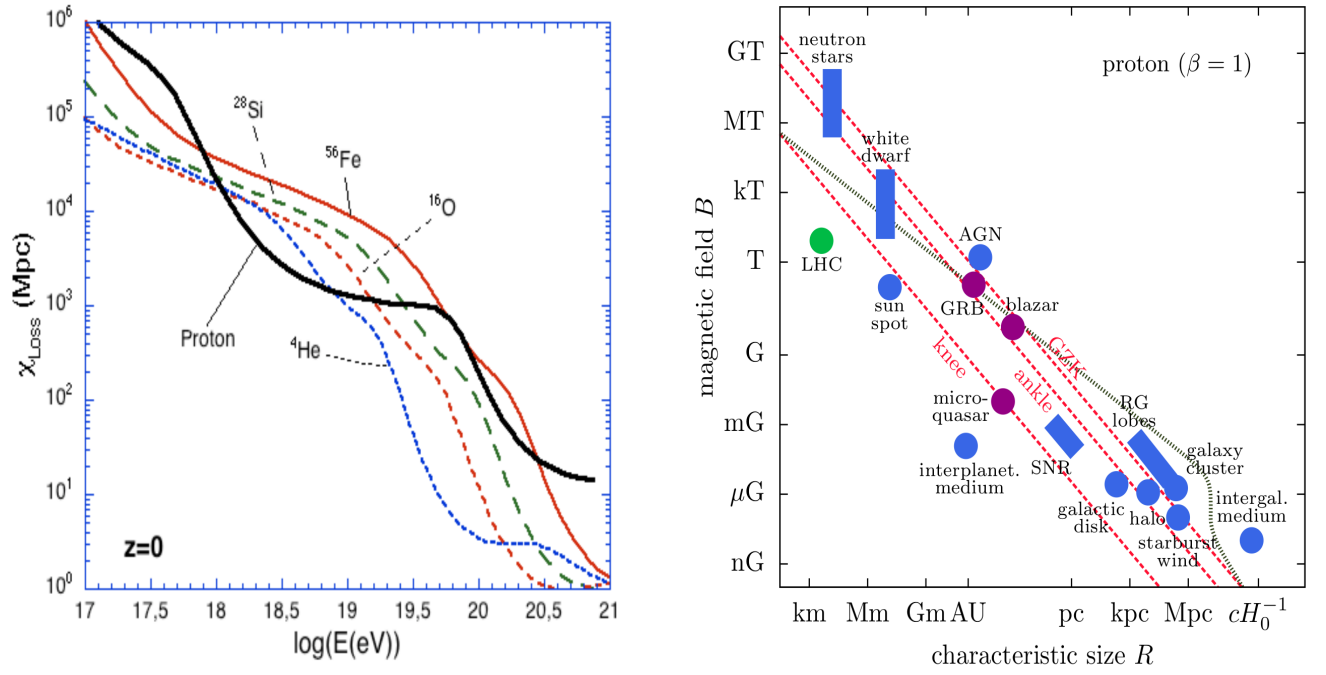


Рис. 1.5: Слева: Расчетная длина поглощения для протонов, а также ядер ^4He , ^{28}Si , ^{56}Fe , ^{16}O на красном смещении $z = 0$. Область прихода протонов с энергиями $E \sim 10^{20}$ эВ ограничена радиусом ~ 200 Мпк. График взят из [41]. Справа: Диаграмма Хилласа [37] для протонов, иллюстрирующая выражение 1.16. На диаграмме показаны различные классы астрофизических объектов в зависимости от характерных линейных размеров и величины магнитного поля в окрестности источников. Зеленой точкой для сравнения показано положение Большого адронного коллайдера (ЛHC). Красными пунктирами последовательно показаны нижние энергетические пределы в областях «колена», «лодыжки» и ГЗК [27; 28]. Черным пунктиром показан верхний предел на ускорение протонов с учетом потерь на синхротронное излучение в источниках при сверхвысоких энергиях и взаимодействием с фоновыми фотонами. График взят из [42].

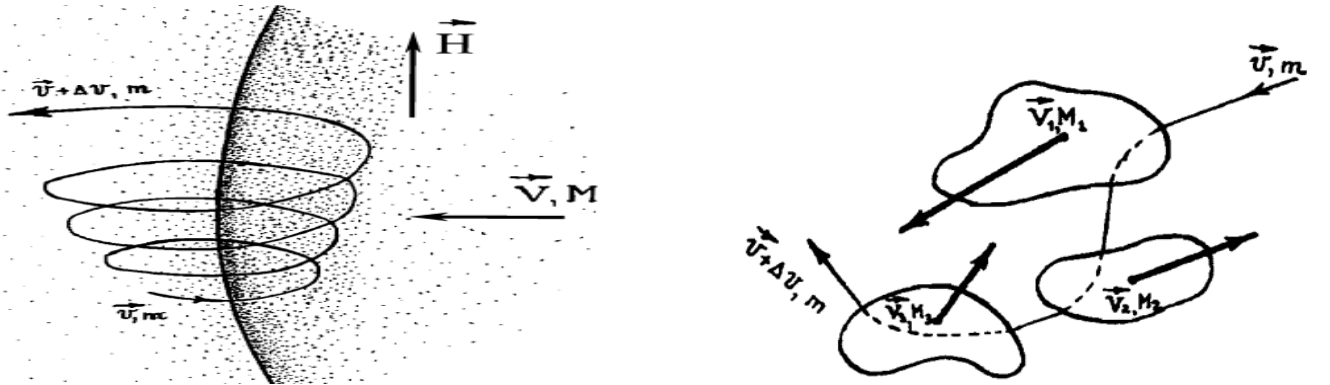


Рис. 1.6: Иллюстрация механизмов ускорения Ферми. Слева: ускорение на фронте ударной волны (1-го порядка). Справа: ускорения на магнитных неоднородностях (2-го порядка). Взято из [43].

распространения фронта ударной волны β_s :

$$E_{\max} \simeq 10^{18} \text{ эВ } Z \beta_s \left(\frac{L}{\text{кпк}} \right) \left(\frac{B}{\text{мкГс}} \right), \quad (1.16)$$

Максимальная энергия, доступная в потенциальных источниках КЛ, ограничена физическими параметрами самого ускорителя. На рис. 1.5 (справа) показаны различные классы объектов и доступный порог по энергии. В компактных объектах большие энергии возможны благодаря экстремально высоким магнитным полям ($\sim$ МТл для пульсаров), в то время как в пространственно-протяженных объектах играет важную роль размер области ускорения.

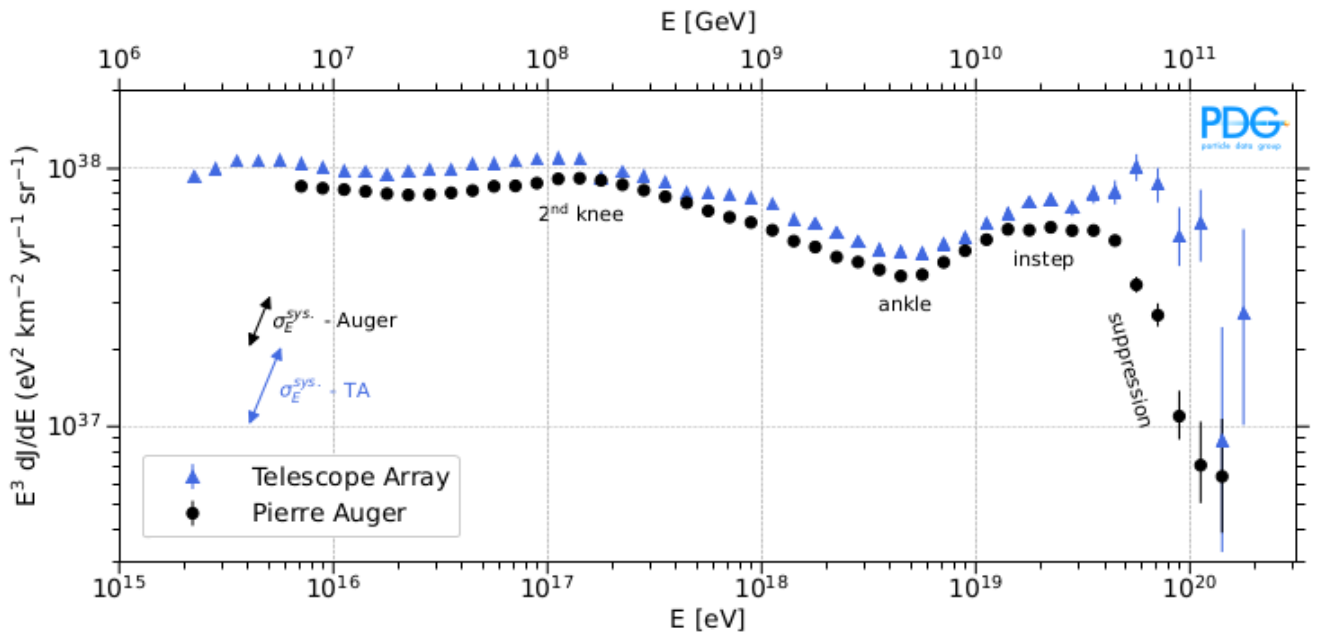


Рис. 1.7: Суммарный спектр КЛ в области «второго колена» и дальше по данным Telescope Array (ТА) и обсерватории Pierre Auger. До «второго колена» спектр сформирован за счет ядер тяжелых элементов, после чего следует падение вследствие ухода тяжелой компоненты КЛ из Галактики. Дальнейший подъем от «лодыжки» связан с преобладанием внегалактической компоненты КЛ. Обрезание спектра при наибольших энергиях может объясняться потерей энергии КЛ вследствие ГЗК [27; 28], а также физическим потолком ускорения в самих источниках [37]. График взят из [35]

На протяжении пути в каждом акте взаимодействия лидирующая частица теряет часть энергии, пока полностью не поглотится или её энергия не опустится до тех значений, при которых локальные магнитные поля окончательно запутывают её траекторию. Энергетические потери ограничивают область видимости Вселенной, откуда мы способны наблюдать КЛ. Для протонов с энергиями $E_p \sim 10^{20}$ эВ горизонт наблюдения составляет ~ 100 Мпк (рис. 1.5, слева).

Ещё одной важной характеристикой КЛ является анизотропия – вариация интенсивности КЛ в направлении прихода. Измерения амплитуды и фазы дипольной анизотропии приведены на рис. 1.8. На энергиях порядка сотен ТэВ наблюдаются вариации в амплитуде и фазе диполя в направлении на центр Галактики. При энергиях выше 8 ЭэВ наблюдается значительная анизотропия в направлении от центра Галактики, что указывает на вклад в поток внегалактической компоненты [35].

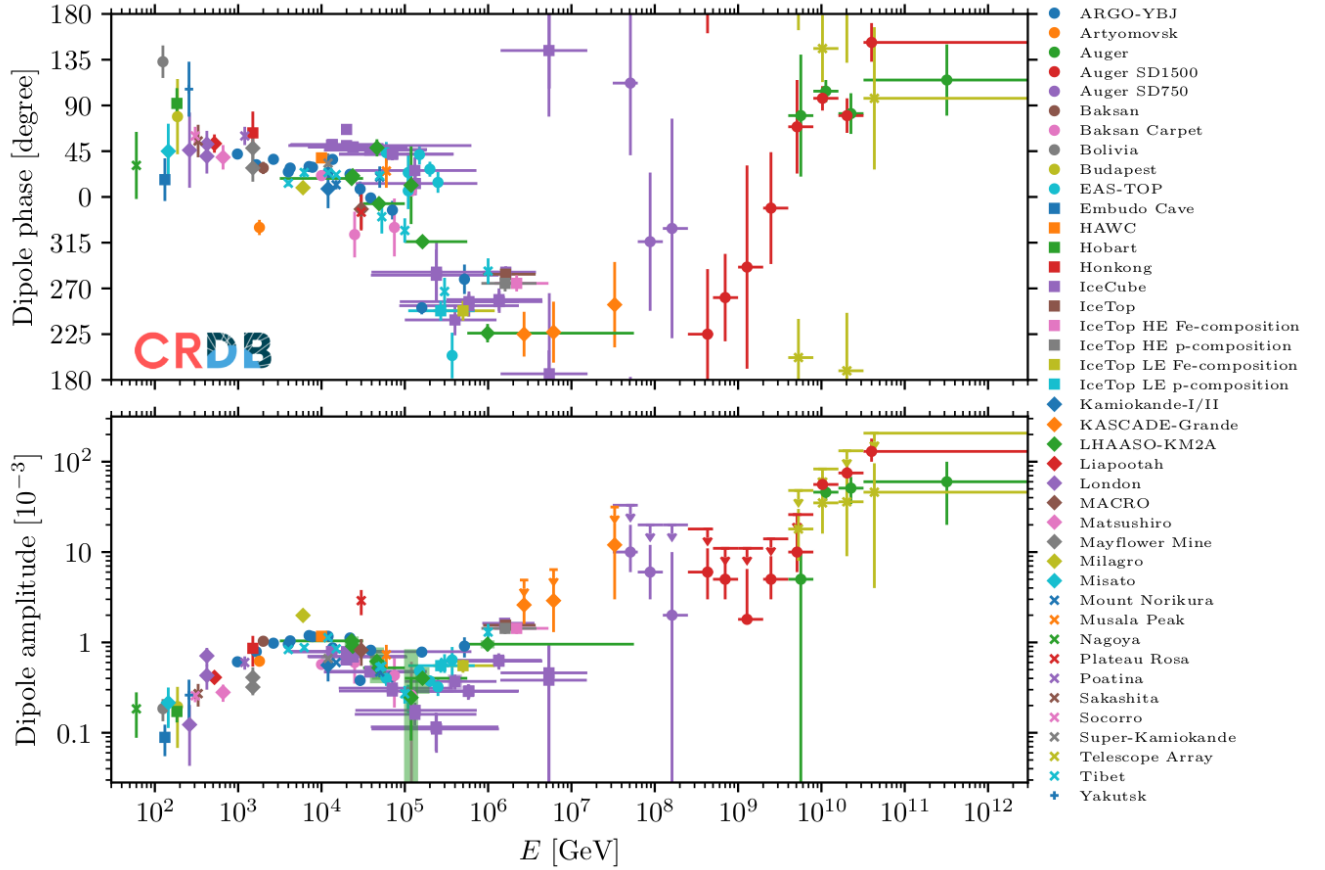


Рис. 1.8: Измерения фазы (вверху) и амплитуды (внизу) дипольной анизотропии КЛ. Взято из [35].

В противоположность заряженным КЛ гамма-лучи не отклоняются магнитными полями, что позволяет локализовать источники, однако гамма-кванты высоких энергий поглощаются при взаимодействии с фоновыми низкоэнергичными фотонами среды γ_{bg} . Доминирующим процессом является рождение пар [44]:

$$\gamma + \gamma_{bg} \rightarrow e^- + e^+ \quad (1.17)$$

В качестве фона здесь выступает внегалактический фоновый свет (EBL), фоновое микроволновое излучение (CMB), а также радиоизлучение (RB) [44].

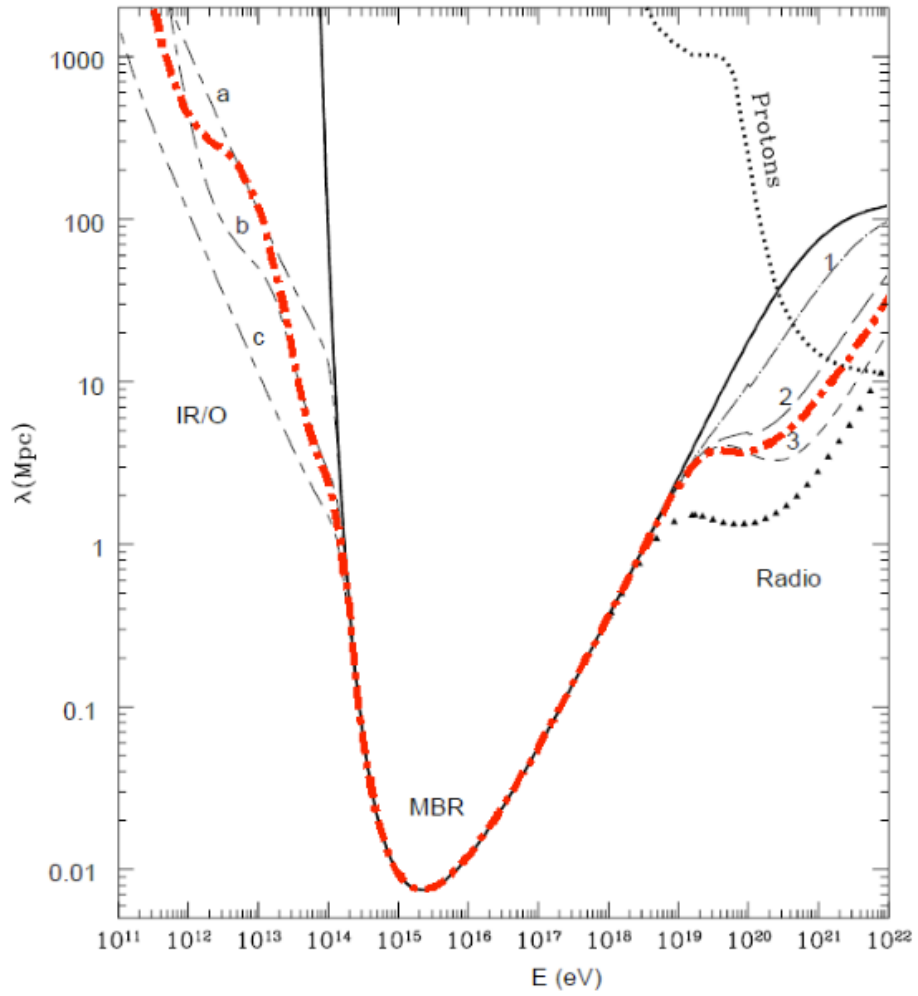


Рис. 1.9: Средняя длина пробега фотонов для процесса $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$. Кривые a, b, c отражают пробег для разных моделей EBL, сплошная черная кривая соответствует процессу поглощения на СМВ, кривые 1, 2, 3 – разные модели радиофона. Красная кривая – средняя длина пробега с учетом всех фоновых компонент. Взято из [44].

Так, например, в области ПэВ-ных энергий Вселенная становится непрозрачной для гамма-квантов ввиду поглощения, после чего средняя длина пробега растет (рис. 1.9). В ПэВ-ной области эффективным источником информации способны стать нейтрино ввиду электронейтральности и относительно малого сечения взаимодействия, благодаря чему их направление прихода указывает непосредственно на источник. Предполагается также, что наблюдения в нейтринном канале способны расширить область Вселенной, доступной для изучения.

1.3. Потенциальные источники нейтрино высоких энергий

Нейтрино высоких энергий ($E \gtrsim 1$ ТэВ) в космосе могут образовываться при взаимодействии КЛ с веществом или излучением (фотонами) в цепочках распадов мезонов (см. 1.8 - 1.10). Это происходит при столкновении ускоренных КЛ с ядрами атомов межзвездной (межгалактической) среды или в окрестностях источника КЛ, а также в фотоядерных реакциях с фотонами реликтового излучения или другими фотонами, которые могут присутствовать вблизи источника. Характерные моды процессов показаны в разделе 1.1.

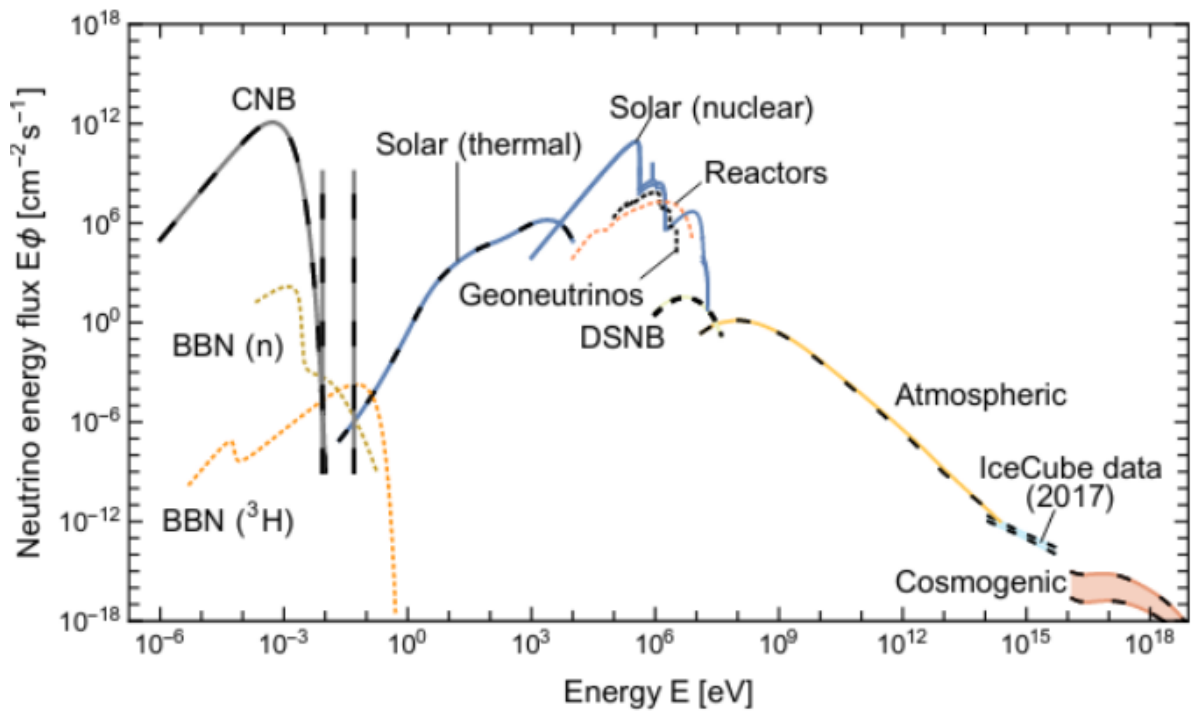


Рис. 1.10: Спектр нейтрино от различных источников, просуммированный по типам нейтрино. Сплошные линии соответствуют ν , пунктирные — $\bar{\nu}$, наложение линий — источникам как ν , так и $\bar{\nu}$. График взят из [45].

Выделяется множество источников нейтрино, как природных, так и антропогенных (реакторные нейтрино). На рис. 1.10 приведен интегральный спектр нейтрино от различных физических процессов, просуммированный по всем типам нейтрино. На нем представлены не все возможные источники, но он охватывает практически весь диапазон возможных энергий нейтрино: начиная от реликтовых нейтрино (не обнаруженных пока экспериментально), и заканчивая самыми высокими энергиями — космогенными нейтрино (см., например, 1.7 и 1.6).

Источники космических нейтрино можно разделить на два больших класса в зависимости от области расположения: галактические и внегалактические. По пространственным характеристикам можно выделить квази-точечные (чей угловой размер не превышает угловое разрешение телескопа) и протяженные.

Ближайшие источники-кандидаты находятся в **пределах Галактики**. Среди них можно выделить следующие классы объектов:

Остатки сверхновых (SNR): в процессе звездной эволюции массивные звезды ($M > 1.4$ солнечной массы) коллапсируют в нейтронные звезды или черные дыры [46]. В результате взрыва Сверхновой внешние оболочки звезды обычно выбрасываются в космическое пространство [46]. Расширяясь с высокой скоростью в околозвездной и межзвездной среде, эти оболочки создают ударные волны, фронты которых могут служить подходящим местом для ускорения КЛ [46]. Пожалуй, самым известным остатком сверхновой является Крабовидная туманность, которая также включает туманность пульсарного ветра, возникшую как следствие того же коллапса сверхновой [46].

Туманности пульсарного ветра (PWN или плерионы): быстро вращающиеся нейтронные звезды рожают импульсы в радиодиапазоне с периодом порядка нескольких секунд [46]. Быстро вращающееся магнитное поле порождает релятивистский ветер. Движение этого пульсарного ветра, состоящего главным образом из электронов и позитронов, и его взаимодействие с окружающей средой может формировать условия, подходящие для ускорения заряженных частиц, в т.ч. протонов [47].

Двойные системы и микроквазары. Двойная система (в астрофизике) – это гравитационно-связанная система из двух объектов звездной массы. Особый интерес представляют системы, где одним из объектов является компактный объект – нейтронная звезда или черная дыра [48]. В некоторых двойных системах одна из звезд может коллапсировать в нейтронную звезду или черную дыру [48]. В таких системах может наблюдаться феномен аккреции — процесса падения вещества «нормальной» звезды на компактный объект под действием его гравитационного поля. Микроквазары могут быть источниками ПэВ-ного гамма-излучения, однако вопрос о механизмах ускорения КЛ в этих объектах пока не разрешен [49]. Среди возможных сценариев ускорения КЛ предлагаются ускорение на фронте ударной волны в джетах микроквазаров, а также при перезамыкании магнитных силовых линий в окрестности черной

дыры [49].

Массивные звездные скопления и звездные сверхоболочки. Звездные сверхоболочки – протяженные области, заполненные разреженным горячим газом. Образуются в результате совместного влияния звездного ветра молодых массивных звезд или ассоциаций звезд, а также вспышками сверхновых [50]. Наблюдения обсерваторий HAWC [51] и LHAASO [52] в области Лебедя подтверждают гипотезу о том, что звездные сверхоболочки могут быть областями, где реализуется адронный механизм рождения нейтрино при ускорении КЛ [51].

Также к галактическим источникам следует отнести плоскость Галактики, от которой было обнаружено диффузное нейтринное излучение экспериментом IceCube в 2023 г. на уровне 4.5σ [53]. При этом интересно отметить, что оценка вклада плоскости Галактики в диффузный поток составляет в среднем около 10% [53].

Внегалактические источники.

Известно несколько классов астрофизических объектов вне нашей Галактики, способных ускорять КЛ до сверхвысоких энергий. Большинство из них считаются также потенциальными источниками нейтрино высоких энергий, в частности, активные ядра галактик (АЯГ) [54], галактики с активным звездообразованием [45; 54], скопления галактик [54], гамма-всплески (короткие и длительные) [45; 54], события приливного разрушения [54]. Часть подобных объектов/событий представлена на рис. 1.11.

Считается, что АЯГ являются сверхмассивными чёрными дырами, которые формируют аккреционный диск и могут формировать релятивистские джеты, выбрасываемые из ядра в противоположных направлениях [46]. Ядро галактик нередко бывает скрыто от наблюдателя плотным веществом, что затрудняет наблюдение этих объектов в определённых диапазонах ЭМ-излучения. К АЯГ относятся такие объекты, как блазары, квазары, лацертиды (рис. 1.12). Блазары представляют собой подкласс АЯГ, у которых один из джетов направлен на наблюдателя [46]. Квазары с плоским радиоспектром (FSRQ) и лацертиды (BL Lacertae, или BL Lac) являются двумя подклассами блазаров, которые различают по форме их электромагнитных спектров. Излучение блазаров демонстрирует вариации во времени. Среди прочих объектов АЯГ выделяются радиогалактики, сейфертовские галактики 1-го и 2-го типов [46].

Отдельным классом источников являются галактики с активным звездо-

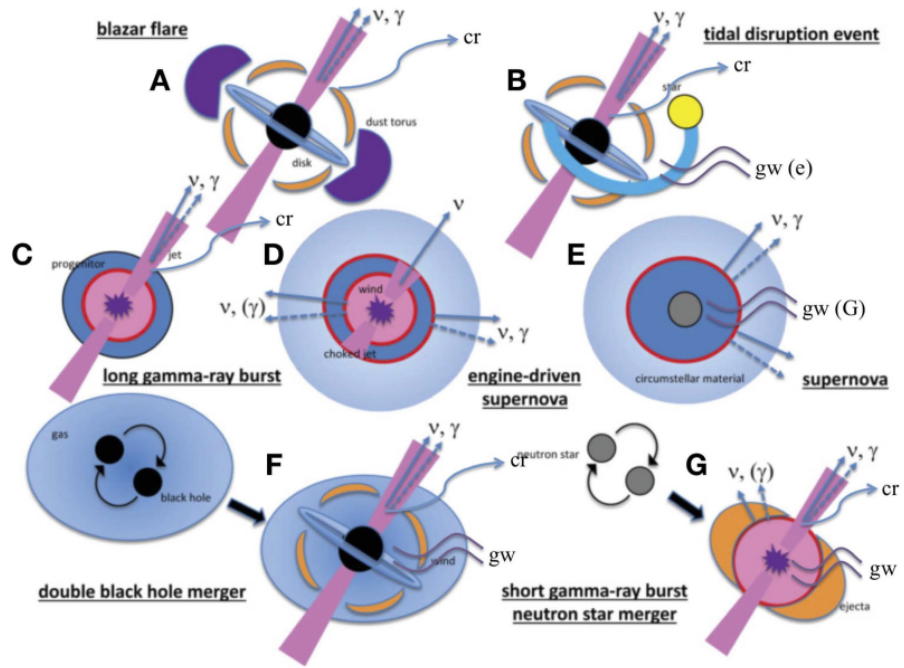


Рис. 1.11: Возможные внегалактические источники нейтрино (а также гравитационных волн): образование нейтрино в джетах блазаров (а), в процессах приливного разрушения звезды (TDE, b), длительные гамма-всплески (с), сверхновые (d,e), слияние черных дыр (f) и нейтронных звезд (g). Иллюстрация взята из [55].

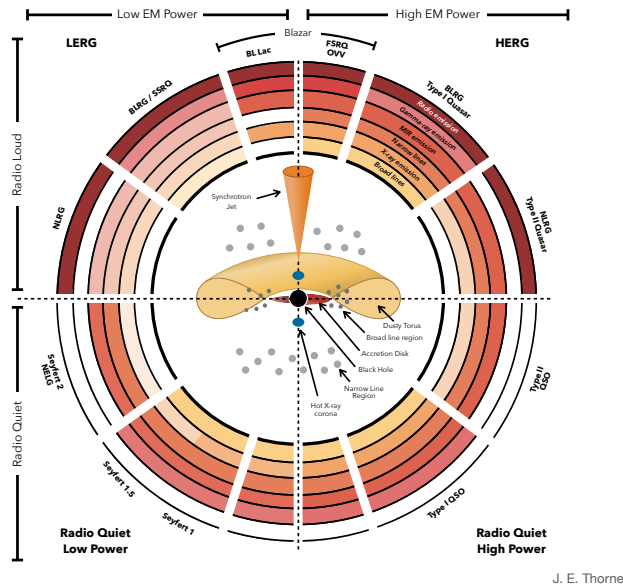


Рис. 1.12: Обобщающая схема для АЯГ, показывающая различные типы галактик с активным ядром в зависимости от угла наблюдения, а также мощности электромагнитного излучения. Концентрические кольца соответствуют различным типам излучения, при этом более тёмные кольца указывают на более высокую активность в этих диапазонах. Иллюстрация взята из [56].

образованием. Их характерной особенностью является скорость звездообразования, которая в 5–100 раз выше, чем в Млечном Пути [57], из-за чего высока частота сверхновых, что, вероятно, приводит к большей плотности потоков КЛ. Рождение высокоэнергичных нейтрино возможно в pp -взаимодействиях ускоренных КЛ с газом внутри таких галактик [45; 54]. Также к потенциальным источникам могут относиться и скопления галактик, где ускорение КЛ до высоких энергий может быть реализовано за счет коллективного вклада от АЯГ, входящих в скопления [54].

Гамма-всплески являются транзистентными событиями (т.е. спорадическими). Это яркие (в электромагнитном спектре) объекты, обладающие высокой светимостью (от $\sim 10^{48}$ эрг/с до $\sim 10^{52}$ эрг/с), что указывает на колоссальное энерговыделение за короткий промежуток времени ~ 2 с – ~ 1000 с [45]. Гамма-всплески с большой длительностью могут быть связаны с коллапсом массивных звезд [45]. Предполагается, что рождение нейтрино в таких событиях идет в $p\gamma$ -взаимодействиях, где доминируют процессы пионов, каонов и других короткоживущих частиц. Короткие гамма-всплески, в основном, связаны с процессами слияния нейтронных звезд или черных дыр в компактных системах. Сам процесс слияния подобных объектов также является источником гравитационных волн. Нейтрино в таких процессах могут рождаться в релятивистских джетах [54].

Ещё одним явлением, которое потенциально может быть источником нейтрино высоких энергий, является событие приливного разрушения звезды (рис. 1.11, b). Это явление разрушения звезды сверхмассивной черной дырой, при котором значительная часть массы звезды аккрецирует на черную дыру. Тепловое излучение от аккреционных дисков наблюдается в оптическом и рентгеновском диапазонах. Считается, что некоторые события приливного разрыва могут сопровождаться выбросом джетов, где может происходить ускорение КЛ с последующим рождением нейтрино во взаимодействиях с окружающим черную дыру веществом [54].

1.4. Известные источники нейтрино высоких энергий

Идеи Маркова об использовании естественных сред для строительства крупномасштабных установок [58] стали воплощаться в жизнь в 80-х годах, когда начались работы по созданию НТ-200 на Байкале [20], и несколько позднее

– в начале 90-х – детектора AMANDA на Южном полюсе [59]. С тех пор успешно сменилось поколение нейтринных телескопов, достигнув объема порядка 1 км^3 . На протяжении почти 40 лет ведется активная работа по поиску сигналов от астрофизических источников нейтрино. Чувствительность современных нейтринных телескопов, таких как IceCube и Baikal-GVD, позволяет проводить количественные исследования диффузного потока нейтрино, так и наблюдать отдельные точечные источники.

1.4.1 Диффузный астрофизический поток. Нейтрино от нашей Галактики

Первым сигналом от астрофизических нейтрино стало открытие диффузного астрофизического потока экспериментом IceCube в 2013 году [60]. Накопление данных позволило провести измерения с растущей точностью. В 2023 экспериментом Baikal-GVD было подтверждено существование диффузного астрофизического потока на уровне 3.05σ [12], а затем и на отметке 5.1σ в 2025 [61]. Подробнее о характеристиках диффузного потока изложено в разделе 3.4.

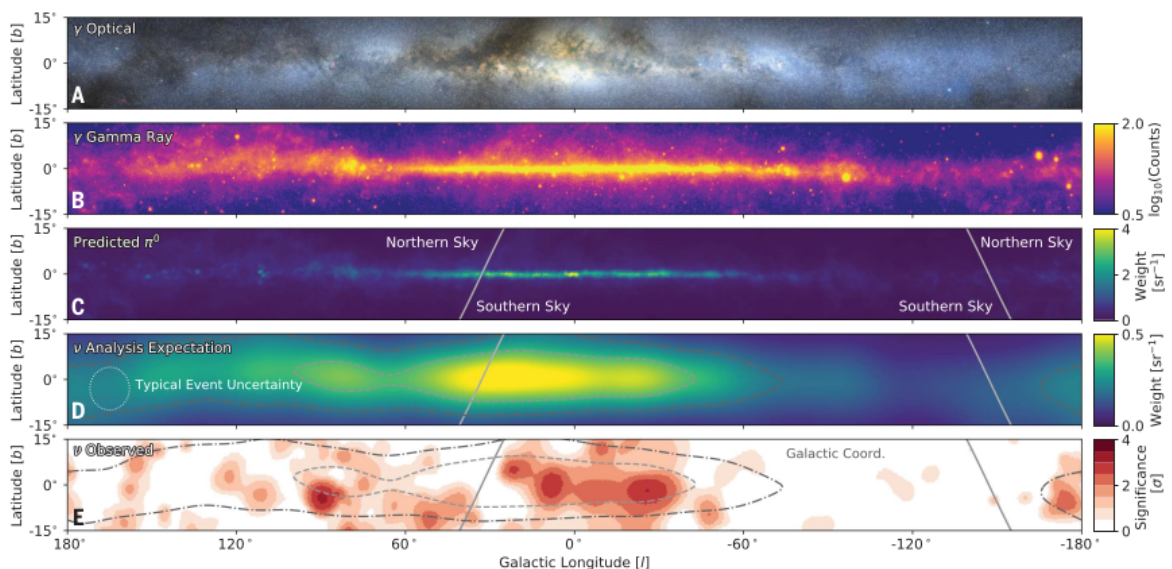


Рис. 1.13: Изображения Галактики в видимом диапазоне (A), в гамма-лучах (B) по данным *Fermi*-LAT за 12 лет наблюдений. Далее показано ожидаемое распределение γ из распадов π^0 , коррелирующее с наблюдениями (C), ожидаемое распределение потока нейтрино (D) и полученное распределение значимости (предв.), коррелирующее с ожидаемым потоком (D) по данным IceCube. Взято из [53].

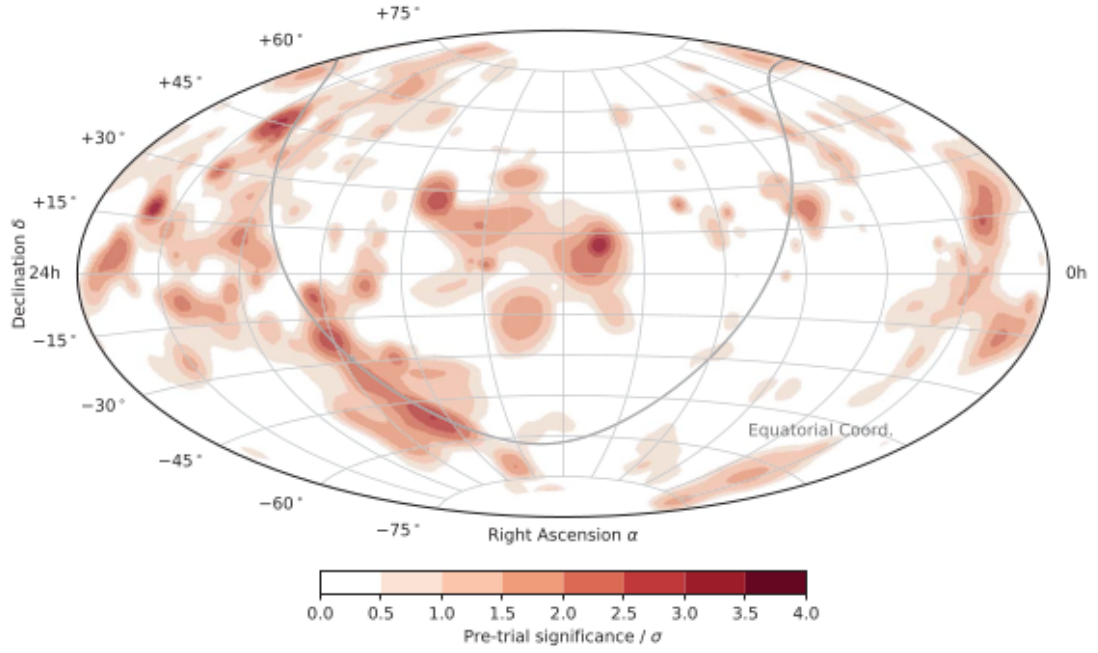


Рис. 1.14: Распределение наилучшей предварительной значимости по всему небу в экваториальных координатах по данным IceCube. Сплошной линией показана плоскость Галактики. Взято из [53].

В 2023 году экспериментом IceCube выделен сигнал от плоскости Галактики на уровне 4.5σ . На рис. 1.13 показано комплексное изображение Галактики в оптическом диапазоне (А) и в гамма-лучах (В), ожидаемые распределение потоков гамма-излучения (С) и нейтрино (D), а также полученное распределение предварительной значимости по результатам измерений IceCube. Видно хорошее согласие с ожидаемым распределением потоков нейтрино. На рис. 1.14 показано распределение наилучшей оценки предварительной значимости на основе измерений IceCube по всему небу. Несмотря на большую протяженность Галактической плоскости как источника, оцененный вклад Галактики в диффузный поток нейтрино со всего неба варьируется от ~ 6 до 13% при энергии 30 ТэВ в зависимости от используемой модели [53]. Коллаборация IceCube развила предыдущий анализ, включив в него наблюдения различных типов событий: каскадные, высокоэнергичные треки (чья длина превышает линейные размеры установки), а также трековые события, сопровождающиеся адронным ливнем. Результаты анализа пока представлены в препринте 2026-го года, где сообщается о наблюдении потока нейтрино всех ароматов на уровне 5.7σ [62].

1.4.2 TXS 0506+056

Первым квази-точечным объектом, ассоциированным с нейтрино высоких энергий, стал блазар TXS 0506+056. В июле 2018 года вышли 2 статьи коллаборации IceCube, посвященные данному объекту [3; 63].

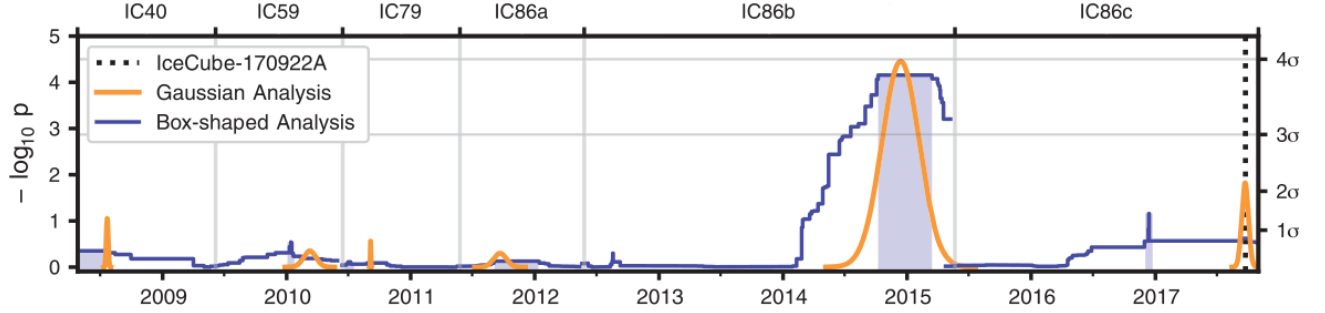


Рис. 1.15: Изменение p -value сигнала в направлении на блазар TXS 0506+056 со временем наблюдений. Видно превышение сигнала в окне наблюдений в 2014 – 2015 гг., предшествующее автоматическому оповещению о событии в 2017, а также сам момент оповещения. Взято из [63].

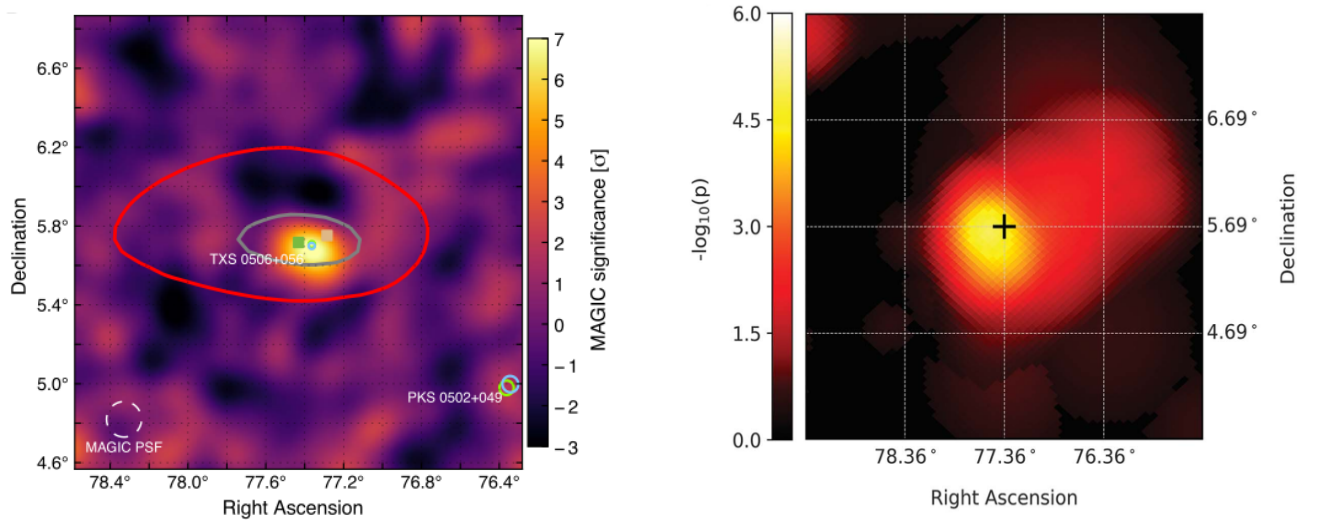


Рис. 1.16: Слева: График распределения статистической значимости сигнала гамма-квантов свыше 90 ГэВ по данным MAGIC в направлении на TXS 0506+056 в экваториальных координатах. Круглым маркером в центре показано положение TXS 0506+056 по данным *Fermi*-LAT в гамма диапазоне. Квадратами показано положение события IceCube-170922A: наилучшая оценка (зеленым) и направление в автоматическом оповещении (бежевым). Контуры отражают области 50% и 90% д.у. График взят из [3]. Справа: Распределение p -value в координатах (RA; Dec) по данным IceCube в окрестности источника TXS 0506+056 в окне наблюдения с экспозицией 110 дней по данным 2014-2015 гг. Крестиком показано положение источника. График взят из [63].

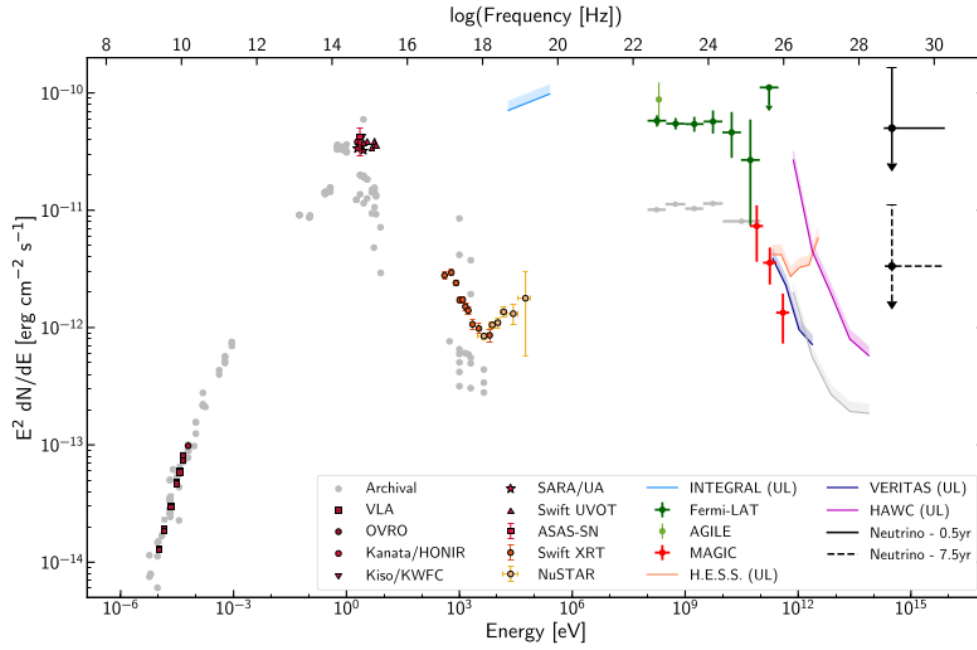


Рис. 1.17: Спектральные измерения блазара TXS 0506+056 в различных каналах – гамма и нейтрино – выполненные в различные периоды. Измерения отражают переменный характер активности источника. Взято из [63].

Первая статья IceCube в 2017 г. [63] посвящена результату анализа данных с экспозицией 9.5 лет в направлении на блазар TXS 0506+056. Обнаружено превышение сигнала в направлении на источник в период с сентября 2014 по март 2015 года на уровне 3.5σ в дополнение к событию в 2017 году [63]. На рис. 1.15 показан временной профиль p-value (вероятности интерпретации случайного события в качестве сигнала), на котором видно превышение с сентября 2014 по март 2015 [63]. На рис. 1.16 (справа) приведено распределение p-value в окрестности блазара в 2014-2015 гг. Во второй работе [3] был представлен анализ трекового события IceCube, зарегистрированного в 2017 году в направлении на TXS 0506+056. Энергия нейтрино была оценена в 290 ТэВ [3]. Данный анализ был сделан совместно с данными наблюдений от гамма-обсерваторий в контексте многоканальных измерений [3]. Совместный анализ связал трековое событие с источником на уровне значимости 3σ [3]. На рис. 1.16 (слева) показано совмещение положения зарегистрированного события IceCube-170922A с контурами доверительных интервалов измерений обсерватории MAGIC в гамма-лучах (с энергией от 90 ГэВ) [3], зеленым квадратом обозначена наилучшая оценка направления на событие, а бежевым – направление на это же событие, полученное в автоматическом оповещении. Спектральные измерения блазара TXS 0506+056 в многоканальном режиме в различные периоды его активности

показаны на рис. 1.17.

Также экспериментом Baikal-GVD зарегистрирован высокоэнергичный каскад в направлении на TXS 0506+056, скоррелированный по времени с гамма-вспышкой (см. раздел 2.5) [15].

1.4.3 NGC 1068

Другим объектом, связанным с нейтринным сигналом, является галактика с активным ядром NGC 1068 [4]. В ноябре 2022 года IceCube опубликовал результат анализа 110 известных гамма-источников на выборке данных, собранных с 2011 по 2020 г. Самым ярким объектом стала галактика с активным ядром NGC 1068 с превышением 79^{+22}_{-20} нейтринных событий в ТэВ-ной области энергий (4.2σ). Измеренный спектральный индекс источника $\hat{\gamma} = 3.2^{+0.2}_{-0.2}$, что мягче, чем спектр диффузного излучения. Авторы интерпретируют формирование спектра источника адронным механизмом ускорения КЛ с существенным поглощением гамма-излучения [4]. На рис. 1.18 показаны измерения p-value в Северном полушарии, на рис. 1.19 показаны многоканальные спектральные измерения NGC 1068. На рис. 1.20 показана область в окрестности NGC 1068 с наибольшей значимостью, измеренная IceCube (слева), а также квадрат углового расстояния между измеренным и восстановленным положениями источника.

Авторы оценивают суммарный вклад источников TXS 0506+056 и NGC 1068 в диффузный астрофизический поток нейтрино на уровне 1% [4].

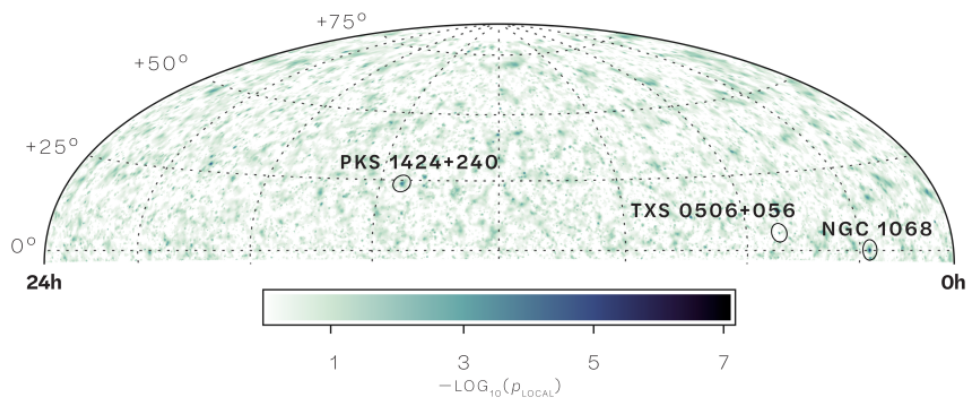


Рис. 1.18: Распределение p-value на карте северного полушария в экваториальных координатах по данным IceCube. Наблюдаются три пятна с превышением значимости: блазары TXS 0506+056 и PKS 1424+240, и галактика с активным ядром NGC 1068. Взято из [4].

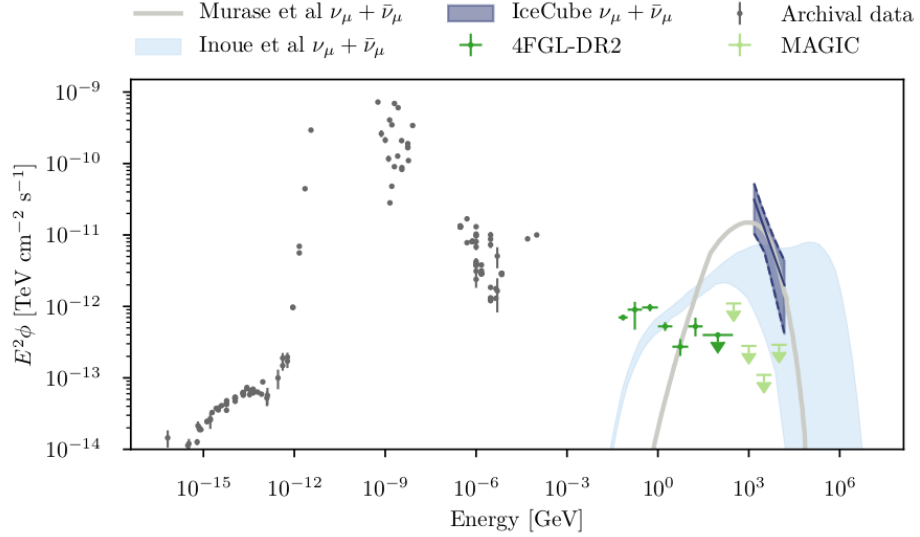


Рис. 1.19: Многоканальные спектральные измерения NGC 1068. Темно- и светло-зеленые усы ошибок показывают измерения гамма-обсерваториями *Fermi*-LAT и MAGIC соответственно. Синей линией показан спектр нейтрино, измеренный IceCube, с полосой неопределенности на 95% д.у. Голубая область и сплошная серая кривая иллюстрируют разные теоретические модели ядра AGN. Взято из [4].

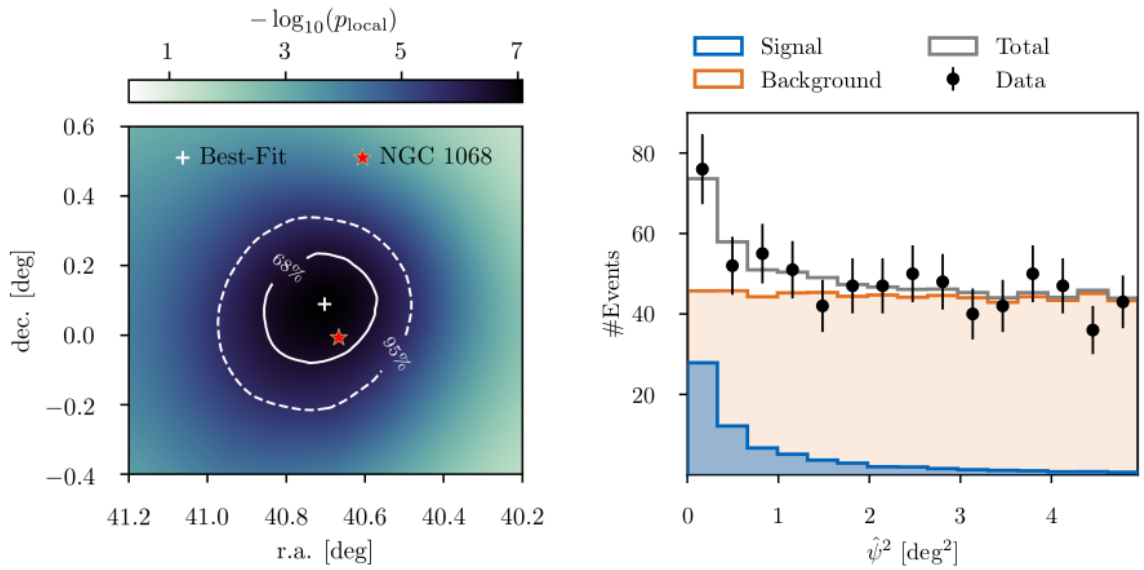


Рис. 1.20: *Слева*: Область неба в окрестности источника NGC 1068 с наибольшей статистической значимостью по данным IceCube. Крестиком показана наилучшая оценка положения источника по данным IceCube, красной звездой – «истинное» положение источника. Белыми контурами показаны 68% и 95% области неопределенности. *Справа*: показано распределение квадрата углового расстояния между истинным положением источника и реконструированным направлением прихода нейтрино. Гистограммы – оценки из МК, точки – измерения IceCube. Оба графика взяты из [4].

1.5. Принципы регистрации мюонов в естественных средах. Крупномасштабные нейтринные телескопы

1.5.1 Излучение Вавилова – Черенкова

Заряженная частица, двигаясь со скоростью $v = \beta c$, поляризует электронные оболочки атомов среды, порождая сферические электромагнитные волны. В том случае, если скорость частицы меньше фазовой скорости света в среде ($v < c/n(\lambda)$), частица остается внутри волнового фронта, и излучение не наблюдается (рис. 1.21, слева). Если же выполняется условие черенковского порога ($v > c/n(\lambda)$), происходит когерентное сложение сферических волн, формирующих конический волновой фронт ((рис. 1.21, справа)). Возникающее излучение называется излучением Вавилова-Черенкова [5–7]. При этом наблюдаемое световое поле состоит из вклада родительской частицы, а также вторичных частиц (δ -электронов, e^-e^+ пар, излучения от адронных ливней и пр.).

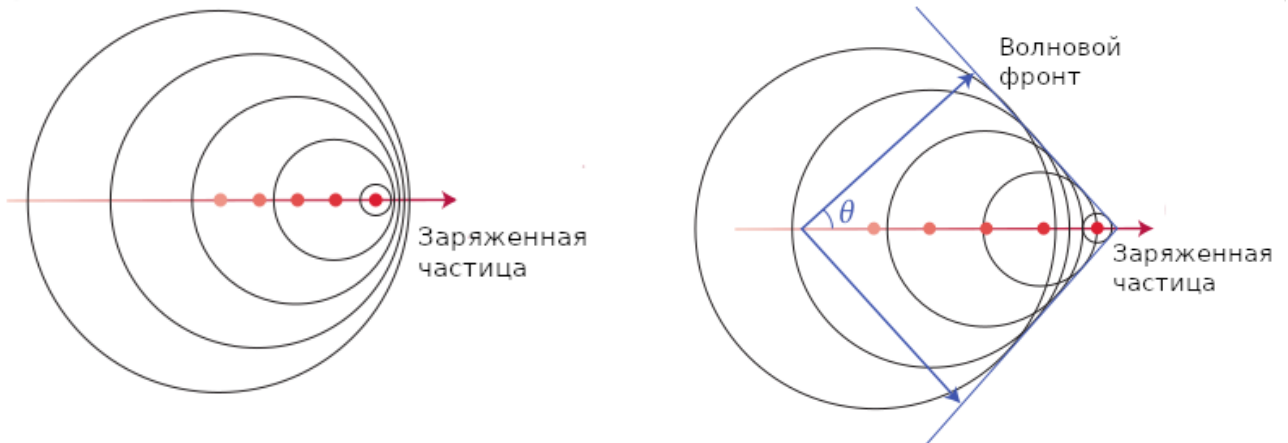


Рис. 1.21: Схематичное изображение механизма излучения Вавилова-Черенкова. *Слева*: случай, когда скорость частицы меньше скорости волнового фронта, когерентного сложения волн не происходит. *Справа*: частица опережает волновой фронт, индуцируя когерентное излучение. Взято из [64].

Ось конуса совпадает с траекторией движения частицы, а угол раствора θ_C определяется соотношением [7; 65]:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n(\lambda)} \quad (1.18)$$

Угол θ_C зависит от скорости частицы $\beta = v/c$, показателя преломления среды n и длины волны λ . Например, для ультрарелятивистских частиц ($\beta \approx 1$)

в воде $\theta_C \approx 42^\circ$ (рис. 1.22).

Спектральное распределение черенковских фотонов на единицу длины траектории частицы задается выражением [65]:

$$\frac{dn_C}{d\lambda} = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} \quad (1.19)$$

где n_C — линейная плотность фотонов черенковского излучения (для воды $n_C \approx 230 - 240$ фотонов на 1 см в интервале волн 350 – 600 нм) [65], λ — длина волны фотона, α — постоянная тонкой структуры, $n(\lambda)$ — показатель преломления среды, зависящий от длины волны, β — относительная скорость частицы. Интенсивность излучения растет с уменьшением длины волны ($\sim 1/\lambda^2$).

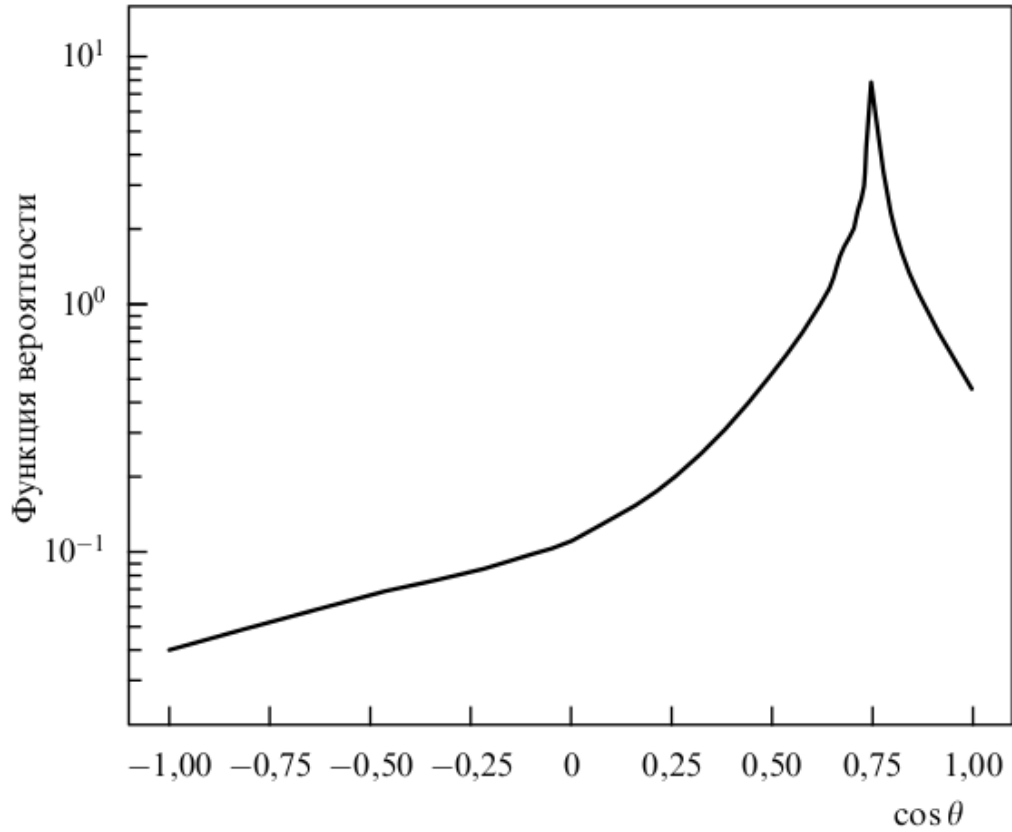


Рис. 1.22: Просуммированное по всем траекториям $e^\pm$ угловое распределение излучения Вавилова-Черенкова от высокоэнергичных электромагнитных ливней. Взято из [65].

Абсолютная скорость черенковских фотонов $v_C(\lambda)$ зависит от групповой скорости распространения света с длиной волны λ [65]:

$$v_C = \frac{c}{n_g(\lambda)}, \quad (1.20)$$

$$n_g = n_\lambda - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (1.21)$$

Групповая скорость распространения света в воде растет с ростом длины волны фотонов, из-за чего световой сигнал черенковского излучения размывается во времени [65].

Эффект Вавилова-Черенкова лежит в основе регистрации частиц нейтринными телескопами (рис. 1.23):

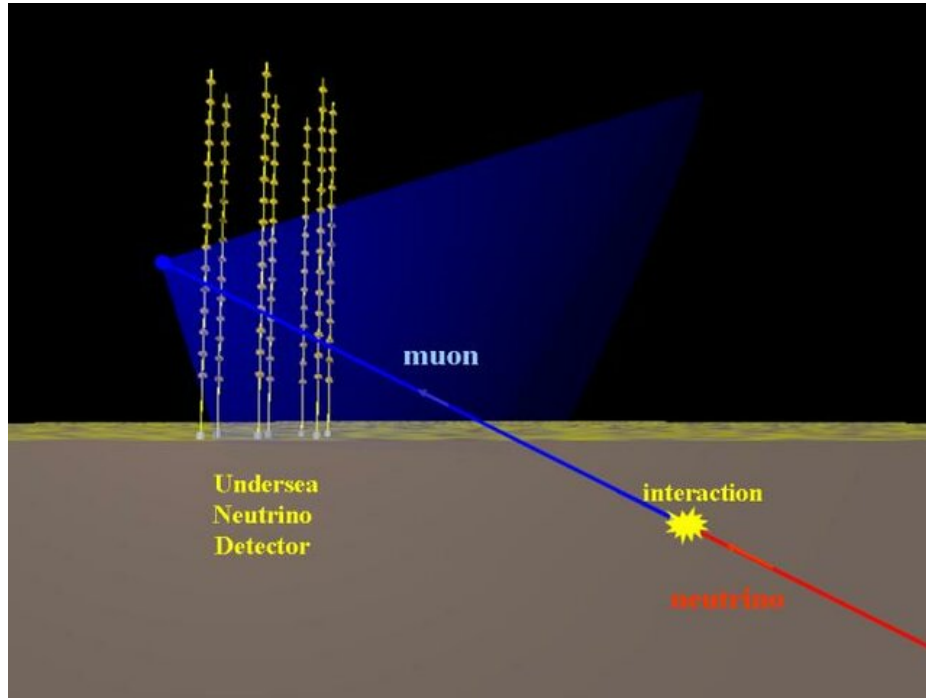


Рис. 1.23: Принцип регистрации нейтринными детекторами заряженных частиц по их черенковскому сигналу, родившихся при взаимодействии первичных нейтрино с веществом. Взято из [66].

Различают два основных типа событий внутри объема детектора: трековые и каскадные. Трековые события характеризуются рождением высокоэнергичного мюона, значительная длина пробега которого (до нескольких километров в воде) позволяет испускать черенковское свечение на протяженной области вдоль трека частицы (рис. 1.24, слева), в то время как каскад представляет собой адронный или электрон-фотонный ливень и имеет вид сферически расширяющегося волнового фронта (рис. 1.24, справа):

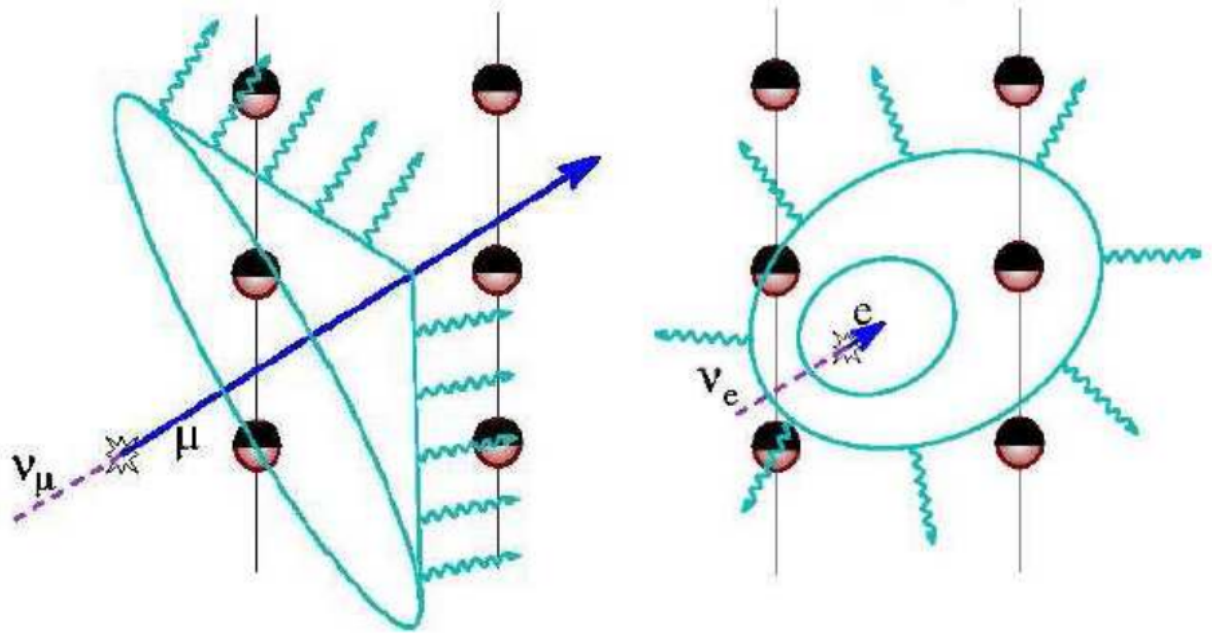


Рис. 1.24: Слева: Иллюстрация трекового события от высокоэнергичного мюона. Справа: схематичное изображение Черенковского излучения от электрон-фотонного ливня. Иллюстрация взята из [67].

1.5.2 Атмосферные мюоны и нейтрино

Первичные КЛ, сталкиваясь с ядрами атомов в верхних слоях атмосферы, рожают каскад вторичных адронов, распады которых формируют поток атмосферных мюонов и нейтрино, представляющих интерес в контексте трековых событий. В родившихся адронах выделяют две компоненты, распад которых формирует спектр атмосферных лептонов: конвенциональные (conventional) и прямые (prompt). Это разделение вызвано различием во временах жизни распадающихся адронов. Конвенциональная компонента образуется в распадах относительно долгоживущих $\pi^\pm$ - и $K^\pm$ -мезонов ($\tau \sim 10^{-8}$ с), прямая – в распадах короткоживущих $D^\pm$ -мезонов ($\tau \sim 10^{-12}$ с), нейтральных η , η' , ω и др. [68]. В работе [69] основной вклад в поток прямых мюонных нейтрино оценивается от распадов Λ_c^+ . На рис. 1.25 показаны суммарные спектры (полученные с использованием модели адронных взаимодействий SIBYLL 2.3с в работе [68]) атмосферных мюонов и нейтрино (верхняя панель), также приведен вклад от каждого семейства адронов, и показана доля соответствующей компоненты в общем потоке (нижняя панель) [68].

Число мюонов и нейтрино пропорционально числу распадающихся мезо-

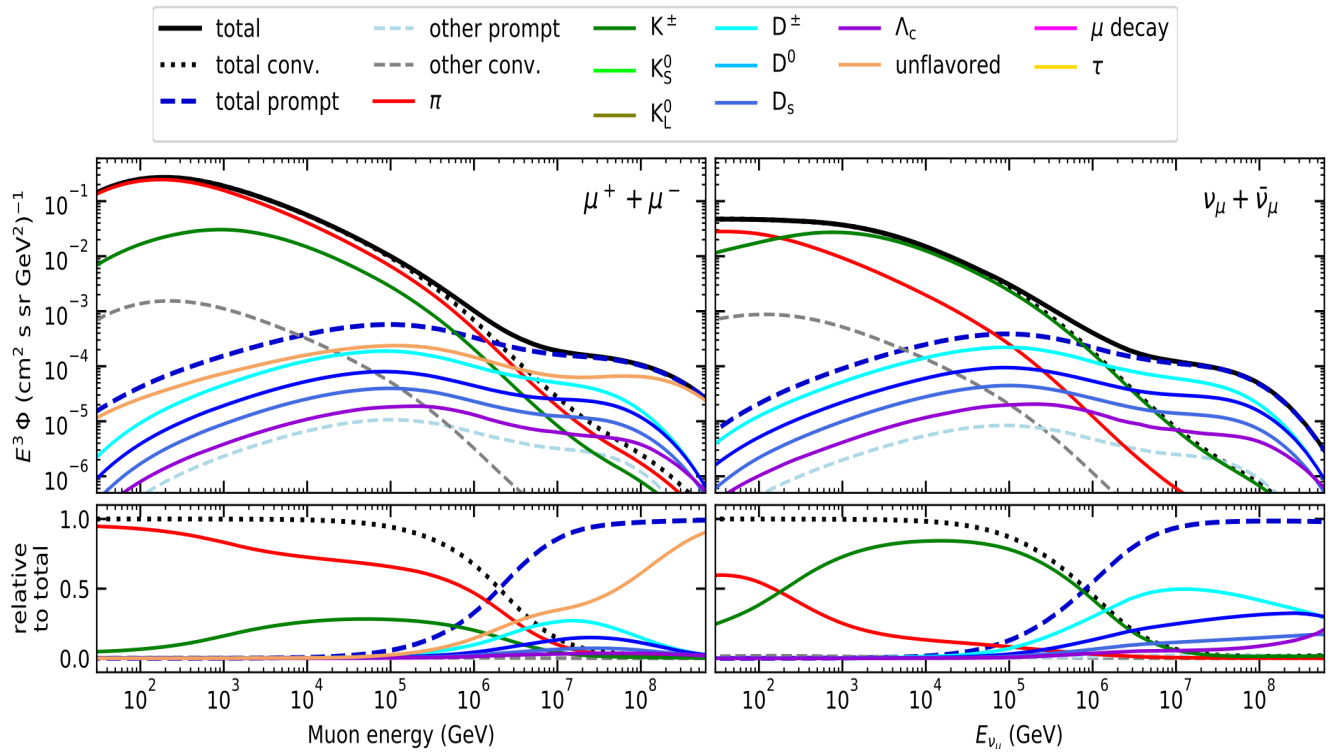


Рис. 1.25: Слева: потоки атмосферных мюонов ($\mu^\pm$), образующихся в распадах различных мезонов в ШАЛах. Черной сплошной кривой показан суммарный спектр, черным пунктиром – вклад от конвенциональной компоненты, синим пунктиром – от прямой компоненты (верхняя панель). На нижней панели показана доля от суммарного спектра для каждой из компонент. Справа: То же для атмосферных мюонных нейтрино $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$. Графики взяты из [68].

нов. На рис. 1.25 видно, что на энергиях $\sim$ нескольких ПэВ начинает доминировать прямая компонента. При данных энергиях долгоживущие мезоны успевают вновь провзаимодействовать с ядрами атмосферы и родить новые вторичные каскады, в то время как короткоживущие мезоны претерпевают распады. Процесс протекает до тех пор, пока не остаются лишь долгоживущие мезоны [68].

1.5.3 НТ200 и НТ200+

В 80-х гг. в акватории озера Байкал начались работы по созданию глубоководного нейтринного телескопа НТ-200 с общим числом оптических модулей 200. В 1984 г. была смонтирована первая гирлянда, содержащая 12 ОМ. Вид ОМ показан на рис. 1.28. В период 1986 – 1990 гг. было смонтировано ещё несколько гирлянд, достигнув количества 36 ОМ [20]. К 1998 г. общее число ОМ достигло 192. Телескоп представлял собой сеть из 8 гирлянд, каждая из которых несла по 24 пары ОМ (рис. 1.26) с шагом 7.5 м по вертикали, периферийные гирлянды

отстояли от центра на расстоянии 21.5 м [21].

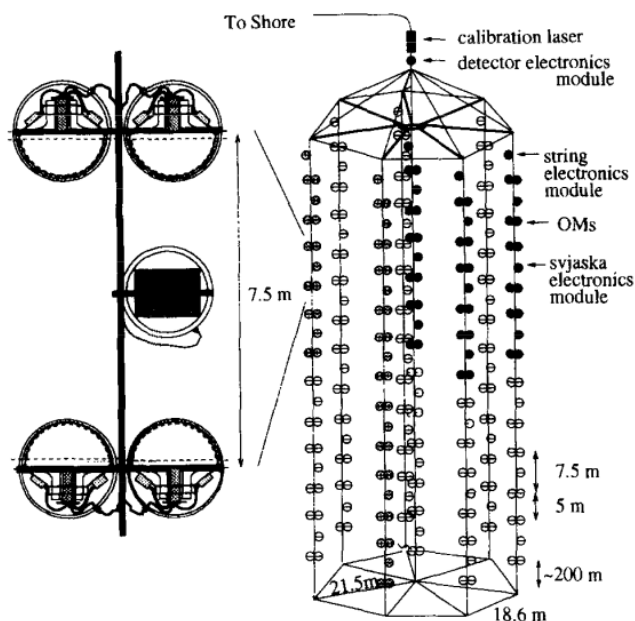


Рис. 1.26: Схема NT200. В центре – полная конфигурация. Слева – увеличенный вид одной секции. Взято из [20].

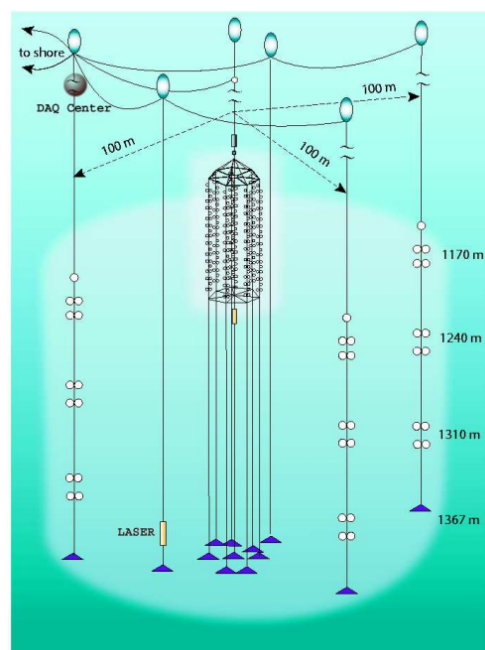


Рис. 1.27: Вид телескопа NT200+ – расширенной версии NT200 (в центре) за счет добавления трёх периферийных гирлянд. Взято из [21].

В 1997 г. были получены первые физические результаты: выделен восходящий мюон и поставлены первые ограничения на поток восходящих мюонов [1].

Следующей очередью строительства стал расширенный проект – NT200+ (1.27) [21]. К основному массиву детектора в 2005 г. были добавлены 3 периферийные гирлянды на расстоянии 100 м от центра NT200 (на каждой по 12 ОМ), что позволило увеличить чувствительность телескопа к высокоэнергичным нейтрино в 4 раза (рис. 1.27).

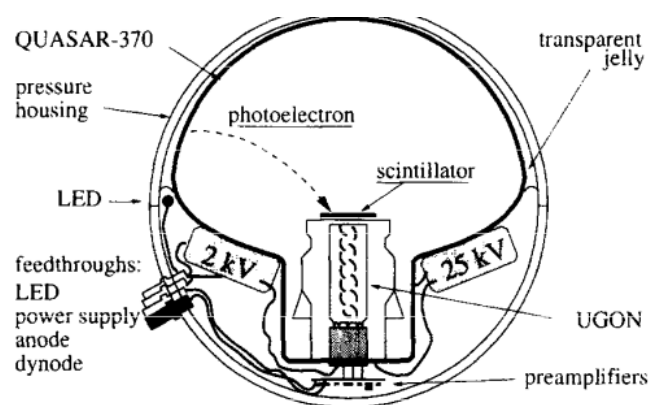


Рис. 1.28: Рисунок-схема ОМ в составе NT200. Взято из [20].

1.5.4 IceCube

Крупнейшим в мире (на данный момент) нейтринным телескопом является IceCube, расположенный на Южном полюсе, в толще ледового купола Антарктиды. Его объем достигает около 1 км^3 . Детектор в полном объеме набирает статистику с 2011 года. В 2013 году с его помощью был обнаружен диффузный астрофизический поток нейтрино [2].

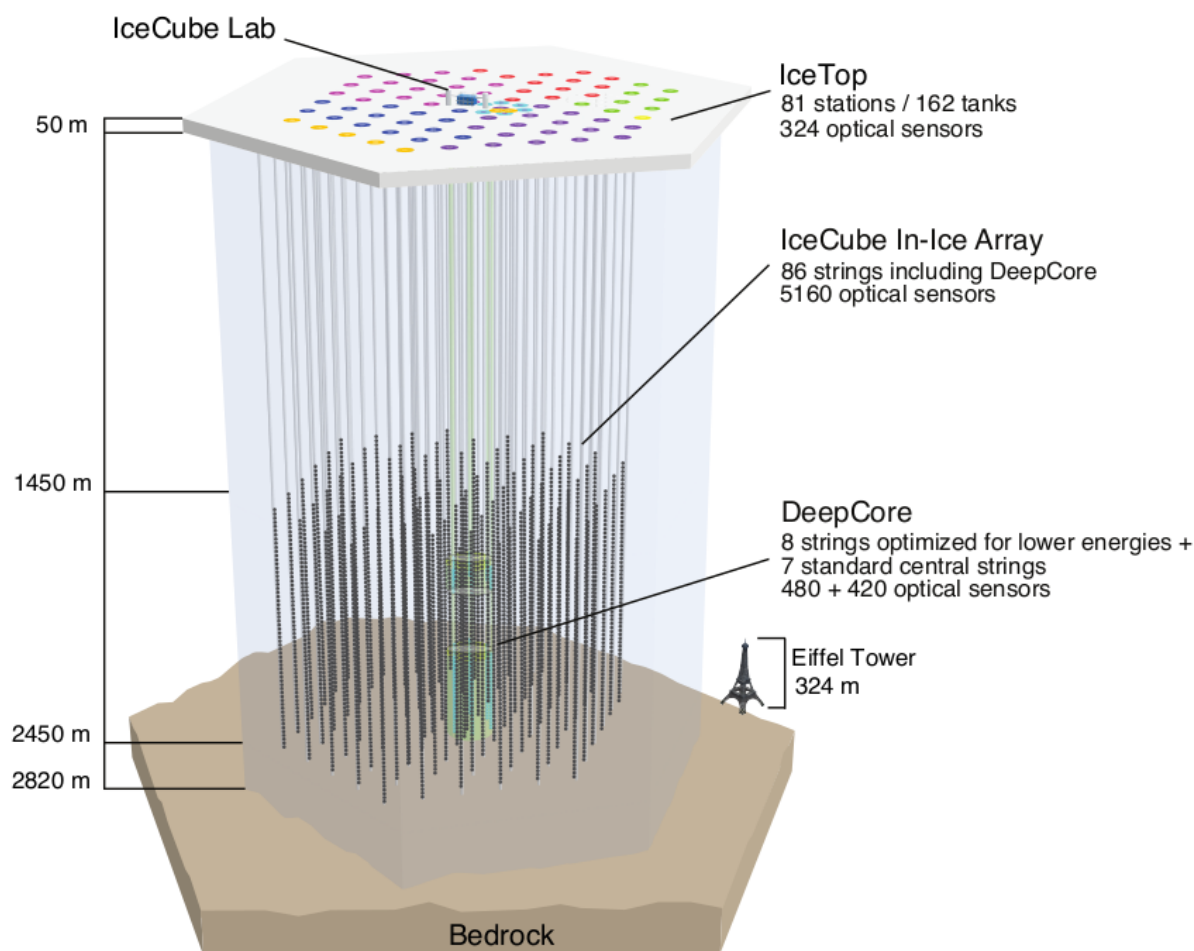


Рис. 1.29: Общая схема телескопа IceCube. Показаны массивы детекторов на поверхности, а также структура установки внутри ледового щита. Изображение взято из [8].

Конструктивно телескоп состоит из двух частей: подледной и поверхностной. Первая представляет собой массив оптических модулей (ОМ), оснащенных 10-дюймовыми ФЭУ, всего ОМ насчитывается 5160 единиц. Расположены они на глубинах между 1450 м и 2450 м на 86 вертикальных гирляндах [8]. Первичный массив содержит 78 гирлянд, несущих по 60 ОМ с шагом по вертикали 17 м, расстояние между гирляндами по горизонтали составляет 125 м. Гирлянды в

комплексе формируют шестиугольный профиль телескопа [8]. При этом в центре установки имеется более плотно упакованное подмножество из 8 гирлянд, т. н. «внутреннее ядро» (DeepCore – англ.), ОМ на которых расположены на глубине от 1750 м в количестве 50 единиц с шагом 7 м. Горизонтальное расстояние между ними варьируется от 41 м до 105 м. Ещё 10 гирлянд содержат ОМ ниже 2000 м для дополнительной фильтрации нисходящих атмосферных мюонов [8]. Схематичное изображение телескопа показано на рис. 1.29.

Вторая, поверхностная, часть телескопа представляет собой сеть детекторов для регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛов) – каскадов частиц, порождаемых первичными высокоэнергичными космическими лучами в атмосфере. Каждый детектор состоит из двух баков, заполненных льдом и оснащенных стандартными для остальной установки ФЭУ. Внутри баков ФЭУ регистрируют черенковское излучение от заряженных частиц, родившихся в ШАЛах. Всего насчитывается 81 детектор (или 162 бака). Расстояние между баками внутри одного детектора составляет 10 м. Поверхностный массив детекторов способен регистрировать ШАЛы от КЛ в диапазоне энергий от $\sim$ ПэВ до $\sim$ ЭэВ [8].

Угловое разрешение телескопа IceCube в треках составляет порядка 0.6° . Энергетическое разрешение как трековых, так и каскадных событий около 15% [8].

1.5.5 ANTARES

Телескоп был расположен в Средиземном море, строительство завершено в 2008 г. Установка состояла из 12 гирлянд, 11 из которых имели по 25 ОМ с шагом 14.5 м. Каждый ОМ был ориентирован под 45° по направлению ко дну. Расстояние между гирляндами составляло около 60 м [70]. Последняя, 12-я гирлянда, содержала 20 ОМ. Суммарное число ОМ насчитывало 885 единиц [9]. На рис. 1.30 показано схематичное изображение телескопа. Телескоп был спроектирован для достижения максимальной (для данного объема) чувствительности к восходящим нейтрино [9].

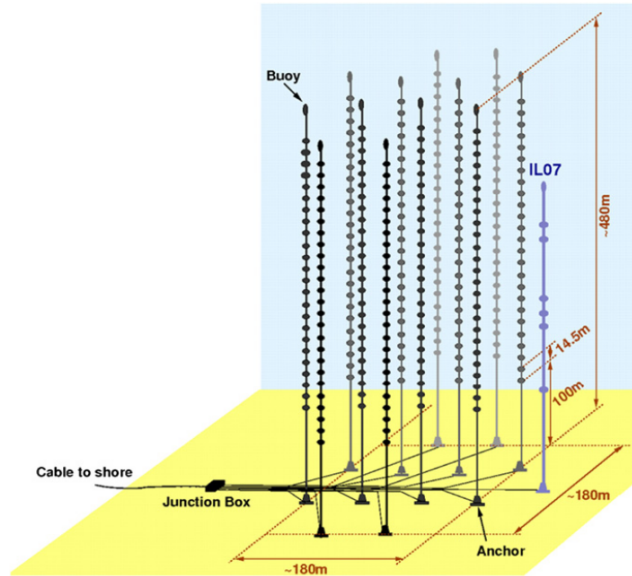


Рис. 1.30: Схематичное изображение телескопа ANTARES. Взято из [9].

1.5.6 КМ3NeT

Следующим этапом развития крупномасштабных нейтринных детекторов в Средиземном море можно считать эксперимент КМ3NeT, который в настоящее время находится в стадии развертывания.

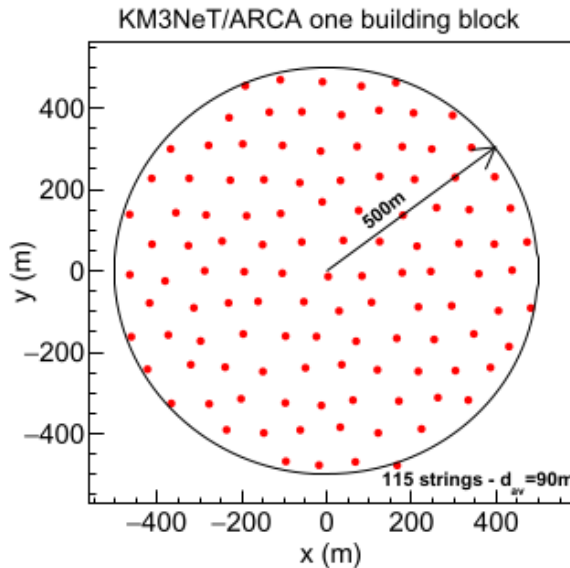


Рис. 1.31: Схематичный вид (сверху) кластера КМ3NeT/ARCA. Инструментальный объем одного кластера составит порядка 0.48 км^3 . Взято из [71].



Рис. 1.32: Вид оптического модуля КМ3NeT. Содержит 31 ФЭУ диаметром 3". Взято из [10].

Телескоп состоит из двух независимых детекторов – ARCA (Astroparticle

Research with Cosmics in the Abyss) и ORCA (Oscillation Research with Cosmics in the Abyss). Первый спроектирован для регистрации высокоэнергичных нейтрино астрофизического происхождения с энергиями в диапазоне ~ 100 ГэВ – 100 ПэВ [72]. Основными задачами ARCA являются изучение диффузного потока нейтрино, обнаружение нейтрино от отдельных источников в нашей Галактике и за её пределами [10]. Предполагается, что ARCA будет состоять из двух крупных кластеров, каждый из которых содержит 115 гирлянд, оснащенных 18 ОМ. Схематичное изображение показано на рис. 1.31. Оптический модуль телескопа KM3NeT оснащен 31 ФЭУ диаметром 3 дюйма каждый [10] и изображен на рис. 1.32. Для ARCA в полной конфигурации (объемом ~ 1 км³) угловое разрешение в треках оценивается $\sim 0.1^\circ$ для энергий от 100 ТэВ и порядка нескольких градусов для каскадов [10]. На данный момент установлены 62 гирлянды первого строительного блока ARCA [10].

Вторым детектором в системе KM3NeT является ORCA и, как следует из названия, спроектирован он для исследования нейтринных осцилляций. Рабочий диапазон энергий рассчитан на 1 – 100 ГэВ [10]. Более подробное рассмотрение данного детектора выходит за рамки данной работы.

Глава 2. Байкальский глубоководный нейтринный телескоп Baikal-GVD

2.1. Устройство телескопа

Глубоководный нейтринный телескоп Baikal-GVD расположен в южной котловине озера Байкал. Береговой центр управления телескопом находится в точке $51^{\circ} 50'$ с. ш., $104^{\circ} 20'$ в. д., на железнодорожной станции 106 км КБЖД. Инструментальная часть телескопа находится приблизительно в 4 км от берега, характерная глубина озера в этой области составляет 1360 м.

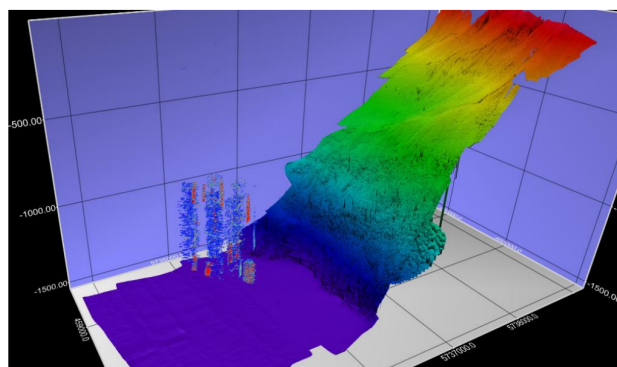


Рис. 2.1: Место разворачивания телескопа (слева) и глубинный профиль дна (справа).

Строительство установки с эффективным объемом порядка 1 куб. км стало возможным благодаря наличию развитой инфраструктуры вблизи данной части озера, а также климатическим особенностям региона: приблизительно с середины февраля и до середины апреля на озере устанавливается устойчивый ледовый покров мощностью 60-100 см. Это позволяет проводить необходимые монтажные и ремонтные мероприятия с устойчивой твердой платформы с привлечением тяжелой техники. На рис. 2.1 показано расположение телескопа, а также профиль дна озера. В этот период проходят ежегодные зимние экспедиции, задачей которых является продолжающееся разворачивание телескопа, а также проведение ремонтных работ.

Функционирующая на момент написания данной работы конфигурация телескопа показана на рис. 2.2. Элементарной единицей телескопа можно считать оптический модуль (ОМ), состоящий из 10-дюймового ФЭУ с высокой

квантовой эффективностью (Hamamatsu R7081-100), высоковольтного источника питания и блока электроники для первичной обработки сигнала, помещенных внутрь прочной стеклянной сферы, устойчивой к высокому внешнему давлению. Подробная схема и составные части ОМ показаны на рис. 2.4.

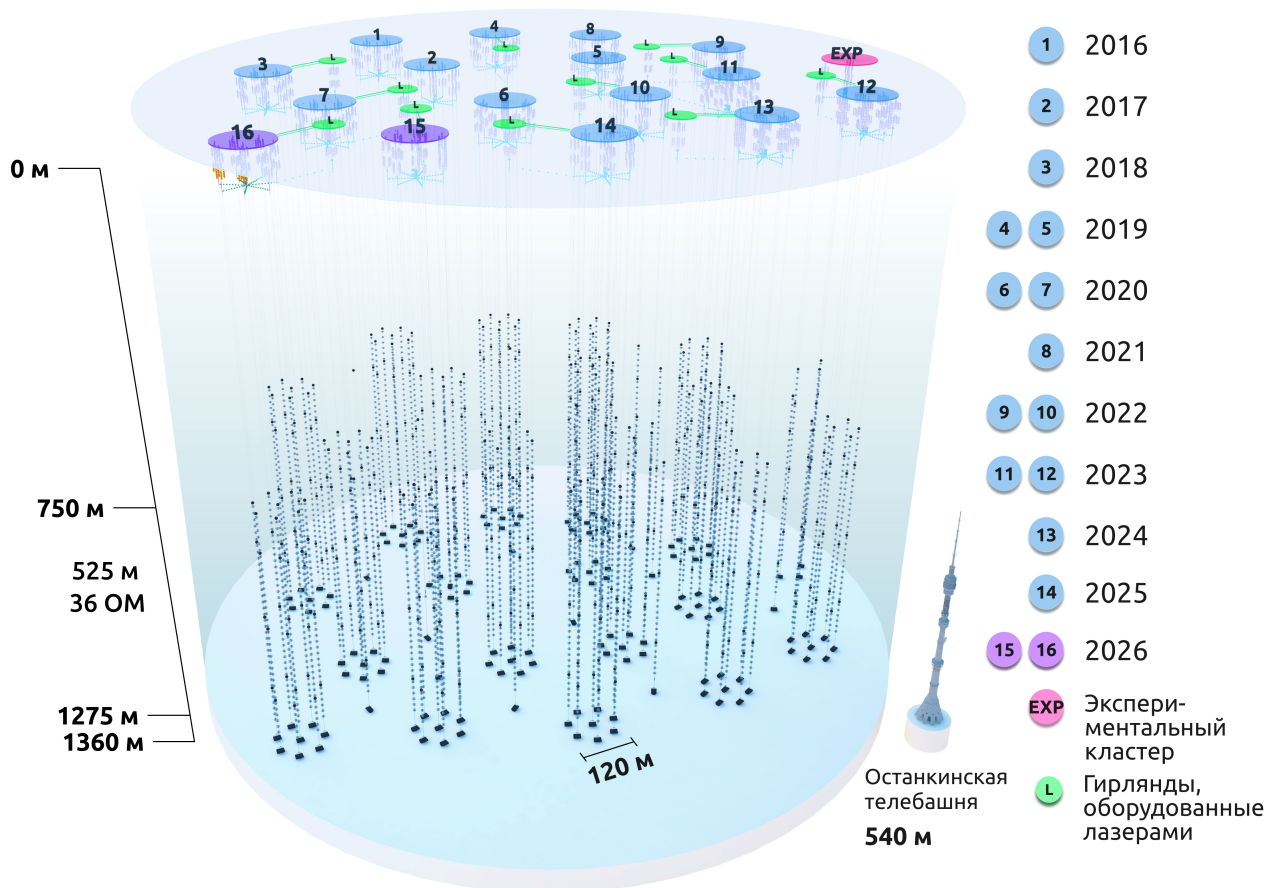


Рис. 2.2: Схематичное изображение детектора Baikal-GVD. Подпись справа показывает прогресс строительства телескопа по годам.

Оптические модули смонтированы на вертикальных гирляндах — притопленных буйковых станциях. Каркасом такой станции является кабель-трос из нержавеющей стали, закрепленный якорем на дне. Натяжение создается за счет ОМ, имеющих положительную плавучесть, а также буйковых поплавков в вершине гирлянды. Каждая гирлянда несет 36 ОМ с шагом 15 м по вертикали, на глубинах между 750 м и 1275 м под поверхностью озера. Кроме того, на гирляндах расположены модули с электроникой для оцифровки сигнала с ОМ, распределения питания и передачи данных, а также гидрофоны для акустического позиционирования [73] и светодиодные импульсные источники света для калибровки [74]. Гирлянды объединены в кластеры, каждый из которых

содержит по 8 гирлянд, расположенных внутри кластера на расстоянии 60 м друг от друга; расстояние между центрами кластеров составляет 250–300 м. Дополнительные межкластерные гирлянды оснащены лазерными импульсными источниками света и в некоторых случаях также оптическими модулями. Лазерные источники света используются для калибровки детектора, а также мониторинга оптических характеристик водной среды. На рис. 2.3 показано устройство ОМ, а на рис. 2.4 представлена схема гирлянды: красные кружки – ОМ, черные – модули секций, белый – модуль гирлянды, синие прямоугольники – гидрофоны.

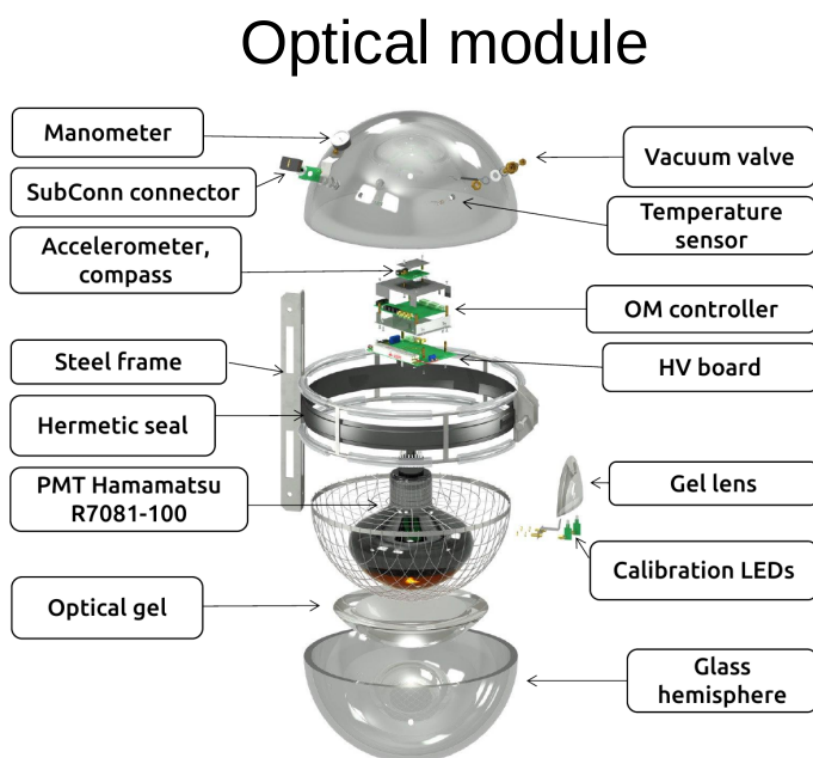


Рис. 2.3: Схема оптического модуля.

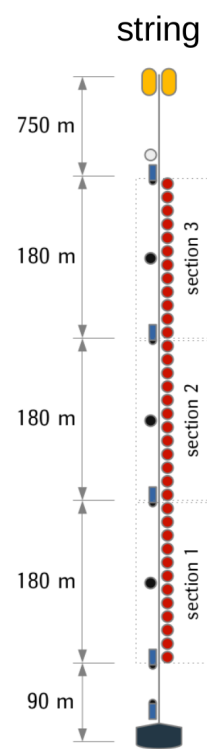


Рис. 2.4: Схема гирлянды.

Кластеры телескопа соединены с берегом гибридным оптоволоконным кабелем длиной около 6 км для обеспечения электропитания и передачи информации.

2.2. Оптические свойства среды

Длина поглощения света в глубинных слоях вод озера составляет 22 – 25 м, в то время как длина рассеяния составляет порядка 40 м [65]. С учетом диаграммы рассеяния, имеющей ярко выраженный пик в области малых углов рассеяния ($\langle \cos \theta_{scat} \rangle \approx 0.85$), эффективная длина рассеяния в измеряемом диапазоне длин волн составляет 200–480 м [75; 76]. На рис. 2.5 показаны

спектральные зависимости показателей поглощения (a) и рассеяния (b) соответственно. Благодаря значительной длине рассеяния в воде (в сравнении со льдом) угловая точность восстановления направления трека достигает $\sim 1^\circ$ [65].

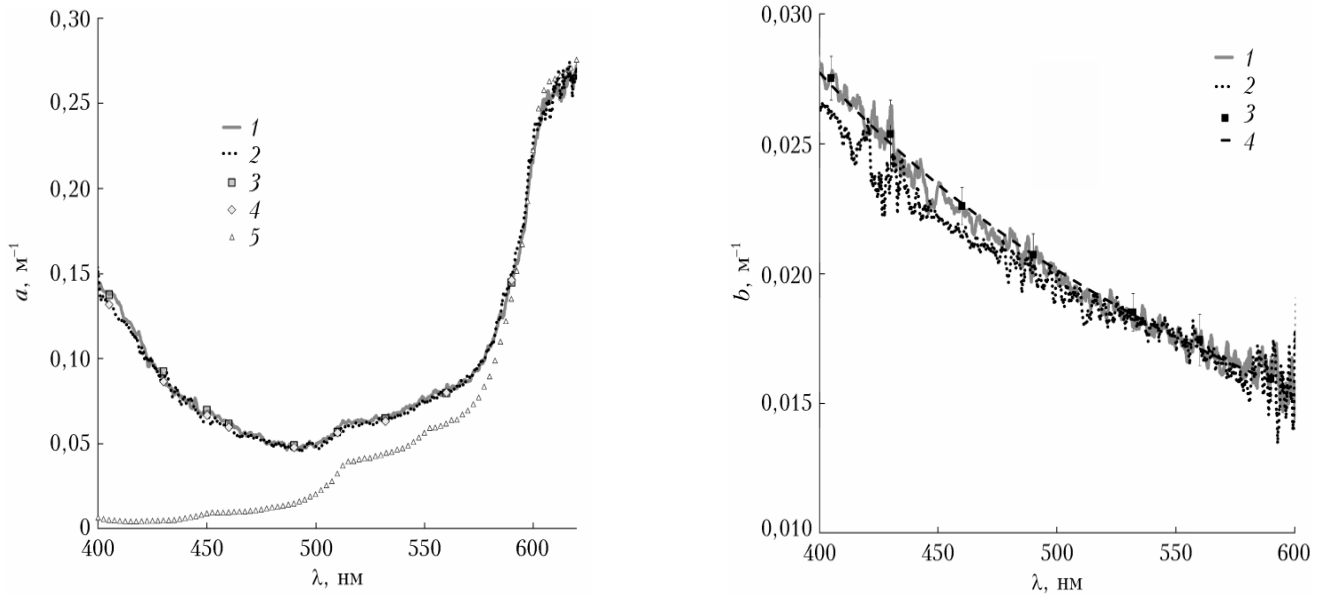


Рис. 2.5: Слева: Спектральная зависимость показателя поглощения света a для байкальской воды. Кривые (1,2) и (3,4) показывают спектры поглощения света на глубинах 1100 м и 1180 м, полученные двумя алгоритмами измерения. Кривая 5 – спектр поглощения чистой воды [75]. Справа: спектры рассеяния (зависимость показателя рассеяния b от длины волны света λ) байкальской воды (1 – 3) на глубине 1100 м, полученными разными алгоритмами измерения [75], кривая 4 – результат аппроксимации. Графики взяты из [75]

2.3. Монте-Карло

Моделирование потоков атмосферных мюонов и нейтрино, а также нейтрино со спектром E^{-2} осуществляется при помощи разработанного внутри коллаборации пакета SimGVD [77]. Поток нейтрино со спектром E^{-2} моделируется изотропным (без учета эффекта поглощения в Земле), базируясь на сечениях, представленных в [25]. Моделируются потоки мюонных нейтрино и антинейтрино в равных соотношениях по каналу заряженного тока, энергия варьируется от 20 ГэВ до 100 ПэВ. Эффект нейтринных осцилляций при низких энергиях учитывается для восходящих событий. Область моделирования ограничена поверхностью озера, т.е. взаимодействия в атмосфере не учитываются. Моделирование атмосферных нейтрино (прямых и конвенциональных) основано на пакете [78] и также покрывает область энергий от 20 ГэВ до 100 ПэВ, включая нейтрино

и антинейтрино в пропорциях, определяемых самим пакетом `daemonflux` [78]. Сечения базируются на работе [25]. Для моделирования атмосферных мюонов используется модель CORSIKA 7.741 SIBYLL, моделирующая взаимодействия КЛ с атмосферой, а также их распространение в ней. Энергия ограничена 100 ПэВ.

2.4. Реконструкция трековых событий

Для решения астрофизических задач необходимым шагом является определение направления прихода высокоэнергичного мюона, а также восстановление его начальной энергии.

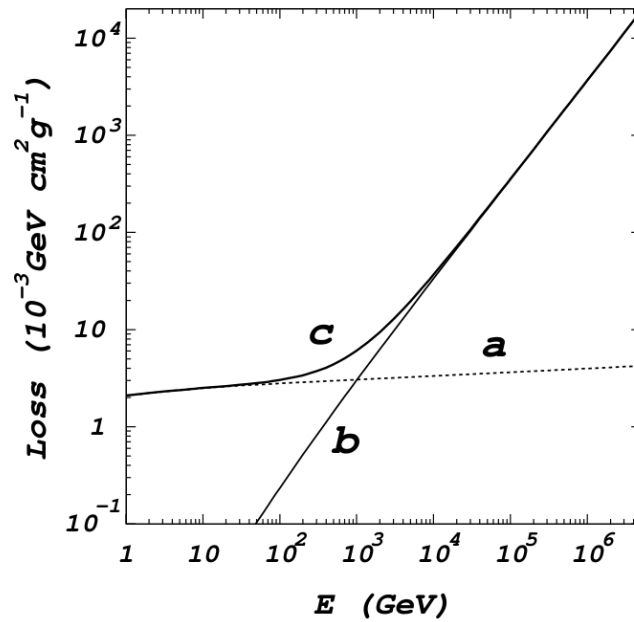


Рис. 2.6: Потери энергии мюона в воде как функция энергии. Кривая a описывает ионизационные потери $a(E)$, в то время как b – радиационные $b(E)E$, c – их суммарный вклад $a(E) + b(E)E$. Взято из [79].

Процедура определения направления строится из трёх этапов. На первом этапе проводится отбор хитов (импульсов, зарегистрированных ФЭУ, и сформировавших триггер), рожденных черенковским излучением, отсекая срабатывания электроники вследствие фонового свечения самого озера на глубине. Такие хиты должны удовлетворять условию временной задержки в предположении, что распространяющаяся в объеме детектора волна является плоской: $\Delta t < \Delta R \cdot n/c + \delta$, где ΔR – расстояние между сработавшими оптическими модулями, c/n – скорость света в воде, а δ – слагаемое, учитывающее точность измерения времени, и зачастую равно 10 нс. Для отобранных хитов строится

прямоугольная сетка по зенитному и азимутальному углам (Θ, ϕ) размером $60^\circ \times 60^\circ$ вокруг предварительного направления трека. Внутри этой сетки для разных направлений выполняется минимизация функции потерь m-эстиматора [80]. После этого выбирается набор наилучших направлений из сетки, для которых выполняется процедура минимизации двухкомпонентной функции потерь:

$$Q = \sum_i \left(\frac{t_i - t_{th}}{\sigma^2} + w(N_{hits}, q_{sum}) \cdot f(q_i) \cdot g(r_i) \right) \quad (2.1)$$

где первое слагаемое является функцией χ^2 , σ – оценка точности определения времени, принимаемая равной 3 нс, t_i – измеренное время хита, t_{th} – расчетное. Второе слагаемое позволяет учесть ожидаемую корреляцию между величиной заряда (яркостью света) и расстоянием до трека с поправкой на угловую чувствительность ОМ. Подробнее описано в [77; 80].

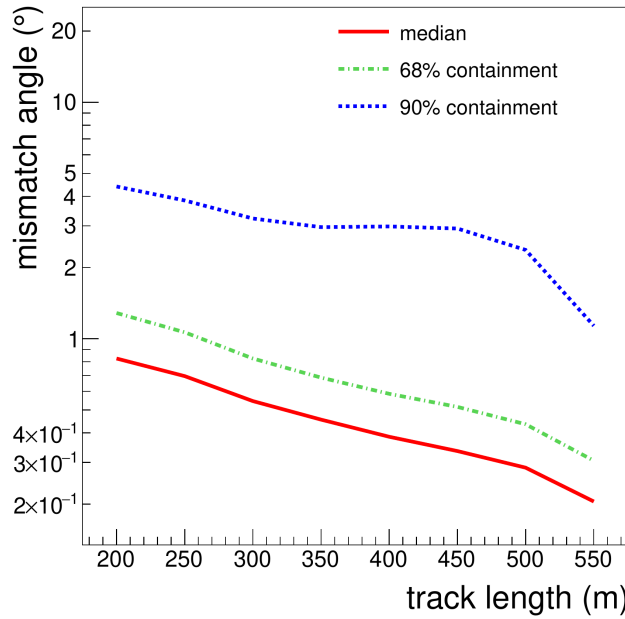


Рис. 2.7: Угловая точность восстановления достигает $\approx 0.2^\circ$ для треков с видимой длиной ≈ 500 м. Взято из [16].

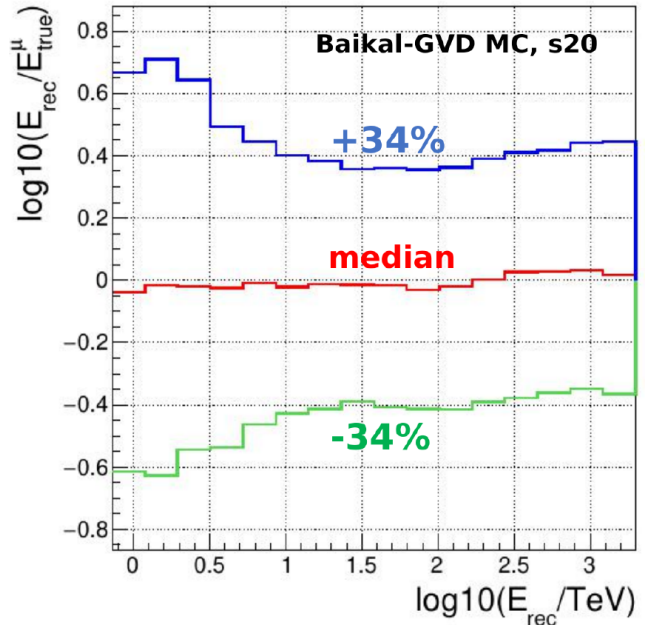


Рис. 2.8: Энергетическое разрешение в трековом канале достигает фактора 2.5 при $E > 10$ ТэВ. Взято из [16].

Потери энергии высокоэнергичных мюонов ($E \gtrsim 1$ ТэВ) в воде (рис. 2.6) приходятся главным образом на тормозное излучение и образование пар [79]. При этом удельные потери dE/dx линейно пропорциональны энергии, что позволяет восстановить начальную энергию мюона E_{true}^μ по величине собранного заряда каждым оптическим модулем. Сперва вычисляются локальные потери энергии, затем полиномиальной зависимостью аппроксимируется медианное

значение E_{true}^μ и определяется 68% доверительный интервал [16].

Существующий алгоритм трековой реконструкции позволяет достичь углового разрешения до $\approx 0.2^\circ$ для треков, видимая длина которых достигает ≈ 500 м. Энергетическое разрешение при этом составляет $\log_{10}(E_{rec}/E_{true}^\mu) \approx 2.5$ при энергиях мюона $E_{rec} > 10$ ТэВ [16]. На рис. 2.7 показана точность восстановления направления в зависимости от длины трека, а на рис. 2.8 показано распределение отношения логарифма восстановленной E_{rec} и истинной E_{true}^μ (по Монте-Карло) энергии мюона в зависимости от его энергии E_{rec} [16].

2.4.1 Учет поглощения нейтрино в Земле

Для корректной оценки верхнего предела на поток нейтрино астрофизического происхождения необходимо учитывать эффект ослабления потока нейтрино при прохождении сквозь Землю.

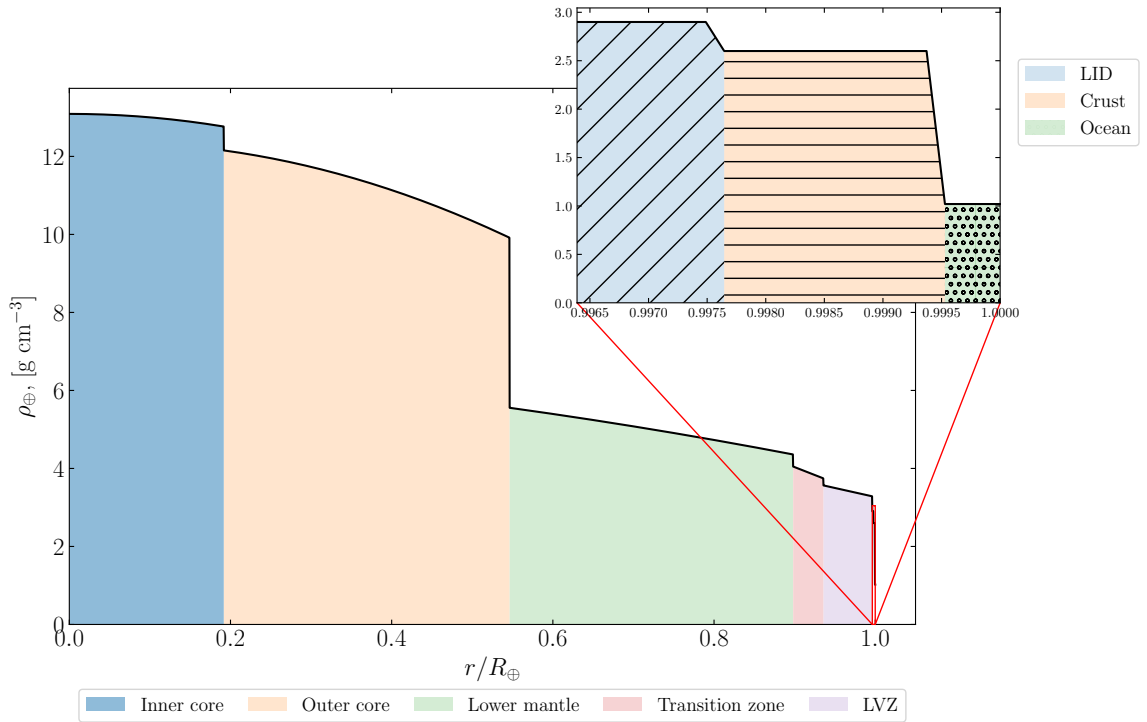


Рис. 2.9: Профиль плотности Земли как функция расстояния от центра планеты согласно модели STW105 [81; 82]. Ось абсцисс нормирована на средний радиус Земли. График воспроизведен при помощи пакета ν FATE [22].

Учет поглощения нейтрино в Земле выполнен для мюонных нейтрино при помощи пакета ν FATE [22] с минимальными доработками аналогично работе [23]. Пакет ν FATE использует для вычислений модель строения Земли STW105

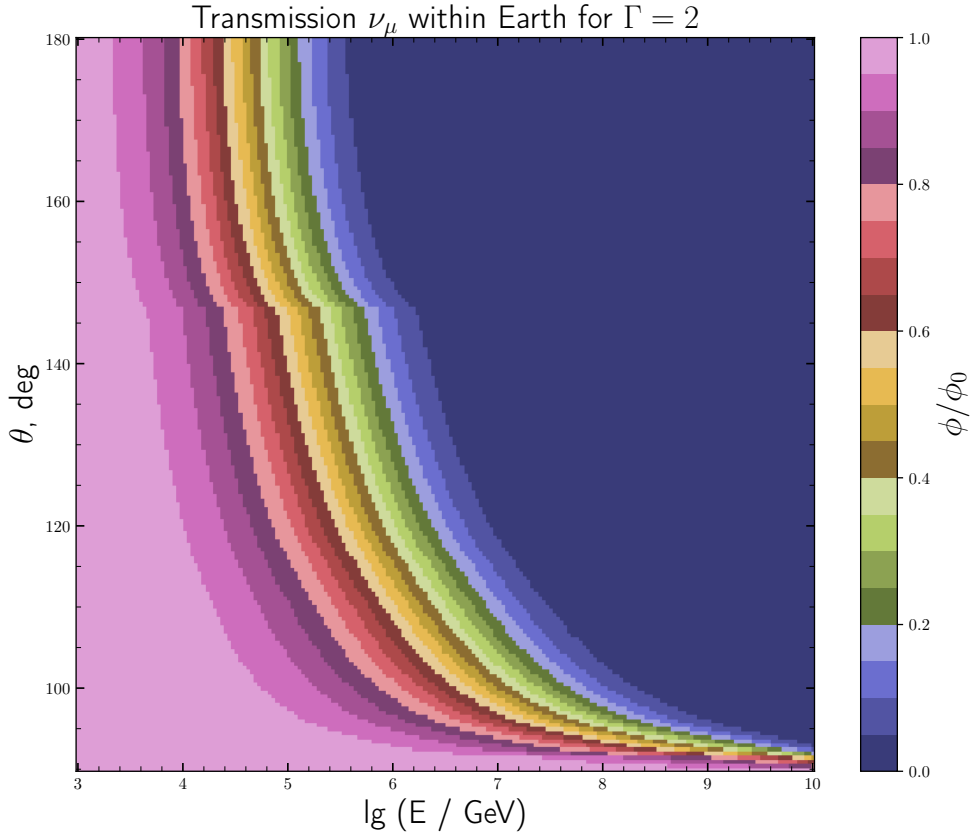


Рис. 2.10: Матрица коэффициентов ослабления потока для мюонных нейтрино со спектральным индексом $\gamma = 2$.

[81; 82]. На рис. 2.9 показан профиль плотности Земли на различных расстояниях от центра Земли согласно модели STW105, воспроизведенный с использованием пакета ν FATE [22].

При помощи пакета [22] и работы [baikal_neutrino_reg_rate] были посчитаны коэффициенты ослабления потока нейтрино со спектральными индексами $\gamma = \{2.0, 2.5, 3.2\}$. Значения коэффициентов ослабления зависят от зенитного угла частицы и её энергии на входе в установку. На рис. 2.10 показан двумерный график зависимости коэффициентов ослабления потока от зенитного угла и энергии, выполненный для показателя спектра $\gamma = 2.0$. Аналогичные графики были построены для двух других спектральных индексов.

Полученные значения коэффициентов ослабления ϕ_i/ϕ_0 присваиваются событиям, чья энергия E_j и зенитный угол θ_j попадают в малые бины $(E_i + dE, \theta_i + d\theta)$. В дальнейшем коэффициенты ослабления используются в качестве весов при построении распределений различных параметров реконструкции.

Так, например, на рис. 2.11 и 2.12 показан эффект от учета ослабления потока нейтрино на примере МК для спектра E^{-2} . Видно, что полное число событий уменьшается почти вдвое на малых зенитных углах, при этом эффект незначителен вблизи горизонта. На рис. 2.12 видно, что эффект существенен на энергиях от ~ 100 ТэВ. Для всех графиков были использованы предварительно подобранные значения критериев отбора событий.

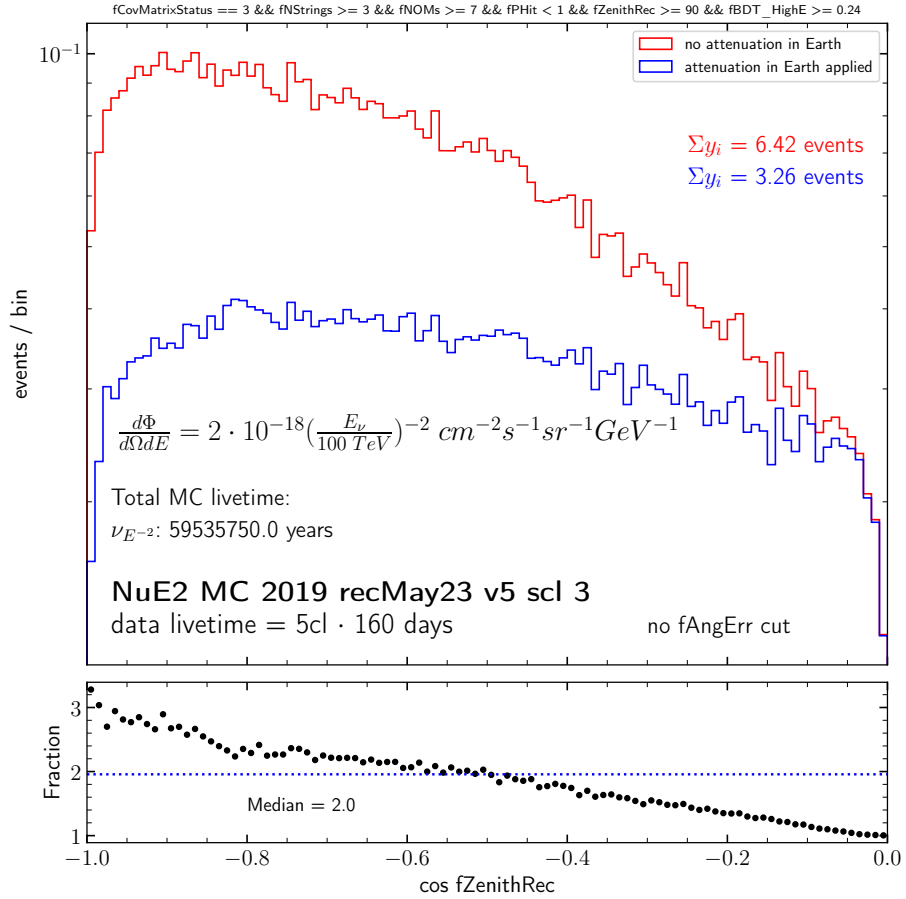


Рис. 2.11: Для примера приведено сравнение ожидаемых распределений событий в телескопе Baikal-GVD по косинусу зенитного угла θ для нейтрино со спектром E^{-2} без поглощения в Земле (красным) и с поглощением (синим) по 2π . На графике приведены нормировка потока, суммарное живое время МК, время экспозиции, а также версия МК. Медиана отношения равна 2.

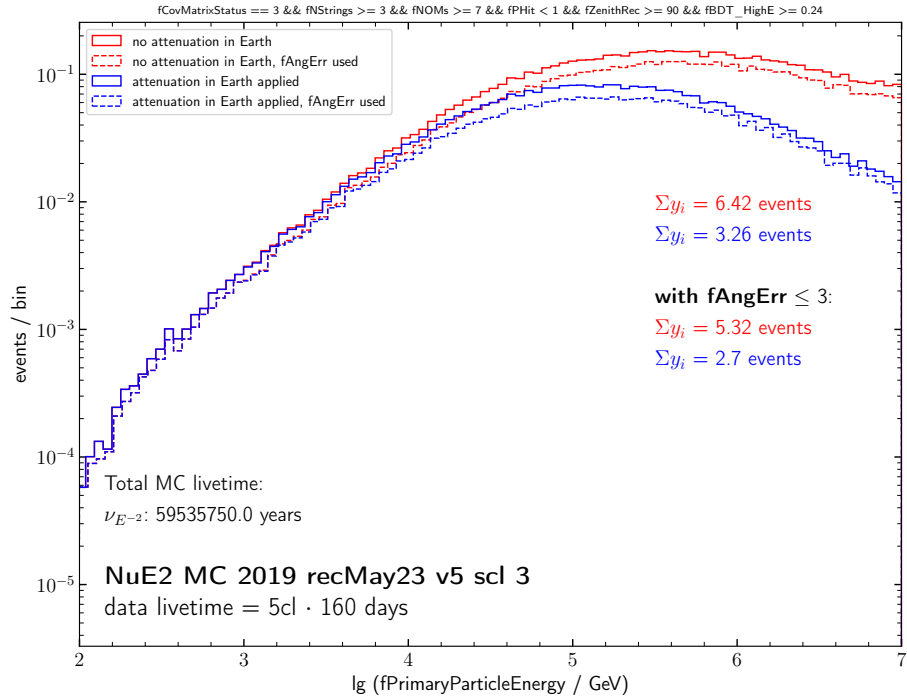


Рис. 2.12: Сравнение распределений МК для спектра E^{-2} по начальной энергии нейтрино в установке Baikal-GVD с учетом эффекта ослабления потока нейтрино в Земле (сплошным синим) и без (сплошным красным) в пределах 2π . Пунктирные линии изображают то же самое, но внутри конуса поиска с радиусом 3° (см. раздел 3).

2.5. Обзор физических результатов

Детектор Baikal-GVD набирает статистику начиная с 2016 года. За прошедшие 10 лет работы уже был получен ряд важных физических результатов. За период с апреля 2018 по март 2024 года были выполнены измерения диффузного астрофизического потока нейтрино в каскадной моде регистрации с пороговой энергией $E > 15$ ТэВ. Было получено 18 событий-кандидатов, оценка фона от атмосферных мюонов и нейтрино составила 2.8 событий, что соответствует значимости 5.1σ . В предположении однокомпонентной степенной модели потока $\Phi^{\nu+\bar{\nu}} = \phi_{astro} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\gamma_{astro}}$ оценка нормировки потока и спектрального индекса для каждого аромата нейтрино при $E_0 = 100$ ТэВ составила $\phi_{astro} = 4.42_{-1.29}^{+2.31} \times 10^{-18}$ ГэВ $^{-1}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$ ср $^{-1}$ и $\gamma_{astro} = 2.64_{-0.11}^{+0.09}$ соответственно [61]. На рис. 2.13 показаны результаты фита нормировочного потока и спектрального индекса, а на рис. 2.14 – измеренный спектр.

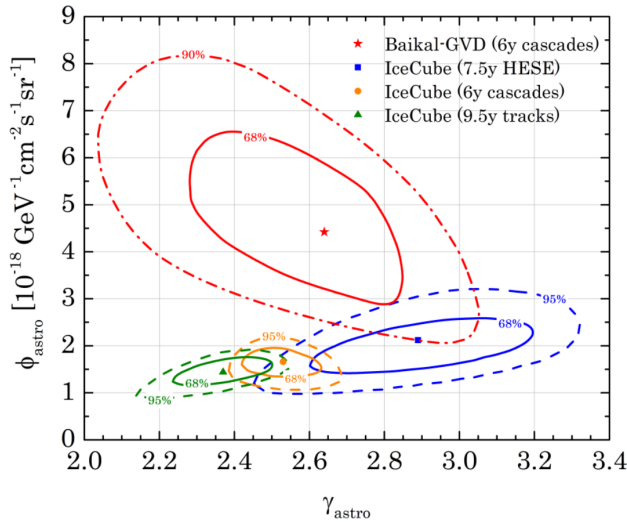


Рис. 2.13: Наилучшая оценка нормировочного потока и спектрального индекса для однокомпонентной степенной модели потока нейтрино в каскадной моде Baikal-GVD (красная звезда) и соответствующие доверительные области 68% (красный сплошной) и 90% (красный пунктир). График взят из [61]. На графике приведены также измерения IceCube в треках (зеленым) [83], каскадах (оранжевым) [84] и треках, сопровождающихся адронными каскадами (HESE, синим) [85].

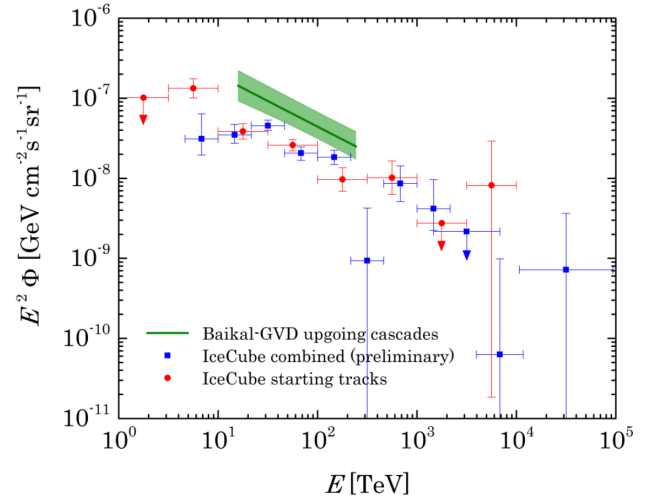


Рис. 2.14: Измеренный спектр диффузных астрофизических нейтрино: зеленая линия – каскады Baikal-GVD [61], красным – последний анализ по трекам, сопровождающихся каскадами IceCube [86], синим – результат предварительного анализа IceCube треков и каскадов [87]. График взят из [61].

Другим важным результатом является исследование ассоциаций высокоэнергичных каскадных событий (выше 100 ТэВ) с радиояркими блазарами. И хотя значимых корреляций обнаружено не было, удалось выделить 13 событий-кандидатов с энергиями $E > 100$ ТэВ, см. рис. 2.15 [14]. Кроме того, найден триплет из высокоэнергичных каскадов вблизи плоскости Галактики и «горячего пятна» IceCube с p -value равным 0.024 (2.26σ), рис. 2.16 [14]. Несмотря на относительно низкую значимость, этот триплет является маркером для данной области вблизи плоскости Галактики, представляющей интерес. На рис. 2.18 показаны измерения Baikal-GVD в каскадной моде совместно с измерениями IceCube, где заметна концентрация событий с энергиями выше 200 ТэВ вблизи плоскости Галактики [13].

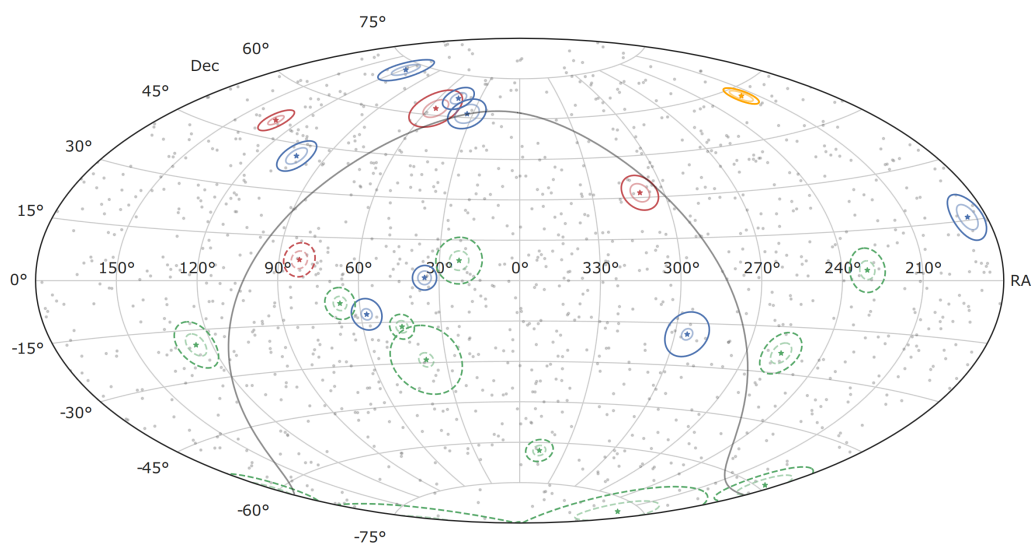


Рис. 2.15: Направления на высокоэнергичные каскадные события Baikal-GVD за период с апреля 2018 по март 2022. Карта построена в экваториальных координатах. Эллипсами показаны области 50% и 90% неопределенности. Цвет отражает энергию событий: зеленым – ниже 100 ТэВ, синим – между 100 и 200 ТэВ, красным – между 200 и 1000 ТэВ, оранжевым – выше 1 ПэВ. Пунктирными линиями обозначены события из-под горизонта, в то время как сплошными – над горизонтом. Серые точки – радиояркие блазары. График взят из [14].

В апреле 2021 было зарегистрировано каскадное событие с оцененной энергией 224 ТэВ в направлении на блазар TXS 0506+056, предшествующее радиовспышке, наблюдаемой радиотелескопом РАТАН-600. На рис. 2.17 видно, что в области 90% ошибки попадает трек IC 170922A, зарегистрированный IceCube, и отождествленный с блазаром TXS 0506+056. Вероятность, что данное событие было индуцировано фоном составляет $p = 0.0074$ [15].

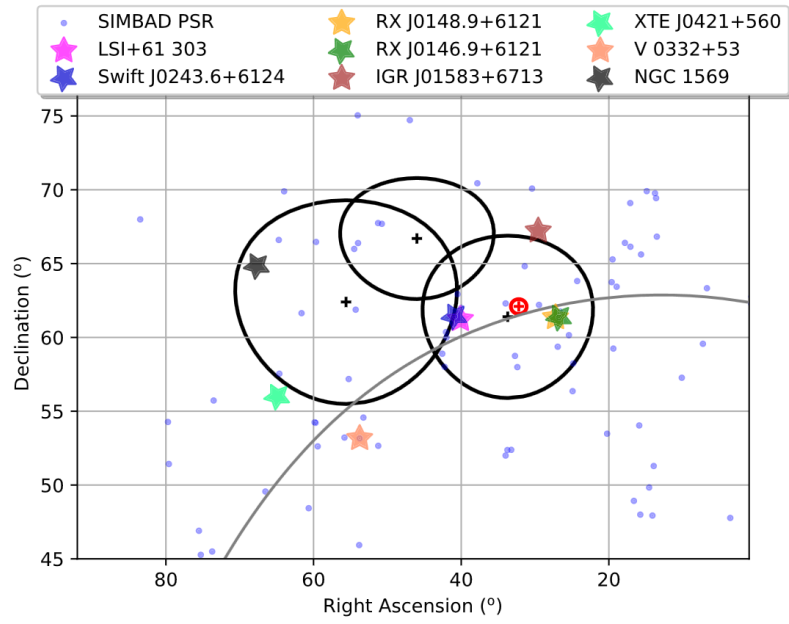


Рис. 2.16: Триплет высокоэнергичных каскадных событий Baikal-GVD вблизи плоскости Галактики (серая линия). Эллипсы – области 90% ошибок. Красным плюсом внутри окружности обозначено направление на «горячее пятно» IceCube. График взят из [14].

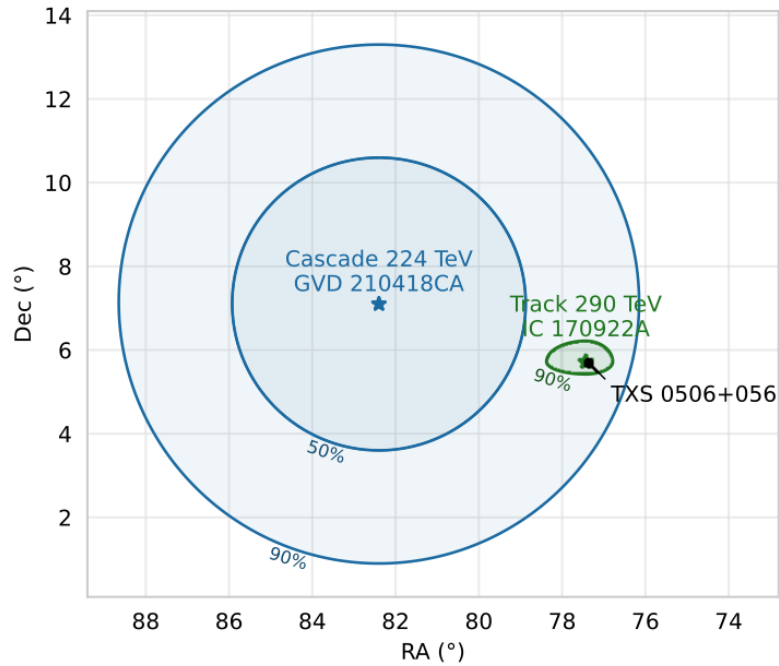


Рис. 2.17: Направления прилета трекового события IceCube 2017-го и каскада Baikal-GVD 2021-го годов. Показаны области их ошибок. График взят из [15].

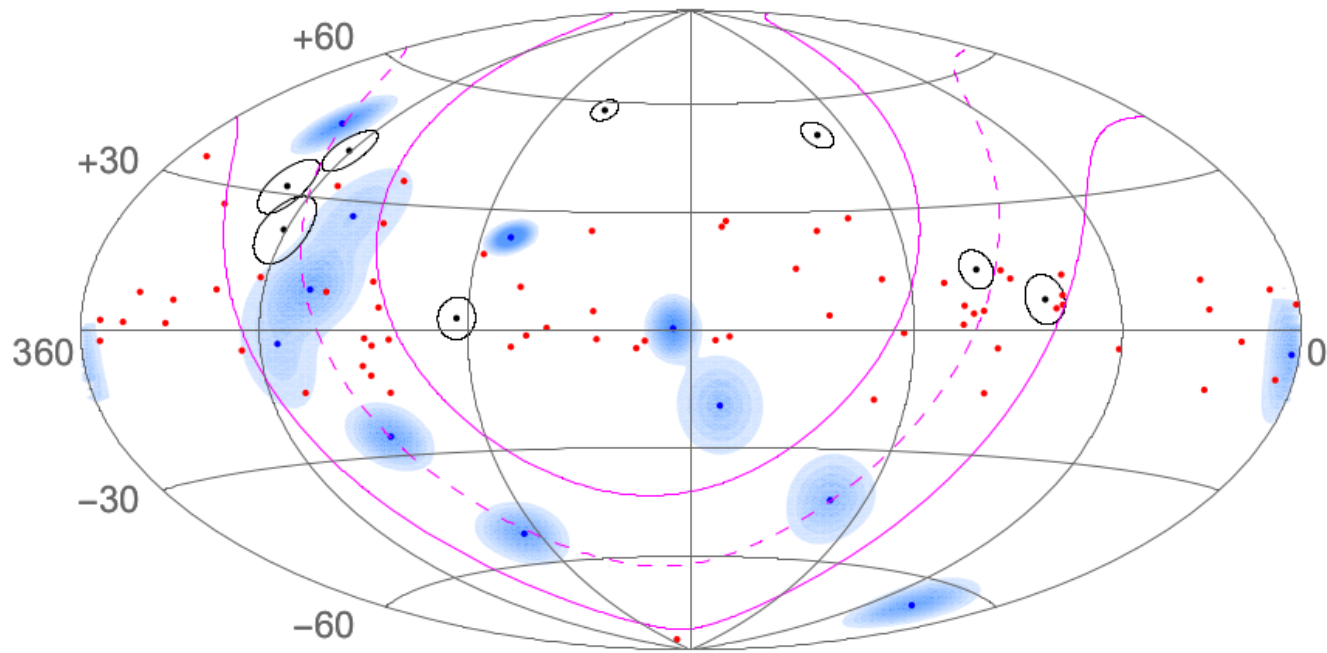


Рис. 2.18: Направления высокоэнергичных каскадных событий Baikal-GVD (черные точки и эллипсы) и IceCube (синие эллипсы), а также трековых событий IceCube (красные точки) с $E \geq 200$ ТэВ. Проекция представлена в экваториальных координатах. Синим пунктиром обозначена плоскость Галактики, а сплошными линиями – область, ограниченная галактической широтой $|b| < 20^\circ$. График взят из [13].

Глава 3. Поиск локальных источников нейтрино в трековом канале Baikal-GVD

В предыдущем разделе данной работы был дан обзор основных физических результатов эксперимента Baikal-GVD на текущий момент, касающихся в основном диффузных потоков нейтрино, что определяет выбор каскадного канала регистрации в качестве основного. Первые результаты в каскадном канале свидетельствуют о присутствии астрофизической компоненты в диффузном потоке нейтрино и, более того, указывают на источники как в галактической плоскости, так и внегалактического происхождения среди астрофизических объектов, что обсуждалось в предыдущей главе. В то же время особый интерес в нейтринной астрономии представляет обнаружение конкретных, локализованных источников нейтрино. В роли таких источников может выступать множество классов астрофизических объектов (см. раздел 1.3). Многие такие потенциальные источники, в частности подавляющее большинство внегалактических объектов (АЯГ и др.) имеют угловой размер, не превышающий нескольких десятых долей градуса. Для достижения наилучшей чувствительности к источникам с таким малым угловым размером, а также для их наиболее надежной ассоциации, необходим детектор с высоким угловым разрешением. Данное обстоятельство делает трековый канал регистрации телескопа Baikal-GVD ключевым для задачи поиска локальных источников. В самом деле, трековый канал Baikal-GVD обладает угловым разрешением порядка $\sim 0.2^\circ$ (см. раздел 2.4).

Пусть имеется список астрономических объектов-кандидатов в локальные источники нейтрино. Кроме того, пусть имеется выборка событий из реальных данных, удовлетворяющая некоторым критериям отбора. Тогда можно произвести подсчет числа событий, попавших в конус поиска вокруг каждого объекта из списка, а также оценить средний уровень фона в пределах конуса поиска (с использованием данных или МК). Данный шаг позволит сделать оценку потока от объекта (см. рис. 3.1). Для количественной оценки, описывающей способность анализа различать поток нейтрино от источника, введем понятие *чувствительности*. Чувствительностью анализа будем называть средний ожидаемый верхний предел на 90% д.у. на астрофизический поток нейтрино

со спектральным индексом γ .

Поток нейтрино от источника как функция энергии в ограниченном энергетическом диапазоне приближенно может быть описан степенной функцией:

$$\frac{d\Phi}{dE_\nu dt} = \phi(E_\nu, \gamma) = \phi_0 \left(\frac{E_\nu}{E_0} \right)^{-\gamma}, \quad (3.1)$$

где E_ν – энергия нейтрино, γ – спектральный индекс, ϕ_0 – нормировка потока, E_0 – произвольно выбранная опорная величина энергии.

Ожидаемое в детекторе число событий n_s от источника, усредненное за период накопления данных $[t_1, t_2]$, можно оценить, зная эффективную площадь детектора $A_{\text{eff}}(E_\nu, \theta)$ и поток $\phi(E, \gamma)$:

$$\langle n_s \rangle = \int_{t_1}^{t_2} \int_0^\infty A_{\text{eff}}(E_\nu, \theta, t) \phi(E_\nu, \gamma, t) dE_\nu dt, \quad (3.2)$$

где t – время, а θ – зенитный угол, под которым наблюдается источник в момент времени t .

Эффективная площадь зависит от энергии частицы и направления её прилета (зенитного угла). Данная величина вычисляется на основе МК и может быть использована для быстрой оценки отклика детектора, в частности, ожидаемого числа событий в детекторе для той или иной модели источника. Ожидаемое число событий можно посчитать напрямую из данных МК, минуя промежуточную стадию построения эффективной площади. Таким образом, зная период накопления данных (живое время), можно получить полное число сигнальных N_s или фоновых N_b событий из МК-гистограмм.

Расчет верхних пределов на поток выполняется при помощи МК, включающего в себя набор модельных данных для трёх типов событий: атмосферных мюонов, атмосферных нейтрино и нейтрино со спектром E^{-2} . Для расчета ожидаемого числа сигнальных событий N_s в данном анализе используются нейтрино со спектром E^{-2} , которые могут быть перевзвешены на другую желаемую форму спектра, в то время как фоном является совокупность атмосферных нейтрино и мюонов $N_b = N_\nu^{\text{atm}} + N_\mu^{\text{atm}}$. Оценку фона также можно выполнить на основе реальных данных (см. раздел 3.2). С целью подавления фона проводится отбор событий с использованием значений ряда параметров реконструкции. Отобранные события формируют выборку событий-кандидатов в нейтрино.

Вокруг каждого астрономического объекта (со склонением δ) из предва-

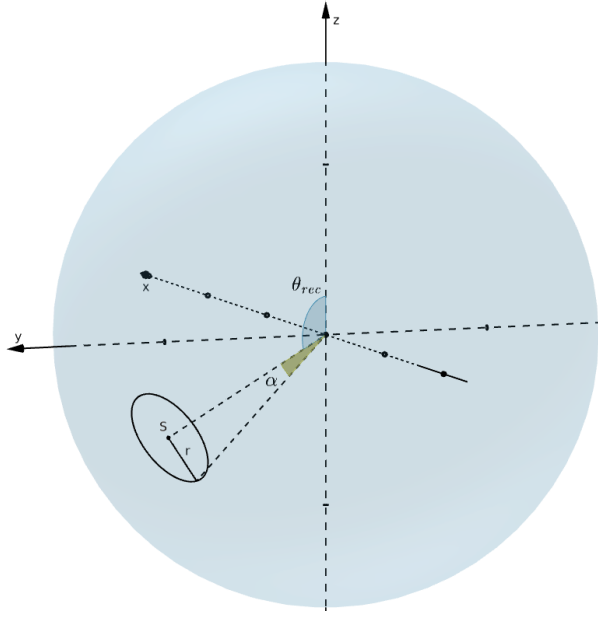


Рис. 3.1: Схематичное изображение поиска событий от источника: подсчет событий в конусе поиска с радиусом α . Реконструированный зенитный угол обозначен θ_{rec} .

рительно сформированного списка мы можем произвести подсчет числа событий-кандидатов в пределах заданного конуса поиска. Зная средний ожидаемый уровень фона N_b в пределах конуса поиска и число попавших в него событий, можем получить верхний предел по методу Фельдмана-Кузинса [17] на число сигнальных событий на 90% д.у. $n_s^{90\%C.L.}$. Полученный верхний предел на число сигнальных событий может быть легко пересчитан в величину потока:

$$\Phi^{90\%C.L.} = \frac{n_s^{90\%C.L.}}{N_s} \cdot \phi_0, \quad (3.3)$$

где ϕ_0 является нормировкой астрофизического потока, использованной при расчете N_s .

Для оценки чувствительности необходимо воспроизвести описанную выше процедуру многократно для различного числа сигнальных событий, которые потенциально могут попасть в конус поиска, и затем усреднить. Число событий, попавших в область поиска, имеет случайный характер и описывается пуассоновской функцией распределения вероятности $P(\mu)$. Взяв $\mu = N_b$, можем разыграть множество псевдо-экспериментов, исходы которых случайным образом распределены по Пуассону. Для каждого исхода псевдо-эксперимента вычислим верхний предел на число сигнальных событий по методу Фельдмана-

Кузинса [17]. После этого проведем усреднение по результатам всех псевдо-экспериментов и получим средний верхний предел на число сигнальных событий на 90% д.у. $\langle n_s^{90\%C.L.} \rangle$. Заменяв в формуле (3.3) $n_s^{90\%C.L.}$ на $\langle n_s^{90\%C.L.} \rangle$, получим средний верхний предел на поток.

Значения параметров реконструкции, использованные для отбора событий, а также угловой размер конуса поиска вокруг источника были предварительно оптимизированы для достижения наилучшей чувствительности к локальным источникам со спектром, близким к E^{-2} .

Ниже подробно описаны используемые версии реконструкции как МК, так и данных, а также процедура оптимизации критериев отбора, результаты расчета чувствительности и экспериментальных верхних пределов, приведено сравнение результатов с результатами эксперимента ANTARES. Дается краткое обоснование формирования списка объектов для изучения, и обсуждение полученных результатов.

3.1. Используемый набор данных

В данном анализе используются однокластерные данные из трекового канала эксперимента Baikal-GVD и соответствующий набор модельных (Монте-Карло) данных, охватывающие период с апреля 2019 по март 2024 г. (сезоны 2019 – 2023). Анализ содержит только восходящие события ($\theta > 90^\circ$) с целью подавления высокого уровня фона от нисходящих атмосферных мюонов. Остаток фона от ошибочно реконструированных атмосферных мюонов в дальнейшем подавляется использованием классификатора BDT. Суммарное живое время анализа составляет 30.5 кластеро-лет (кл.-лет). Техническая информация об используемых файлах содержится в таблицах 3.1 и 3.2.

Для спектра нейтрино E^{-2} живое время набора Монте-Карло носит условный характер и соответствует потоку, заданному следующим образом:

$$\frac{d\Phi}{d\Omega dE} = \phi_0 \left(\frac{E_\nu}{100 \text{ ТэВ}} \right)^{-2}, \quad (3.4)$$

где $\phi_0 = 2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}\text{ГэВ}^{-1}$. Можно заметить, что при энергии около 100 ТэВ этот поток примерно равен величине диффузного астрофизического потока, зарегистрированного экспериментами IceCube и Baikal-GVD (см. раздел 2.5). Выбор условной нормировки выполнен из соображений удобства и никак не влияет на физические результаты.

Сезон	SimGVD ver.	Reco ver.	# кластера	Норм. жив. вр., [лет/файл]
2019	v3.0	recMay23 v6	1 – 5	125.9
2020	v3.0	recMay23v6	1 – 7	94.22
2021	v3.0	recMay23v6	1 – 8	86.36
2022	v2.1	recMay23v6	1 – 4, 7 – 10	67.13
2023	v2.1	recMay23v6	1 – 11	125.9

Таблица 3.1: Технические детали анализа для файлов МК нейтрино со спектром E^{-2} .

Сезон	Reco ver.	# кластера	Жив. время данных, [кл.-лет]
2019	recMay23 v5	1 – 5	3.46
2020	recMay23 v5	1 – 7	4.44
2021	recMay23 v5	1 – 8	5.71
2022	recMay23 v5	1 – 4, 7 – 10	7.00
2023	recMay23 v5	1 – 11	9.87

Таблица 3.2: Технические детали анализа для данных.

3.1.1 Предварительная оптимизация анализа

Анализ, описанный выше, имеет два настраиваемых параметра, существенно влияющих на чувствительность анализа: угол раствора конуса поиска и минимальное значение величины BDT. По техническим причинам, которые поясняются ниже, оптимизацию этих параметров удобно проводить в два этапа: предварительный и окончательный. Задачей предварительного этапа является выбор таких значений настраиваемых параметров, которые позволяют подавить основную часть фона и могут служить хорошей стартовой точкой для запуска алгоритма окончательной оптимизации (раздел 3.1.2). Эти параметры необходимо подбирать таким образом, чтобы обеспечить оптимальную чувствительность анализа, т.е. сделать анализ чувствительным к настолько малому потоку, насколько возможно.

На рис. 3.2 показано МК-распределение параметра BDT_HE для одно-кластерной реконструкции внутри усредненного конуса поиска радиусом $\alpha = 3^\circ$. Красным показаны атмосферные мюоны, синим – атмосферные нейтрино, а зеленым – нейтрино со спектром $\phi \sim E^{-2}$. Живое время составляет 720 кл.-дней. По оси ординат отложено число событий в бине за 720 кл.-дней в пределах области неба, ограниченной радиусом $\alpha = 3^\circ$.

Рассмотрим обобщенный случай определения оптимальных значений критериев отбора в некотором пространстве переменных $\mathbf{X} = \{x_1, x_2, x_3, \dots, x_n\}$. Режимом большой статистики будем называть такой случай, когда средний ожидаемый уровень фона $N_b \gg 1$. Для каждого параметра x_i оценим в первом приближении величину критерия отбора ξ_i . Для этого построим распределение переменной x_i с учетом всех нормировок для фоновой и сигнальной компонент. Далее, для фона и сигнала вычислим кумулятивные функции распределения B и S соответственно, затем найдем и построим отношение кумулятивной функции сигнала к фону в степени β :

$$R = \frac{S}{B^\beta}, \quad (3.5)$$

Выбор $\beta = 0.5$ соответствует классической задаче поиска сигнала в присутствии фона, подчиняющегося распределению Пуассона с величиной среднего фона много большей единицы. Однако, было замечено, что в условиях, характерных для анализа по поиску точечных источников в данных Baikal-GVD, ис-

пользование такого подхода приводит к нежелательным последствиям. А именно, наблюдается полное подавление фона в МК-наборе атмосферных мюонов (живое время которого ограничено уровнем примерно в 1 год для каждого года набора реальных данных), а также в реальных данных (что не позволяет решить проблему за счет использования фона из реальных данных). Отсутствие фона мешает нормальной работе алгоритмов, используемых для поиска оптимума в многомерном пространстве параметров. В частности, при вычислении величины $S/\sqrt{B}$ может наблюдаться деление на ноль. Более того, в анализе по поиску локальных источников в Baikal-GVD число событий, попадающих в зону поиска, обычно не превышает 1-2 событий, что делает приближение больших чисел неактуальным. Можно показать, что в режиме малого числа фоновых событий критерии отбора, выбранные с использованием $S/\sqrt{B}$, являются излишне жесткими, а для получения оптимальной чувствительности их необходимо ослабить. В самом деле, известно, что при ожидаемом числе фоновых событий меньше 1 верхний предел почти не зависит от величины фона, а значит ослабление критериев отбора в таких условиях не ухудшает чувствительность [17]. В связи с этим, оптимизация критериев отбора должна быть проведена с учетом реальных условий малой статистики. Такая оптимизация проведена в Разделе 3.1.2. Тем не менее, представляется полезным получить с помощью простой и быстрой процедуры хотя бы предварительные значения критериев отбора. Необходимый эффект может быть получен за счет изменения величины β с 0.5 на меньшее значение. Необходимо заметить, что данный прием не имеет под собой строгих математических оснований и не является заменой полноценной процедуры оптимизации, а служит лишь в качестве предварительного шага, дающего начальные значения для последующей тонкой оптимизации. Опытным путем было установлено, что для данного объема статистики МК и живого времени вполне удовлетворяет значение $\beta = 0.05$. На основе МК-моделирования фона и сигнала, распределенного (условно) по всей нижней полусфере, был получен график, позволяющий выбрать предварительное значение критерия отбора по BDT (рис. 3.3).

В данном анализе используются два параметра, для которых проводится оптимизация: размер конуса поиска α и классификатор на основе дерева решения (Boosted Decision Tree, BDT), который объединяет различные параметры, характеризующие качество реконструкции, число сработавших модулей и

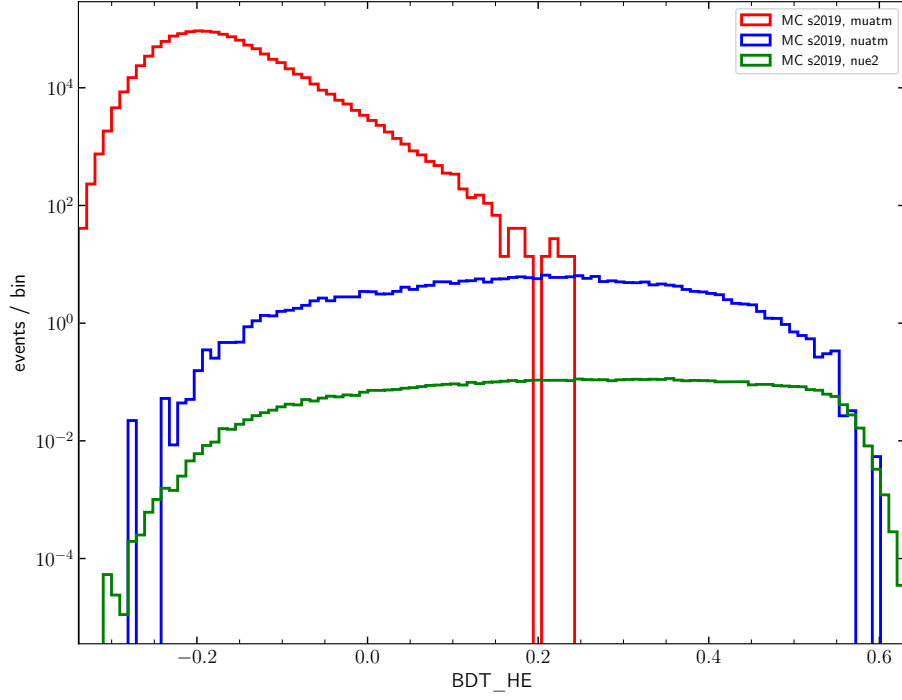


Рис. 3.2: МК-распределение параметра BDT_HE для однокластерной реконструкции на примере 2019 сезона. Красным показаны атмосферные мюоны, синим – атмосферные нейтрино, а зеленым – нейтрино со спектром E^{-2} . Все события реконструированы как восходящие. Живое время составляет 750 кл.-дней. По оси ординат отложено число событий в бине за 750 кл.-дней. Для спектра E^{-2} учтено поглощение в Земле.

другие величины в одну переменную (BDT score). В анализе используется версия BDT-классификатора, оптимизированная для мюонов с энергиями выше 10 ТэВ, BDT_HE [16]. Как можно видеть, максимальное значение параметра S/B^β наблюдается для критерия отбора $\text{BDT} > 0.103$. Это значение берется в качестве предварительного критерия отбора событий, которое уточняется следующим этапе (раздел 3.1.2).

Стоит отметить, что в контексте приведенного анализа величина углового радиуса конуса поиска не подлежит описанной процедуре предварительной оптимизации, т.к. не является параметром реконструкции. Начальное значение конуса поиска $\alpha = 3^\circ$ и по порядку величины соответствует нескольким угловым разрешениям детектора. Уровень фона внутри конуса поиска при этом падает пропорционально сжатию области поиска – из 2π до $\Omega \sim \alpha^2$. Так, в данном анализе область отбора событий ограничена нижней полусферой. Телесный угол конуса поиска в k раз меньше телесного угла полусферы, поэтому и в конусе поиска уровень фона падает примерно в k раз. Масштабный множитель

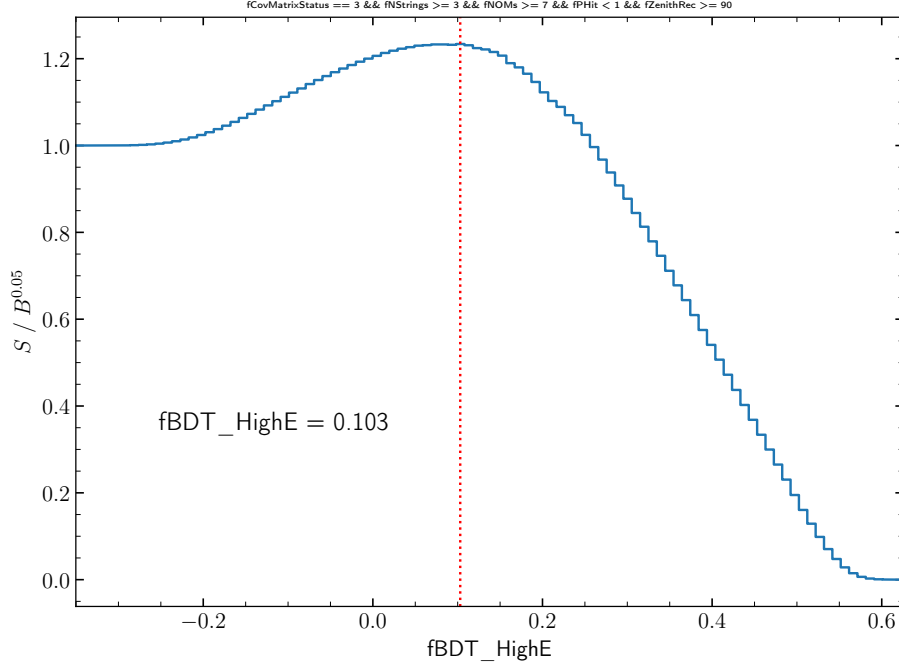


Рис. 3.3: Зависимость величины S/B^β , $\beta = 0.05$ от позиции критерия отбора по BDT_HE. Точка максимума принимается за предварительное значение критерия отбора по BDT_HE.

k можно выразить через отношение телесного угла конуса поиска к телесному углу области, ограниченной зенитным углом θ (см. рис. 3.1):

$$k_\Omega = \frac{\alpha^2}{2(1 + \cos \theta)}, \quad (3.6)$$

3.1.2 Оптимизация в режиме малой статистики («пуассоновский режим»)

Как уже говорилось выше, поиск событий в данных трекового канала телескопа Baikal-GVD выполняется в пределах небольшого ($\alpha \leq 3^\circ$) конуса поиска. После того, как был получен набор предварительных критериев отбора, он применяется к МК, подавляя в первую очередь фон. При этом, конечно, отсекается и часть сигнала. Кроме того, уменьшение области, в которой проводится оценка фона и сигнала, пропорционально подавляет уровень фона в пределах конуса поиска (в $\sim 10^3$ раз). Для выполнения тонкой оптимизации был использован итерационный подход, в рамках которого поочередно уточняется оптимальное значение одного из параметров.

Пусть значение параметра $\text{BDT_HE} = \text{const}$, а угловой радиус конуса

поиска варьируется: $\alpha \in [0.2^\circ; 3.0^\circ]$. Для каждого α_i оценим уровень фона и сигнала из МК. С помощью метода вычисления пределов Фельдмана-Кузинса [17] для данного уровня фона N_b^i посчитаем усредненный по результатам всех псевдоэкспериментов верхний предел на 90% д.у. Для этого, зная N_b^i , разыграем m псевдоэкспериментов, дающих число событий, распределенное по Пуассону: $\mathcal{P}(\mu = N_b^i)$. Для каждого псевдоэксперимента $\mathcal{P}_j$ посчитаем верхний предел на число сигнальных событий n_j . Усреднив по всем j , получим усредненный верхний предел на число событий $\langle n_s \rangle$, после чего по формуле 3.3 найдем соответствующее значение потока, с учетом того, какая часть сигнальных событий попадает в конус поиска (по данным МК-моделирования). Повторим описанную процедуру для всех α_i , построим график зависимости верхнего предела на дифференциальный поток на 90% д.у. $\Phi^{90\%CL}$ от углового размера конуса поиска α (рис. 3.4). На графике наблюдается ярко выраженный минимум. Значение $\hat{\alpha}$, соответствующее минимальной величине потока, будем считать оптимумом.

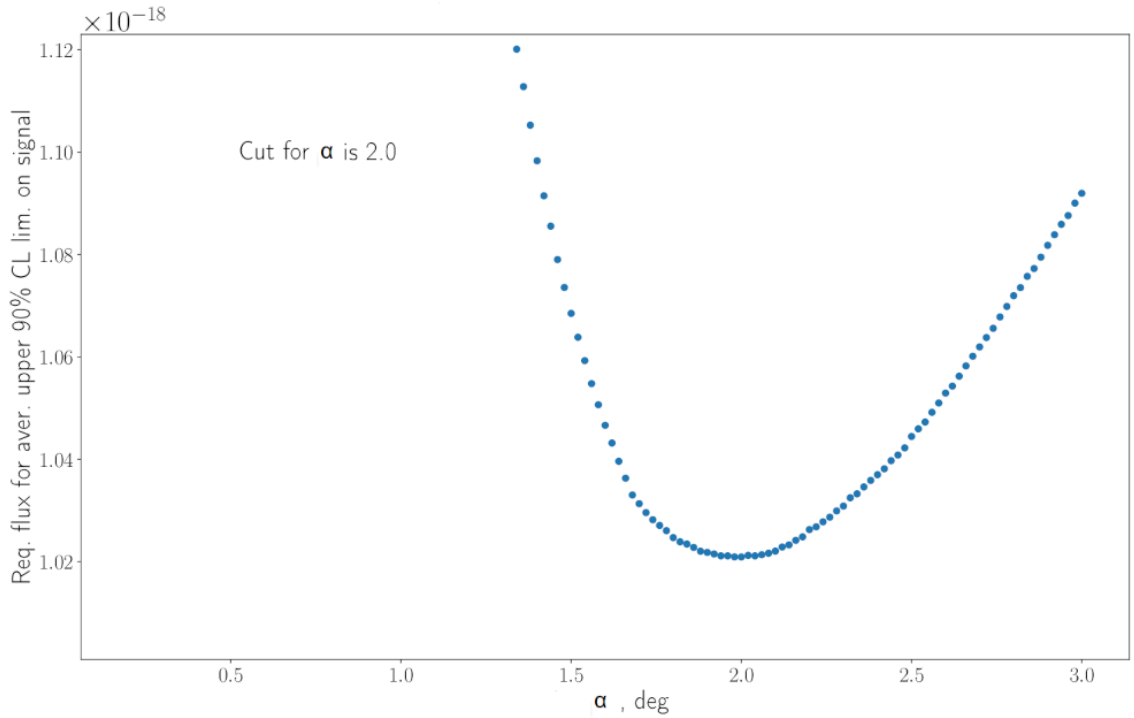


Рис. 3.4: Определение оптимального значения критерия отбора для углового размера конуса поиска α . Положению минимума соответствуют искомое значение $\hat{\alpha}$.

Далее, пусть теперь $\alpha = \hat{\alpha} = \text{const}$. После применения полученного критерия отбора на выборке МК, повторим описанные в предыдущем абзаце шаги для параметра BDT_HE. В результате получим график, показанный на рис.

3.5, с выраженным минимумом. Оба графика (рис. 3.4 и 3.5) получены для экспозиции длительностью 7.9 кл.-лет (сезоны 2019 и 2020).

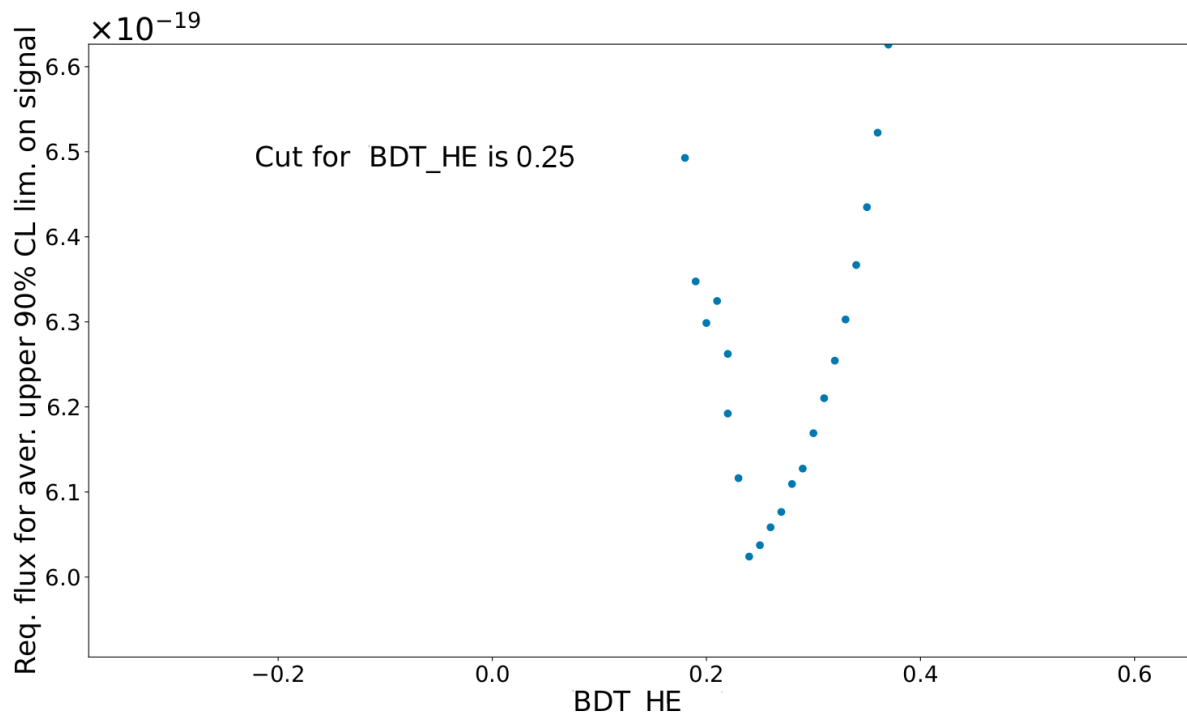


Рис. 3.5: Аналогично рис. 3.4, изображена зависимость $\Phi^{90\%CL}$ от оптимизируемой переменной. В данном случае – BDT_HE.

Описанный выше алгоритм представляет собой первую итерацию оптимизации. Оказавшись вблизи глобального минимума в пространстве переменных $\mathbf{X}$, возникает вопрос: действительно ли достигнут минимум? Чтобы ответить на этот вопрос, в рамках описанного метода проведем дополнительные итерации. На новых итерациях алгоритм находит чуть более жесткое значение критерия отбора по величине раствора конуса поиска, что снижает статистику, заставляя смягчать критерий отбора для BDT_HE. Описанное поведение заставляет алгоритм испытывать флуктуации вблизи положения минимума.

Стоит отметить, что результат, полученный с использованием данной процедуры, зависит от длительности экспозиции. На рис. 3.6 показано сравнение усредненных по всему небу значений чувствительности для трех различных значений экспозиции телескопа (1 год, 1 месяц и 1 сутки). Верхняя панель на графике показывает оценку потока на 90% д.у. На нижней панели показана величина «потенциала открытия», т.е. величины потока, обеспечивающей 50% вероятность наблюдения статистически значимого превышения над фоном на уровне 5σ . Три группы столбцов на каждой панели отражают оценки потока

для разной экспозиции T (год, месяц, сутки). Для каждого значения экспозиции осуществлялся частный случай оптимизации критериев отбора. Каждый столбец отражает оценку для определенного набора критериев отбора с целью сравнения эффективности алгоритма: 1) ограничение только по зенитному углу θ ; 2) критерии отбора, оптимизированные для выделения атмосферных нейтрино; 3) полученные с помощью данного алгоритма на 1-ой итерации; 4) аналогично, для 2-ой итерации. Величина потока дана в единицах $[\text{см}^{-2}\text{ср}^{-1}\text{ГэВ}^{-1}]$. Видно, что описанный метод для длительной экспозиции (порядка года) дает почти в 3 раза лучшую чувствительность, чем простое ограничение по зенитному углу, и почти в 2 раза лучше, чем критерии отбора, оптимизированные под выделение событий от атмосферных нейтрино. Последние, в частности, были получены путем оптимизации только в режиме большой статистики. Также можно заметить, что последующие итерации не всегда дают выигрыш в чувствительности.

Таким образом, описанный метод оптимизации можно представить в виде следующей последовательности шагов:

- получение набора предварительных критериев отбора в режиме большой статистики;
- получение набора критериев отбора в 1-ой итерации работы в режиме малой статистики;
- ... 2-ой итерации;
- ...
- ... i -ой итерации.

Таким образом, отметим, что уже первой итерации оптимизации в режиме малой статистики достаточно для получения удовлетворительной (для данного метода) чувствительности.

3.2. Результаты оценки чувствительности анализа к астрофизическому потоку от условного локального источника

В предыдущем разделе было дано описание двухэтапной процедуры оптимизации критериев отбора, обеспечивающих наилучшую чувствительность к

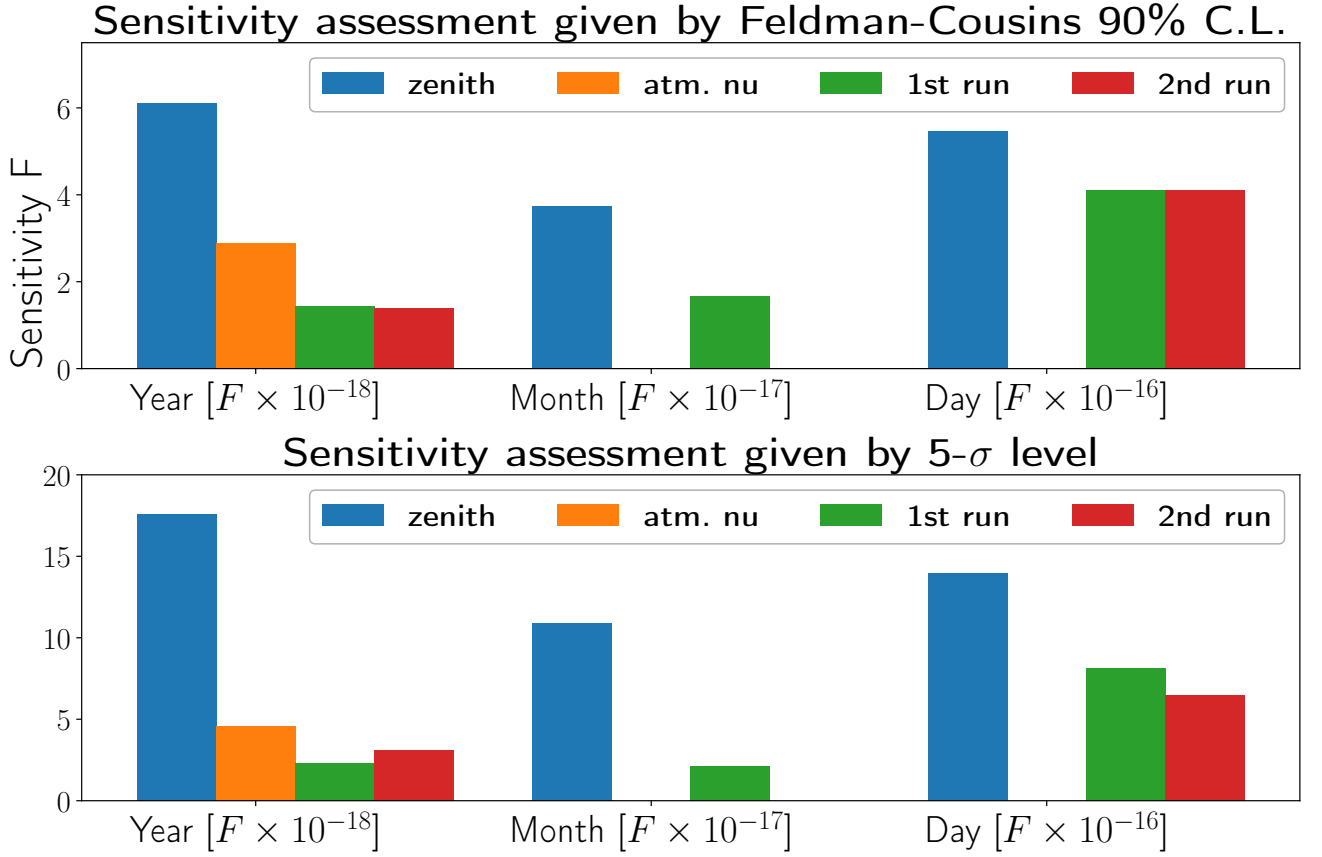


Рис. 3.6: Столбчатые диаграммы, показывающие усредненную чувствительность анализа в разных сценариях. Верхняя панель на графике отражает сценарий чувствительности на 90% д.у. Нижняя панель – на уровне 5σ , т.е. на уровне «потенциала открытия». Три группы столбцов на каждой панели отражают оценки чувствительности для разной длительности экспозиции T (год, месяц, сутки). Каждый столбец отражает оценку для определенного набора критериев отбора с целью сравнения эффективности алгоритма: 1) ограничение только по зенитному углу θ ; 2) критерии отбора, оптимизированные для выделения атмосферных нейтрино; 3) полученные с помощью данного алгоритма на 1-ой итерации; 4) аналогично, для 2-ой итерации. Величина потока дана в единицах $[\text{см}^{-2}\text{ср}^{-1}\text{ГэВ}^{-1}]$

потоку нейтрино со спектром E^{-2} от условного локального источника на небе. Были получены значения двух параметров анализа $\alpha \leq 2^\circ$ и $\text{BDT_HE} \geq 0.25$ – углового радиуса конуса поиска вокруг условного источника и значения BDT-классификатора соответственно. Критерии отбора были оптимизированы с использованием МК-моделирования как для фона, так и сигнала. Полученные значения являются оптимальными для длительной (более года) экспозиции.

Прежде чем перейти к оценке потока для условных источников, расположенных на разных склонениях, отметим важную особенность в распределении

фона. Отклик детектора, вообще говоря, имеет ярко выраженную зависимость от направления регистрации событий, которая выражается как в зависимости от зенитного угла, так и от азимутального. Переход от координат (θ, ϕ) к экваториальным координатам (δ, α') позволяет достичь изотропного распределения событий по координате α' – прямому восхождению (РА, например, рис. 3.7) ввиду суточного вращения Земли.

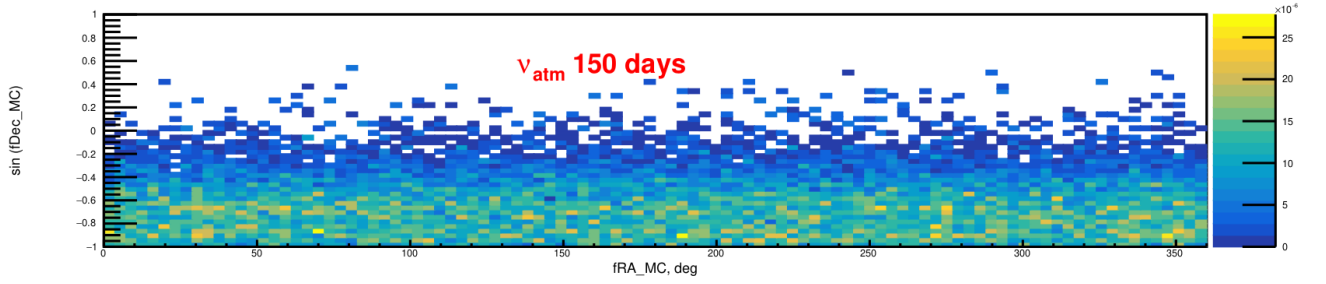


Рис. 3.7: Распределение атмосферных нейтрино (которые суть один из компонентов фона) однокластерного МК на примере кластера № 3 сезона 2019 в координатах $(\sin \delta_{MC}, \sin \alpha'_{MC})$. Живое время составляет 150 дней.

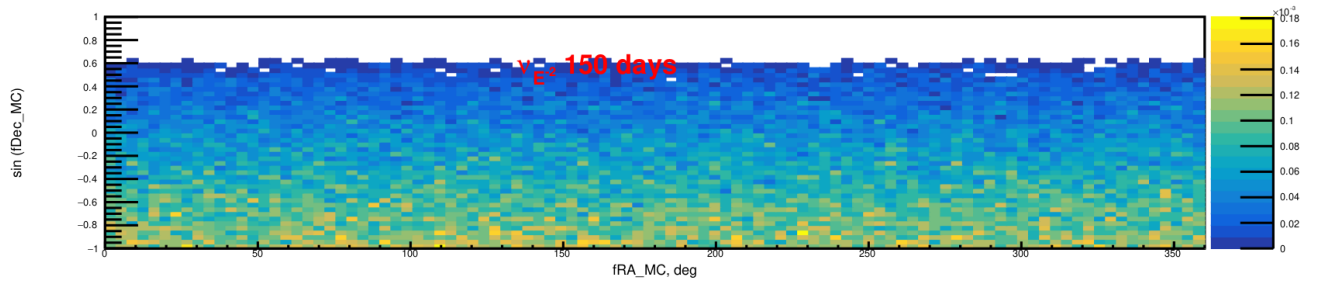


Рис. 3.8: Аналогично рис. 3.7 – распределение нейтрино со спектром E^{-2} .

Наиболее надежный способ учета фона основывается на его оценке напрямую из данных. Эта оценка заключается в отборе реальных мюонных событий по параметру BDT_NE, после чего события случайным образом перемешиваются по прямому восхождению. Это позволяет отвязать координаты событий от их фактического направления, равномерно распределив их вдоль РА и сохранив при этом зависимость от склонения, характерную для фона (рис. 3.7). Такой подход является распространенной практикой при оценке фона из данных в нейтринных экспериментах. Как можно видеть, зависимостью отклика детектора от прямого восхождения можно пренебречь в данной задаче. Для сравнения, на рис. 3.8 приведено ожидаемое распределение наблюдаемых со-

бытий по синусу склонения и прямому восхождению для случая изотропного потока нейтрино со спектром E^{-2} .

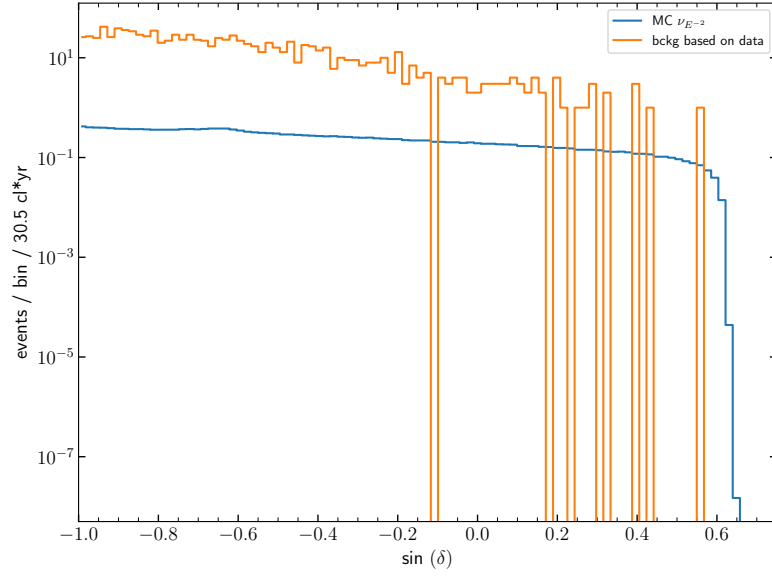


Рис. 3.9: Распределение событий по синусу склонения для экспериментальных данных сезонов 2019–2023 и модельных данных (МК): оранжевым – фон, взятый из данных; синим – нейтрино с предполагаемым спектральным индексом $\gamma = 2.0$.

Выполним теперь оценку потока от условного источника в пределах заданного конуса поиска для различных склонений. Для этого построим распределение фона и сигнала по $\sin(\delta)$, разбив небесную сферу (4π) на N_{bins} бинов (рис. 3.9). Далее, выполним подсчет среднего числа фоновых событий внутри бина. Уровень фона внутри бина превышает аналогичный внутри конуса поиска на отношение телесных углов бина к конусу поиска в k_α раз:

$$k_\alpha = \frac{N_{bins}\alpha^2}{4}, \quad (3.7)$$

Произведя оценку величины потока для всех бинов по синусу склонения, получим кривую чувствительности, которая показывает усредненный верхний предел на поток на 90% д.у. Добавление новых сезонов увеличивает статистику, позволяя существенно улучшать чувствительность анализа. На рис. 3.10 показано, как меняется чувствительность с ростом статистики.

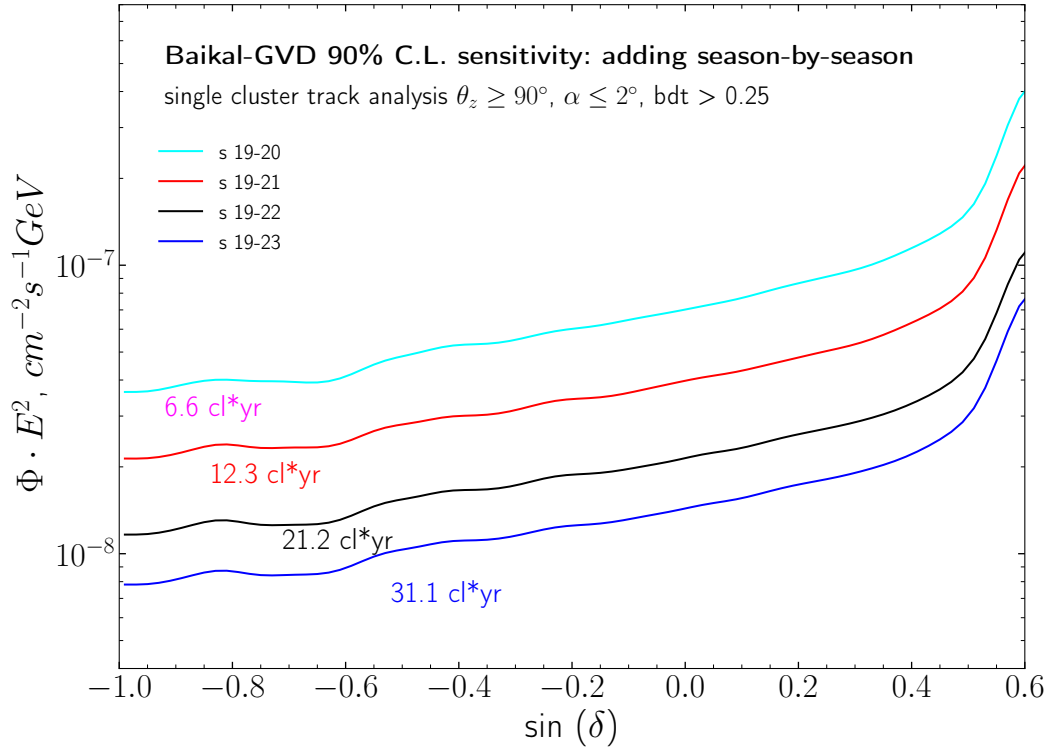


Рис. 3.10: Изменение чувствительности к потоку нейтрино со спектром E^{-2} при увеличении экспозиции за счет добавления статистики из новых сезонов.

3.3. Применение анализа к экспериментальным данным

Основываясь на Монте-Карло моделировании, было установлено, что значение критерия отбора $\text{BDT_NE} > 0.25$ обеспечивает оптимальную чувствительность для квази-точечных источников в данном анализе (см. предыдущий раздел). Данная процедура отбора позволяет получить достаточно чистую выборку нейтринных событий с оценочным уровнем вклада атмосферных мюонов ниже 5% [16]. В результате применения этих критериев отбора к реальным данным эксперимента Baikal-GVD (см. раздел 3.1 и таблицу 3.2), получена выборка, которая содержит 988 событий-кандидатов в нейтрино с энергиями в диапазоне от ~ 100 ГэВ до ~ 1 ПэВ (рис. 3.11). В данном наборе преобладают события от атмосферных нейтрино с медианной энергией нейтрино порядка 1 ТэВ. Характерное угловое разрешение составляет $\sim 0.5^\circ$ и достигает $\approx 0.2^\circ$ для треков с наибольшей видимой длиной (≈ 500 м; см. раздел 2.4).

На основе выборки трековых событий проводится целенаправленный поиск точечных источников нейтрино. Для этого, руководствуясь как объективными данными, так и весьма субъективными соображениями, мы сформировали перечень интересующих нас астрономических объектов. После отбора ис-

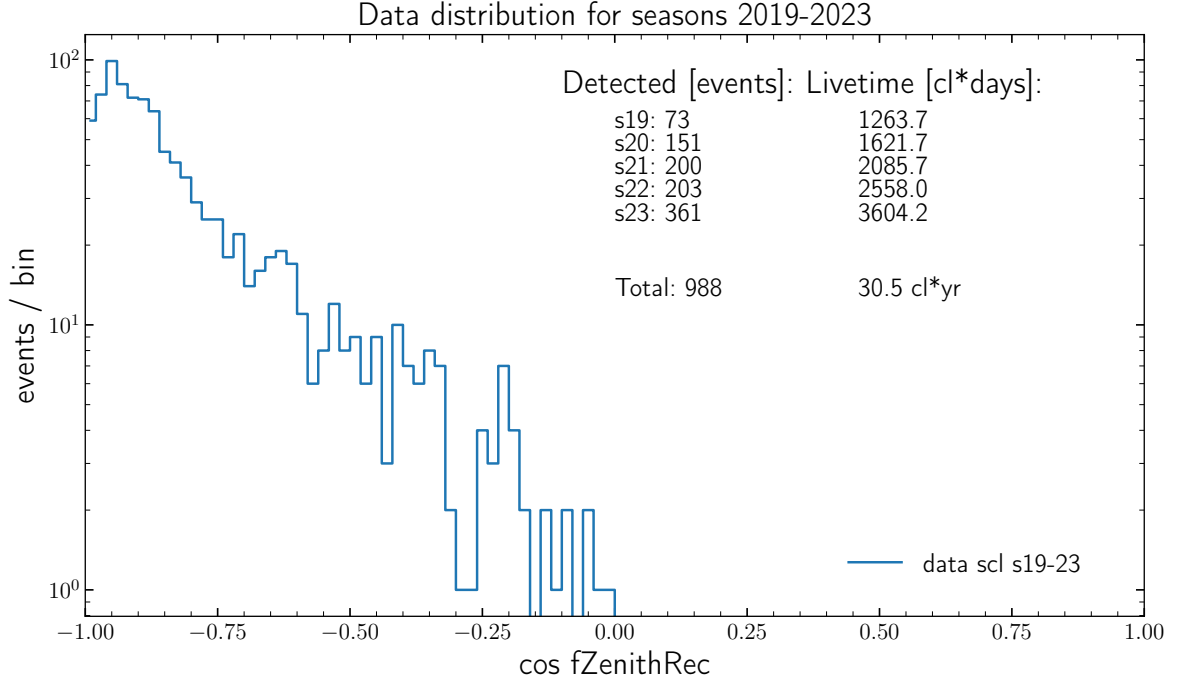


Рис. 3.11: Распределение отобранных событий в экспериментальных данных сезонов 2019 – 2023 по косинусу зенитного угла θ после применения всех критериев отбора: базовых и $\text{BDT_HE} \geq 0.25$. Суммарное число событий, прошедших процедуру отбора, составило 988, длительность экспозиции в используемом наборе данных 30.5 кластер-лет.

точников, находящихся в поле зрения нашего анализа ($\delta < +38.8^\circ$), в этом списке осталось 92 объекта (см. Приложение). Данный список включает в себя упомянутые ранее TXS 0506+056 и NGC 1068, опубликованное направление на нейтринное событие со сверхвысокой энергией KM3-230213A [88], Центр Галактики, некоторые объекты, ассоциируемые с нейтринными событиями и областями с повышенной плотностью нейтринных событий IceCube и ANTARES, а также ряд гамма-источников, таких как сейфертовские галактики и некоторые другие примечательные галактические и внегалактические объекты.

Перечень объектов сформирован таким образом, чтобы охватить все объекты, для которых ранее заявлялись ассоциации (совпадения) с нейтринными событиями, а также ряд других объектов, представляющих интерес для нейтринной астрономии, в особенности — внегалактических, однако он не претендует на полноту по какому-либо объективному критерию. В частности, в него не вошло множество галактических гамма-источников ТэВ-ных энергий. Также в него могли не попасть некоторые объекты, для которых ассоциация с нейтрино

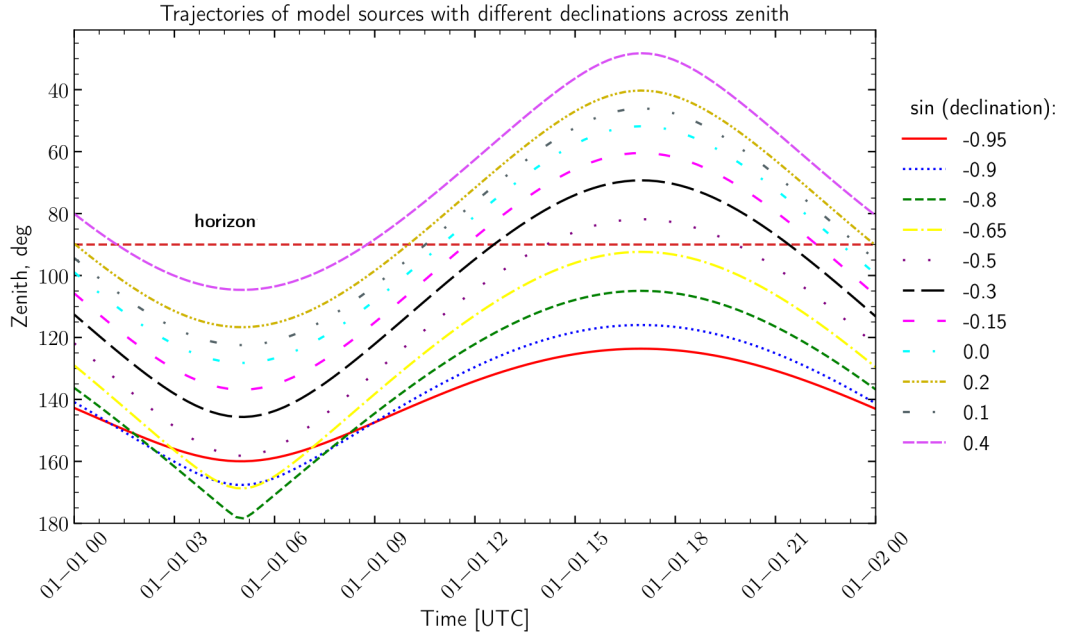


Рис. 3.12: Траектория движения источников с разным склонением относительно горизонта за астрономические сутки. Видно, что источники с $\sin(\delta) > 0.6$ находятся строго над линией горизонта. Это значит, что в данном анализе объекты в области склонений $\sin(\delta) > 0.6$ расположены вне поля зрения ($\theta_{rec} \geq 90^\circ$).

была заявлена совсем недавно. Стоит отметить, что в контексте данного анализа объекты с $\delta < -38.8^\circ$ постоянно находятся в поле зрения телескопа (рис. 3.12).

3.4. Результаты. Сравнение с другими экспериментами

Поиск проводился внутри конуса с угловым радиусом 2° вокруг каждого объекта без учета протяженности источников и неопределенности их положения (см. рис. 3.1). Стоит также отметить, что размер конуса был подобран таким образом, чтобы обеспечить наилучшую чувствительность, определяемую как ожидаемый средний верхний предел к точечным источникам со спектром E^{-2} .

Можно заметить, что радиус конуса значительно превышает характерное угловое разрешение треков в выборке. Это связано с относительно низким числом фоновых событий, из-за чего анализ переходит в пуассоновский режим низкой статистики, где жесткие критерии отбора для подавления фона не требуются. Число событий, найденное внутри конуса поиска, сравнивалось с оценкой фона, полученной путем случайного перемешивания данных по прямому восхождению. Статистически значимых превышений над фоном по результатам данного анализа обнаружено не было. Верхние пределы на все объекты в

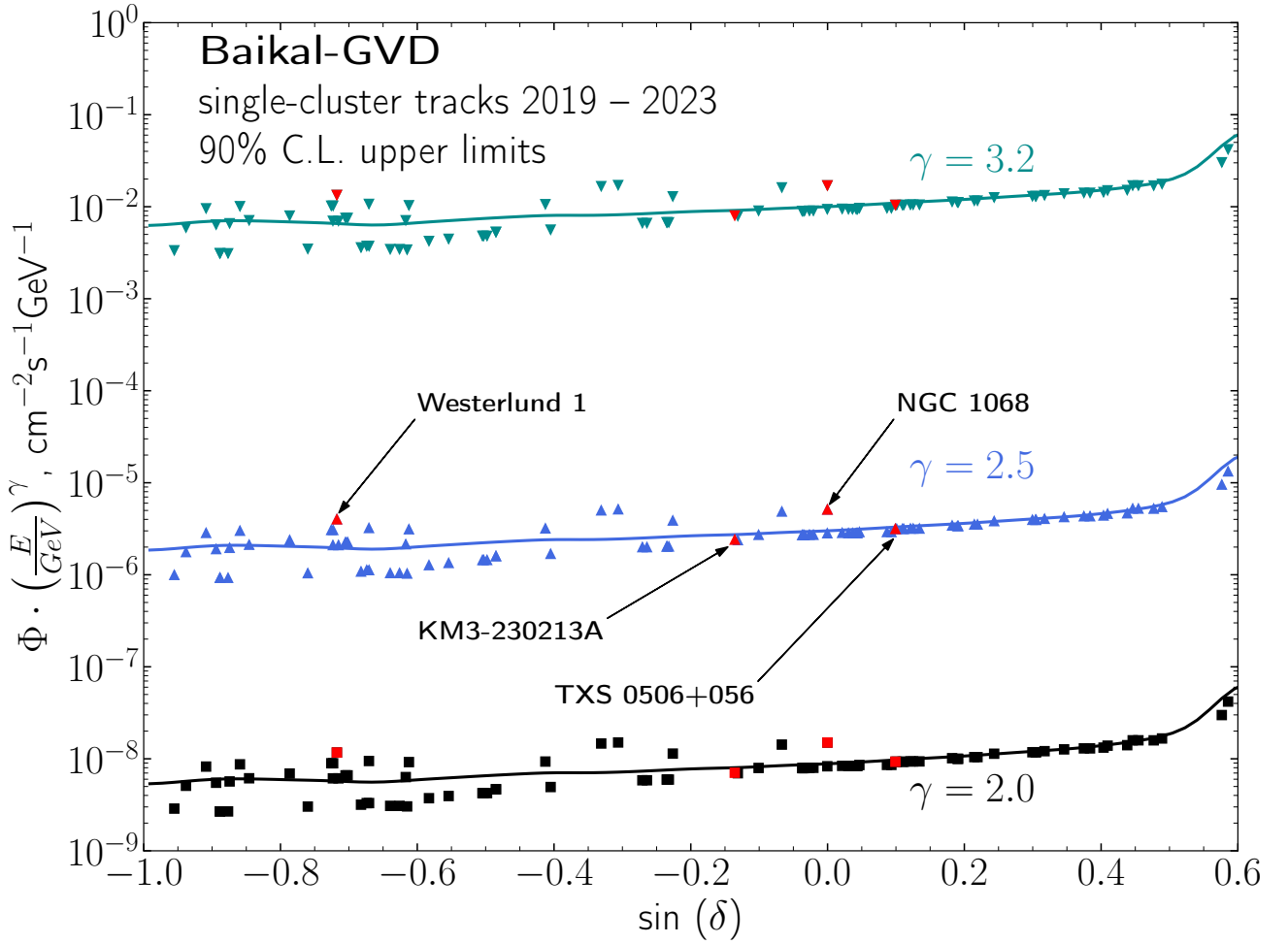


Рис. 3.13: Чувствительность к точечным источникам нейтрино (ожидаемый средний верхний предел на 90% д.у. на поток нейтрино одного аромата, сплошные цветные линии) и верхние пределы на 90% д.у. на поток, посчитанные для трех предполагаемых спектральных индексов γ для списка из 92 источников-кандидатов, используя выборку трековых событий Baikal-GVD, зарегистрированных в период с апреля 2019 г. по март 2024 г. (квадраты и треугольники).

списке получены методом Фельдмана–Кузинса [17] в предположении, что поток нейтрино подчиняется степенному закону со спектральными индексами $\gamma = 2.0; 2.5; 3.2$ (см. рис. 3.13 и табл. в Приложении). Преобразование числа событий в величину потока нейтрино ($\Phi = dN/dE$) основано на результатах Монте-Карло моделирования детектора Baikal-GVD [77; 89]. Величины потока приведены для суммы потоков мюонных нейтрино и анти-нейтрино до поглощения в Земле. Поглощение потоков нейтрино в процессе их прохождения через Землю, включая эффекты от взаимодействий по каналам заряженного и нейтрального токов, было рассчитано с помощью пакета NuFATE [22]. Объектом с наибольшим числом событий-кандидатов в нейтрино, попавших в конус по-

иска 2° (три события), является молодое звездное скопление Вестерлунд 1 [90]. Ожидаемый уровень фона для данного объекта составляет 0.98 событий. Соответствующее значение вероятности для нулевой гипотезы до коррекции на количество просмотренных объектов (предварительное р-значение) составляет 0.0036, что соответствует значимости 2.7σ (без учета штрафного фактора).

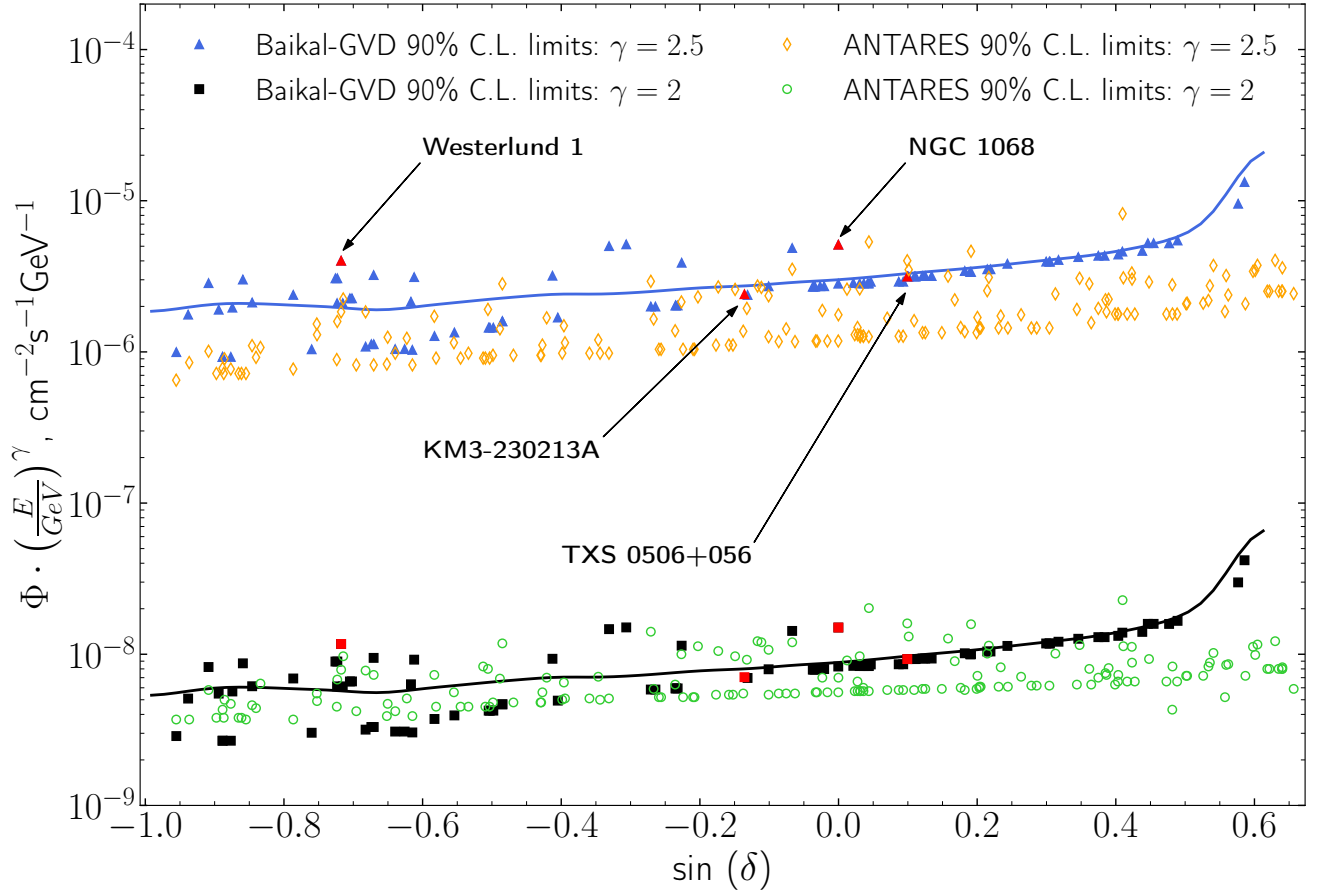


Рис. 3.14: Сравнение результатов Baikal-GVD (квадраты и треугольники сплошным цветом, как на рис. 2) с верхними пределами ANTARES за 15 лет [91] (пустые кружки и ромбы).

Полученные нами результаты находятся в согласии с нулевой гипотезой, т.е. наличием фона при отсутствии сигнала. Отсутствие статистически значимого превышения над фоном для NGC 1068 ожидаемо, принимая во внимание тот факт, что суммарная экспозиция в данном анализе на порядок меньше накопленной экспозиции IceCube, позволившей обнаружить этот источник на уровне значимости 4σ [4]. Тот же аргумент применим и к TXS 0506+056 с поправкой на неопределенность, обусловленную переменной природой этого источника [3; 63].

С учетом поправки на число испытаний, регистрация трех событий в

окрестностях Вестерлунд 1 вполне может быть и, скорее всего, является случайным совпадением. С другой стороны, это превышение над фоном может быть, по крайней мере частично, обусловлено нейтринным излучением из области вблизи Вестерлунд 1. Действительно, молодые массивные звездные скопления ранее рассматривались в качестве потенциальных источников космических лучей (см., например, [92]), а Вестерлунд 1 считается наиболее массивным из известных скоплений молодых звезд в нашей Галактике [93]. Гамма-источник ТэВ-ных энергий HESS J1646-458, чей угловой диаметр составляет 2° , по-видимому, связан с ударной волной торможения коллективного звездного ветра скопления Вестерлунд 1 [90; 94], что допускает интерпретацию в рамках адронного сценария. Таким образом, HESS J1646-458 теоретически мог бы давать вклад в нейтринные события, наблюдаемые Baikal-GVD, хотя пересчет числа нейтринных событий (три события, соответствующие потоку $E^2 dN/dE = 5.5 \times 10^{-9}$ ГэВ см $^{-2}$ с $^{-1}$) в поток гамма-квантов в рамках адронного сценария дает превышение потока от источника HESS J1646-458, который составляет около 4×10^{-9} ГэВ см $^{-2}$ с $^{-1}$ при 10 ТэВ ($E^2 dN_\gamma/dE$). Наша область поиска радиусом 2° также включает в себя два других известных ТэВ-ных гамма-источника: HESS J1640-465 и HESS J1641-463, в которых также потенциально могут протекать адронные процессы [95]. Возможно также, что данная область может содержать более протяженный источник, который мог остаться незамеченным экспериментом H.E.S.S. Действительно, атмосферные черенковские телескопы, такие как H.E.S.S., испытывают трудности с наблюдением источников, чья протяженность сравнима или превышает поле зрения телескопа (5° для H.E.S.S., см., например, [96]). Следует отметить, что южное расположение данного источника не позволяет наблюдать его на широкоугольных обсерваториях LHAASO и HAWC, расположенных в Северном полушарии. Наконец, область расположена в плоскости Галактики, вблизи $(l, b) = (339.55^\circ, -0.40^\circ)$, где диффузное излучение от Галактики может вносить существенный вклад в суммарный поток.

Верхние пределы, представленные в данной работе, не учитывают систематических ошибок. Неопределенности могут быть следствием неполного знания эффективности детектора и его углового разрешения. Недавний анализ спектра атмосферных нейтрино с использованием трековых данных Baikal-GVD [16] указывает на то, что эффективность детектора в трековом моделировании Baikal-GVD находится под контролем в пределах $\pm 35\%$, причем недооценка эф-

фективности представляется более вероятной, чем переоценка. Представленные верхние пределы не содержат коррекции на неопределенность эффективности детектора. Систематические неопределенности в знании углового разрешения не должны существенно влиять на текущий анализ ввиду их относительной малости при характерном угловом разрешении ($< 1.0^\circ$ при 68% д.у.) в сравнении с размером конуса поиска (2°).

Результаты, представленные в настоящей работе, используют ограниченный набор данных Baikal-GVD, а также упрощенные методы реконструкции и анализа. Экспозиция анализа соответствует 30 кластер-годам, или 1.5 годам работы детектора в полной конфигурации (1 км^3). Как можно видеть, достигнутая чувствительность уже сравнима с опубликованной за 15 лет наблюдений телескопом ANTARES [91] (см. рис. 3.14). Чувствительность анализа будет в дальнейшем улучшена по мере накопления данных и усовершенствования методики анализа. Повторный анализ этого же набора данных с использованием метода максимального правдоподобия, а также включение многокластерных событий, позволят существенно улучшить чувствительность.

Эксперимент IceCube также обладает высокой чувствительностью к источникам в южной небесной полусфере, составляя конкуренцию ANTARES, в частности, за счет использования каскадных событий высокой энергии [97]. Можно утверждать, что представленные в настоящей работе верхние пределы на поток нейтрино сравнимы с пределами, опубликованными другими экспериментами, и, таким образом, вносят значительный вклад в суммарную чувствительность мировой сети нейтринных телескопов. Чувствительность анализа данных Baikal-GVD будет улучшена по мере роста детектора и накопления статистики, а также по мере улучшения методики анализа. Анализ точечных источников по данным Baikal-GVD с использованием метода максимального правдоподобия в данный момент находится в стадии разработки.

Глава 4. Улучшение чувствительности анализа к локальным источникам нейтрино с помощью метода максимального правдоподобия

4.1. Описание метода

Полученные в предыдущей главе результаты основаны на простом методе подсчета событий, удовлетворяющих определенным критериям. Критерии отбора событий подбираются таким образом, чтобы достичь наилучшей чувствительности к потоку с заданным спектром. Основным недостатком данного подхода является то, что не учитываются уникальные спектральные особенности фона и сигнала. Кроме того, угловое расстояние от объекта до восстановленного направления нейтрино используется лишь дискретно, пропуская близко расположенные события в анализ и отбрасывая все остальные, в т.ч. сигнальные события. Поэтому следующим логическим шагом в рамках анализа по поиску локальных источников является разработка и переход к более совершенному методу.

В нейтринной астрономии для оценки физических параметров широко применяется небинированный метод максимального правдоподобия, а для проверки гипотез используется соотношение правдоподобий [18; 19; 98–100]. В сравнении с простым анализом, основанным на подсчете числа событий, удовлетворяющих четким критериям отбора, использование этих методов позволяет повысить чувствительность водного черенковского телескопа до ~ 2 раз для событий от источников с жестким ($\gamma \sim 2$) спектром [19] (рис. 4.1).

Пусть имеются две противоположные гипотезы о составе данных:

- наблюдаемые данные не содержат ничего кроме фона (H_0);
- данные представляют собой сочетание фона и сигнала (H_1). Доля сигнала в наборе данных неизвестна, как и то, какие события могут быть отождествлены с ним.

Назовем их нулевой и альтернативной гипотезами, и обозначим H_0 и H_1 соответственно.

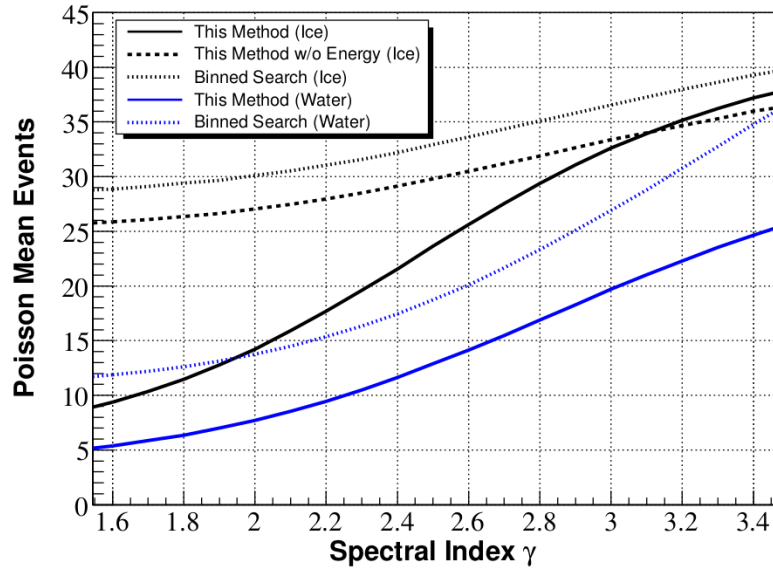


Рис. 4.1: На графике показано пуассоновское среднее число сигнальных событий, необходимых для достижения значимости 5σ по итогу серии псевдоэкспериментов, смоделированных в [19]. Сплошные кривые отражают оценку с использованием метода максимального правдоподобия (синим – для детектора в воде, черным – для льда), пунктиром показана оценка при использовании описанного ранее метода подсчета событий внутри конуса поиска. График взят из [19]

Количественную разницу в этих гипотезах покажет отношение функций правдоподобия, построенных для каждой из них. Функция правдоподобия использует информацию о пространственном распределении сигнала и фона, а также о форме их энергетического спектра.

Построим функцию правдоподобия следующим образом:

$$\ln \mathcal{L}(\mathbf{x}_i, n_s, E_i, \gamma) = \sum_{i=1}^N \ln \left[\frac{n_s}{N} \mathcal{S}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_s, E_i, \gamma) + \left(1 - \frac{n_s}{N}\right) \mathcal{B}(E_i, \delta_i) \right] \quad (4.1)$$

где $\mathcal{S}$ and $\mathcal{B}$ – функции плотности вероятности (в дальнейшем – ФПВ) для сигнала и фона соответственно, N – полное число восстановленных событий в рассматриваемой выборке данных, n_s – число сигнальных событий, $\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_s$ – небесные координаты i -го восстановленного события и источника, E_i – восстановленное значение энергии события, γ – спектральный индекс источника, δ_i – склонение i -го восстановленного события.

Рассмотрим подробнее каждую ФПВ.

Сигнал. ФПВ сигнала содержит две компоненты: пространственную и энергетическую. Предполагая, что сигнал сконцентрирован непосредственно вблизи направления на источник $\mathbf{x}_s$ и распределен в его окрестности согласно закону гауссового распределения, запишем пространственную компоненту сигнала в виде двумерного гауссового распределения. ФПВ для энергии учитывает распределение энергии для заданного спектрального индекса и определяется из МК. Таким образом, ФПВ для сигнала можно записать в следующем виде:

$$\mathcal{S}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_s, \gamma, E_i) = \frac{1}{2\pi\sigma_i^2} \exp\left(-\frac{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_s|^2}{2\sigma_i^2}\right) \cdot \mathcal{E}(E_i, \gamma, \theta_i) \quad (4.2)$$

где σ_i – угловая ошибка восстановления направления события, $\mathbf{x}_i$ – восстановленное направление прихода i -го события, γ – спектральный индекс источника, θ_i – зенитный угол восстановленного события.

Фон. ФПВ фона состоит из двух компонент аналогично ФПВ сигнала. В отличие от сигнала, фон распределен по всей небесной сфере, поэтому пространственную ФПВ можно принять равной константе по всей области вблизи источника, нормированной на телесный угол данной области. Энергетический член описывает распределение фоновых событий по реконструированной энергии, характерному для фона, которое может быть определено из Монте Карло либо из экспериментальных данных. Для удобства дальнейшего анализа фоновую ФПВ определим как функцию склонения, а не зенитного угла. В результате ФПВ фона имеет вид:

$$\mathcal{B}(\delta_i, E_i) = \frac{\mathcal{P}(E_i, \delta_i)}{\Omega_i}, \quad (4.3)$$

где Ω_i – телесный угол области вокруг источника, являющийся нормировочной константой для данной области (функция склонения).

На данном этапе работы энергетическая компонента ФПВ сигнала и фона не учитывается в анализе ввиду упрощения. Введение ФПВ энергии является следующим шагом в эволюции анализа.

Минимизируя $-\ln\mathcal{L}$ в уравнении (4.1) относительно n_s и γ , получим оптимальное значение $\hat{n}_s$ и $\hat{\gamma}$, и вычислим тестовую статистику $\mathcal{TS}$ как логарифм отношения нулевой $\mathcal{L}(\mathbf{x}_i, \hat{n}_s = 0)$ и альтернативной $\mathcal{L}(\mathbf{x}_i, \hat{n}_s, \hat{\gamma})$ гипотез.

Таким образом, $\mathcal{TS}$ определяется как:

$$\mathcal{TS} = -2 \cdot \ln \left[\frac{\mathcal{L}(\mathbf{x}_i, \hat{n}_s = 0)}{\mathcal{L}(\mathbf{x}_i, \hat{n}_s)} \right] \quad (4.4)$$

Используя описанный подход, смоделируем серию псевдоэкспериментов, где имеется некоторый условный источник с координатами (δ, α') . Зададим область поиска вокруг данного источника в виде круга с радиусом α . Внутри заданной области проведем серию (100000) псевдоэкспериментов, для каждого из которых разыграем случайным образом число событий согласно пуассоновскому закону с ожидаемым средним $\mu = 0.4$. Из этой серии возьмём только те исходы, в результате которых разыгранное число событий больше нуля (≈ 33000 событий). Разыгранные события для каждого псевдоэксперимента случайным образом распределим вокруг источника (рис. 4.2), и построим для них функцию правдоподобия ($\sigma_i = 0.5^\circ$), максимизируем её относительно n_s и найдем значение $\mathcal{TS}$.

Проведя серию таких псевдоэкспериментов, построим распределение $\mathcal{TS}$ для фона ($\mathcal{TS}_{bg}$). Это необходимо для определения положения уровня 3σ , а также для дальнейшего расчета чувствительности для заданного доверительного уровня.

Нормируем распределение $\mathcal{TS}$ таким образом, чтобы площадь под гистограммой была равна 1, и построим дополнительную кумулятивную функцию распределения (в дальнейшем – сCDF) $P(X > x)$ (рис. 4.3).

На рис. 4.3 имеется несколько особенностей. Первая – пик в нуле. Его наличие обусловлено тем, что медиана распределения равна 0, т.к. в большинстве случаев алгоритм распознает события вокруг источника в качестве фоновых, когда максимизированная функция правдоподобия равна функции правдоподобия для нулевой гипотезы. Вторая особенность – выраженные ступеньки, которые соответствуют таким исходам псевдоэкспериментов, когда

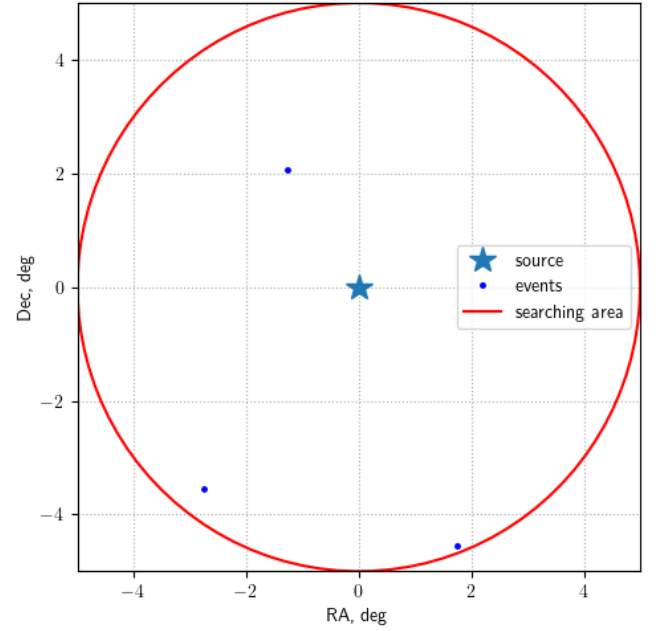


Рис. 4.2: Иллюстрация i -го псевдоэксперимента, где вокруг условного источника случайным образом выполняется розыгрыш фоновых событий со средним уровнем фона μ , равномерно распределенных вокруг источника.

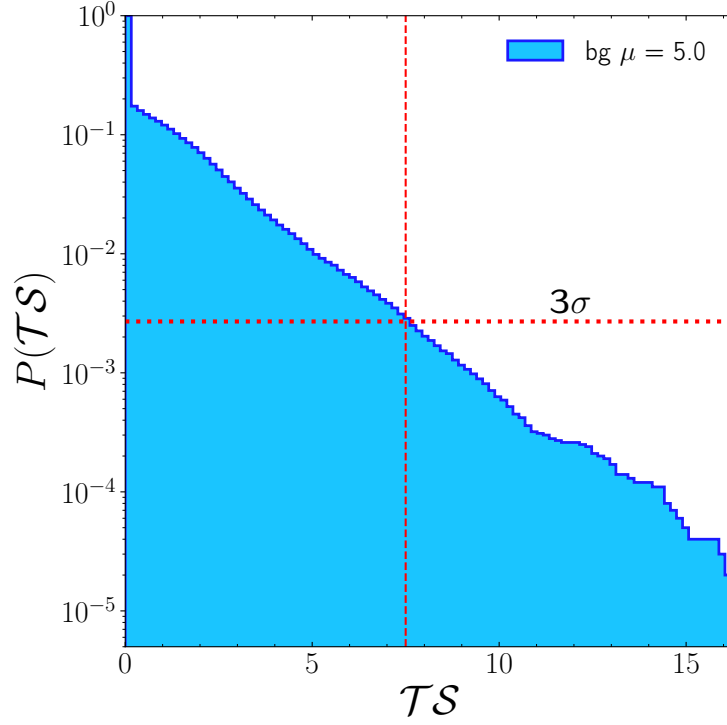


Рис. 4.3: Дополнительная кумулятивная функция распределения тестовой статистики, полученная по результатам серии псевдоэкспериментов с уровнем фона, равным 5.0, при отсутствии сигнала. Красная вертикальная линия показывает значение $\mathcal{TS}$, соответствующее доверительному уровню 3σ .

одно или два события оказываются вблизи источника на дистанции порядка размера угловой ошибки (см. ур. 4.2). На рис. 4.3 красная вертикальная линия показывает значение $\mathcal{TS}$, соответствующее доверительному уровню 3σ .

Для изучения поведения распределений $\mathcal{TS}_{bg}$ рассмотрим, как меняется их форма при различных значениях фона и угловой ошибки. Зафиксируем среднее $\mu = 1$ и построим распределения для нескольких $\sigma_i = \{0.5, 1, 2\}$ градусов (рис. 4.4). Как можно видеть, при увеличении ширины гауссового распределения (σ_i) в ФПВ сигнала максимальная величина $\mathcal{TS}$ уменьшается. Отсюда видно, что форма распределения $\mathcal{TS}_{bg}$ требует калибровки под условия конкретного эксперимента; в противном случае оценки статистической значимости могут оказаться смещенными.

Зафиксируем теперь значение $\sigma = 0.5^\circ$ и построим графики $\mathcal{TS}_{bg}$ для набора значений среднего $\mu_j = \{0.4, 1, 2, 10, 100\}$, рис. 4.5 и 4.6.

На рис. 4.5 показаны несколько случаев распределений с малыми величинами статистики. Видно, что при малой статистике отчетливо проявляется

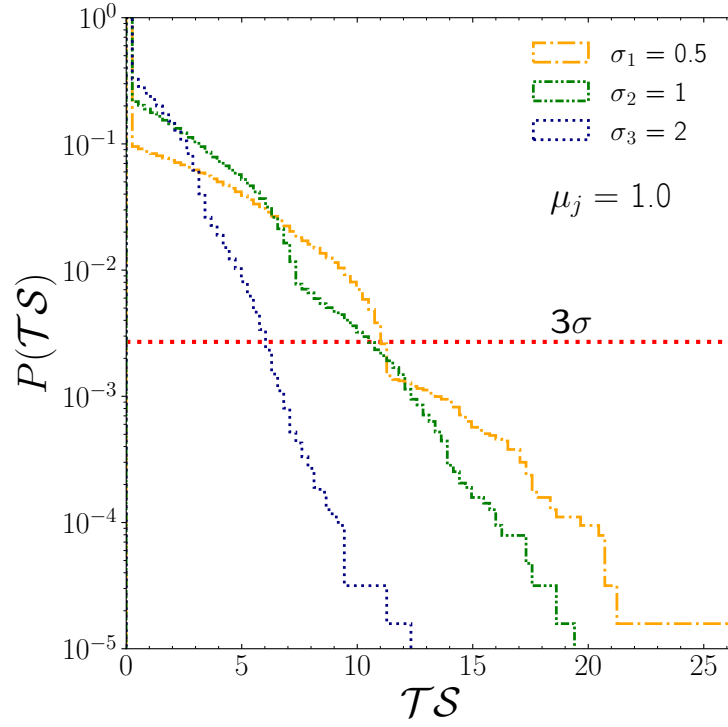


Рис. 4.4: Распределения $\mathcal{TS}_{bg}$ для разных значений угловой ошибки σ .

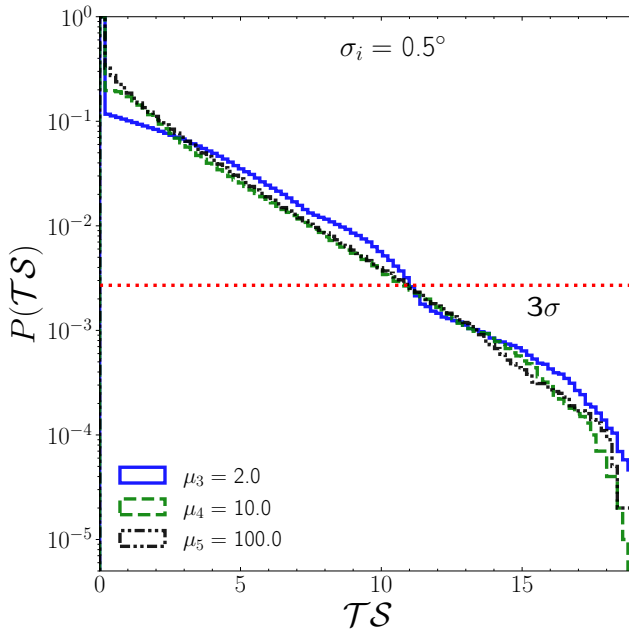


Рис. 4.5: Сглаживание распределений при увеличении статистики μ_j .

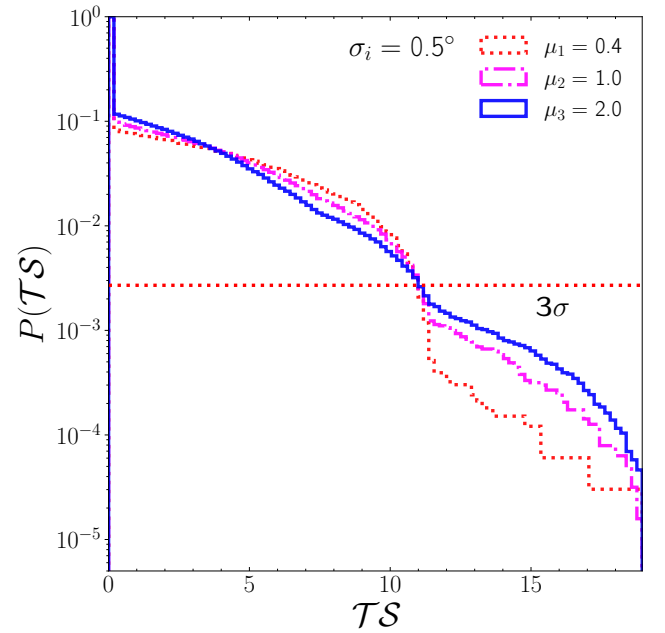


Рис. 4.6: Распределения сCDF $\mathcal{TS}_{bg}$ с малыми значениями среднего μ_j ($\sigma_i = const$).

дискретность числа событий, попавших вблизи источника, однако с ростом ста-

истики распределения сглаживаются (рис. 4.6).

Зафиксируем теперь среднее $\mu = 1$ и построим распределения для нескольких $\sigma_i = \{0.5, 1, 2\}$ градусов (рис. 4.4). При увеличении ширины гауссового распределения (σ_i) в ФПВ сигнала максимальная величина TS уменьшается, фона становится больше.

К процедуре розыгрыша псевдоэкспериментов, описанной выше, добавим на каждой итерации инъекцию сигнальных событий, ФПВ которых для малых значений угловых расстояний может быть описана двумерным гауссовым распределением. Сперва проводится серия псевдоэкспериментов с инъекцией одного сигнального события, затем двух, трех и т.д. до десяти. Положение инжектированных событий случайным образом разыграно по двумерному нормальному распределению с фиксированным значением $\sigma = 0.5^\circ$. В результате получаются следующие кумулятивные распределения (рис. 4.7 и 4.8):

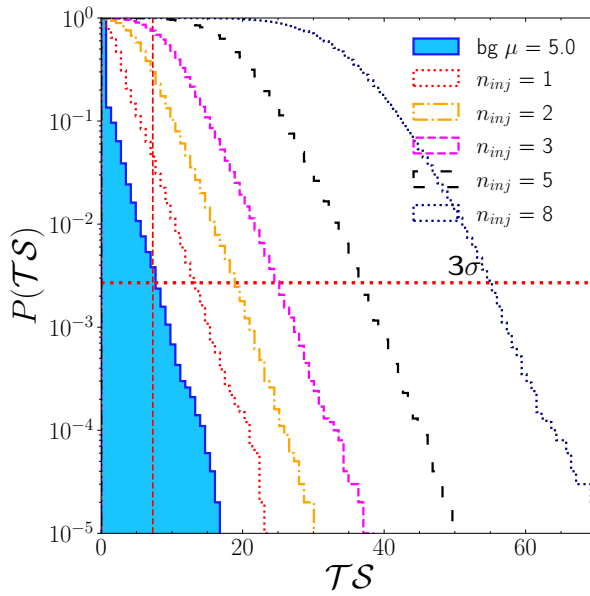


Рис. 4.7: Кумулятивные распределения TS с инъекцией сигнала в логарифмическом масштабе. Синяя гистограмма – фон.

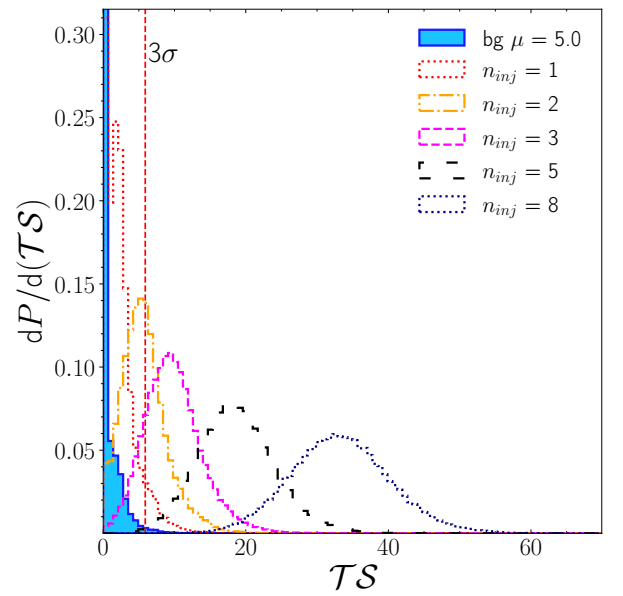


Рис. 4.8: ФПВ тестовой статистики.

Добавление сигналоподобных событий, распределенных в пространстве таким образом, как распределен сигнал согласно нашей гипотезе, увеличивает область определения TS (TS монотонно растет), указывая на то, что гипотеза H_1 более состоятельна. На рис. 4.8 показаны ФПВ тестовой статистики фона и

сигнала. Медиана распределений $\mathcal{TS}$ сигнала монотонно растет с ростом числа инжектированных событий. Из рис. 4.8 видно, что для достижения порога 3σ по результатам псевдоэкспериментов достаточно 3 событий в половине случаев.

4.2. Чувствительность метода

Чувствительность анализа определим аналогично тому, как это сделано в разделе 3, на 90% д.у. Также, аналогично общепринятому правилу, определим потенциал открытия как уровень потока, обеспечивающий 50% вероятность выявления сигнала со статистической значимостью 5σ . Чувствительность анализа может быть определена как минимальное значение потока, при котором (потоке) 90% псевдоэкспериментов дают значения $\mathcal{TS}$ больше, чем медиана $\mathcal{TS}_{bg}$. Для этого, используя псевдоэксперименты с инъекцией сигнала (раздел 4.1), определим число сигнальных событий, необходимое для достижения заданного уровня статистической значимости. Затем по формуле 3.3 пересчитаем число событий в величину астрофизического потока.

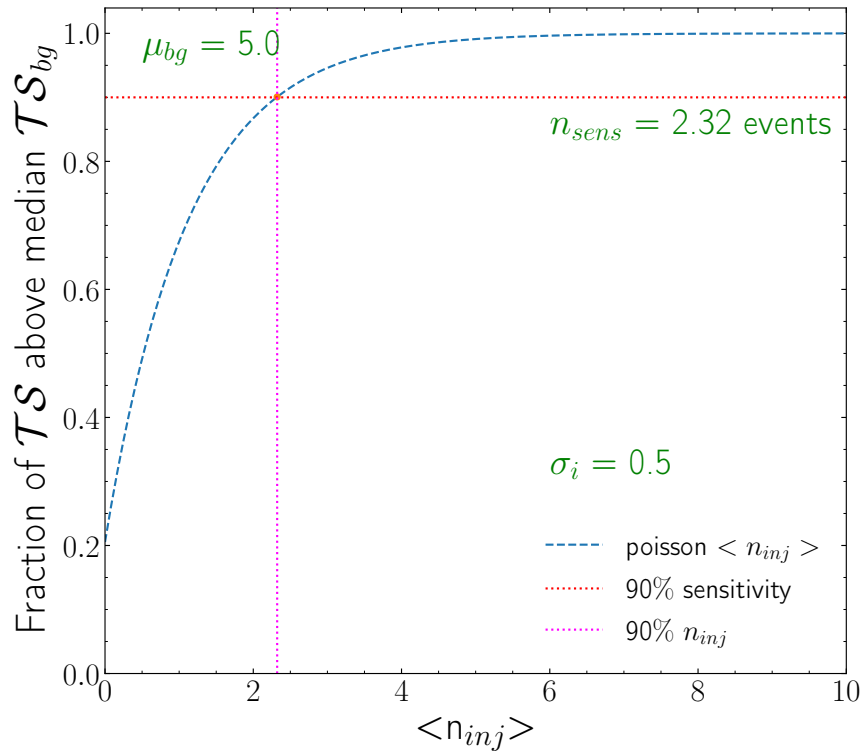


Рис. 4.9: Иллюстрация определения среднего числа инжектированных сигнальных событий, обеспечивающего 90% чувствительность.

Рассмотрим переход от распределений $\mathcal{TS}$ к числу сигнальных событий. Ранее мы построили распределение $\mathcal{TS}_{bg}$, оно характеризуется медианой, рав-

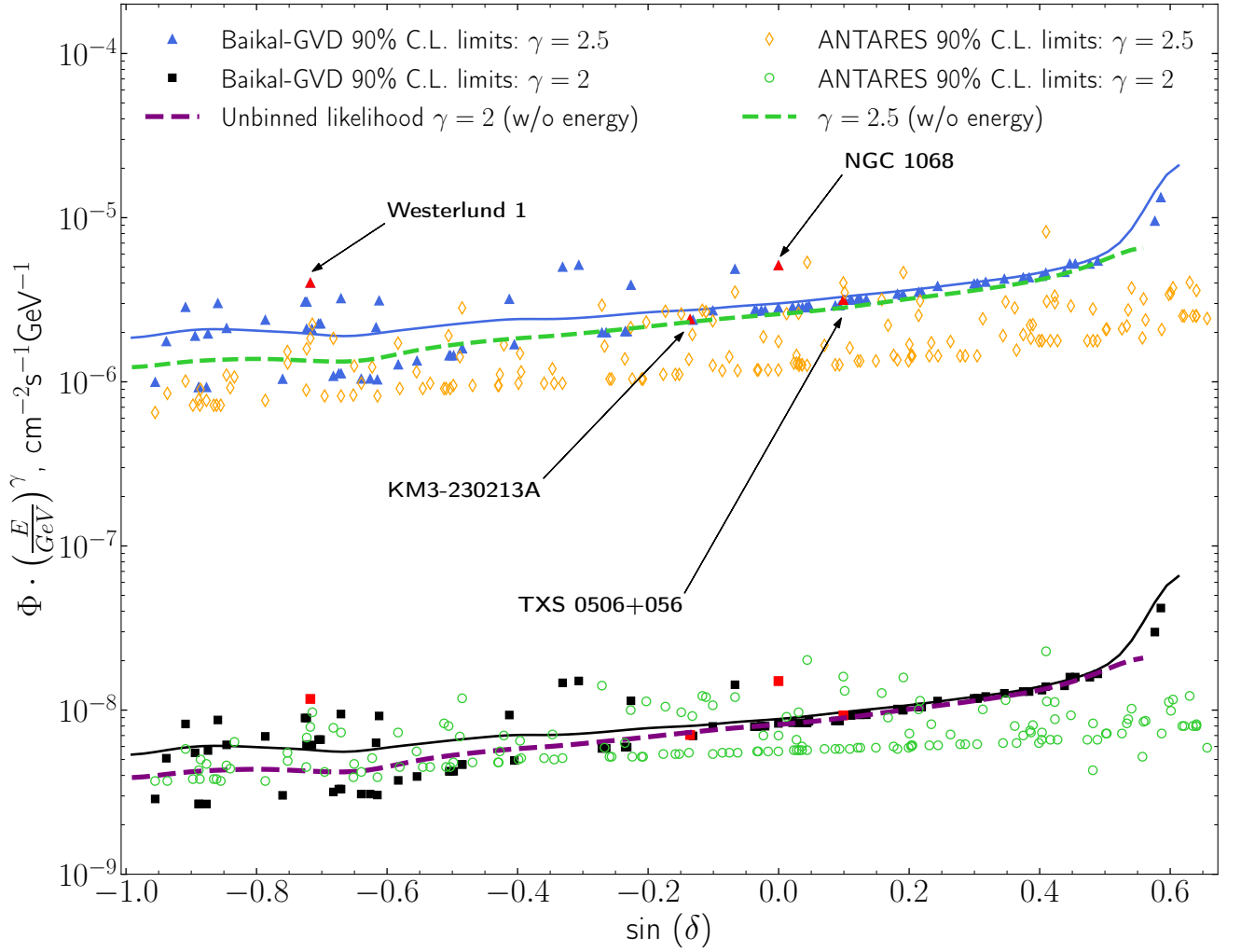


Рис. 4.10: Добавление к предыдущему результату чувствительности, посчитанной с использованием пространственной компоненты функции правдоподобия (зеленый пунктир для спектра $E^{-2.5}$, фиолетовый – спектра E^{-2}).

ной 0. В контексте данной процедуры работать с нулевым значением медианы – бессмысленно, поэтому в качестве медианного значения возьмем значение на правой границе первого бина гистограммы. Для этого необходимо воспользоваться распределениями TS на рис. 4.8. Для каждой серии псевдоэкспериментов, где происходит инжекция сигнальных событий, считается доля псевдоэкспериментов, в которых медиана $\mathcal{TS}$ с примесью инжектированных сигнальных событий превышает медиану $\mathcal{TS}_{bg}$ и усредняется по результатам всех псевдоэкспериментов. После определяется среднее ожидаемое число сигнальных событий для заданного д.у. (рис. 4.9). Далее, выполняется пересчет числа сигнальных событий в поток (см. ур. 3.3) для различных склонений. Результирующие кривые чувствительности для спектров $E^{-2.5}$ и E^{-2} , построенные без учета энергетиче-

ской ФПВ, показаны зеленым и фиолетовым пунктирами соответственно (рис. 4.10). На графике видно, что даже с использованием только лишь пространственной компоненты функции правдоподобия чувствительность анализа для спектра E^{-2} улучшается в среднем на 12%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной диссертационной работе представлен первый анализ по поиску локальных (квази-точечных) астрофизических источников нейтрино высоких энергий в данных глубоководного нейтринного телескопа Baikal-GVD с использованием трекового канала регистрации. Проведенное исследование включает в себя решение комплекса задач: от разработки методики отбора событий и создания специализированного программного обеспечения до анализа многолетних экспериментальных данных и получения физических результатов.

В ходе выполнения работы получены следующие результаты:

- Разработана и оптимизирована процедура отбора трековых событий для задач поиска локальных источников. Создан алгоритм, позволяющий оптимизировать критерии отбора событий в трековом канале регистрации Baikal-GVD для задачи поиска локальных астрофизических источников. Особенностью разработанной методики является ее применимость к условиям малой статистики («пуассоновский режим»), что позволяет работать с фоном и сигналом в рамках малых зон поиска. Для этого в качестве минимизируемой величины использовалось среднее ожидаемое значение верхнего предела на поток на 90% д.у. по методу Фельдмана-Кузinsa [17]. Для минимизации фона от атмосферных мюонов анализ был ограничен событиями, приходящими из нижней небесной полусферы. Всё перечисленное позволило обеспечить оптимальную чувствительность анализа к излучению источников с заданным энергетическим спектром.
- Создан специализированный комплекс программного обеспечения для статистического анализа данных телескопа Baikal-GVD, который обеспечивает выделение событий-кандидатов в нейтрино астрофизического происхождения, расчет верхних пределов на потоки нейтрино от локальных источников, оценку чувствительности анализа с учетом реальных условий накопления данных, включая различия в живом времени для разных кластеров в течение сезона, а также состояние отдельных гирлянд детектора в различные временные отрезки.
- Впервые получены количественные оценки чувствительности к локаль-

ным астрофизическим источникам в трековом канале Baikal-GVD. В частности, получены оценки чувствительности в зависимости от склонения источника для различных показателей спектра (рассматривались индексы -2.0, -2.5 и -3.0). Показано, что чувствительность Baikal-GVD в трековом канале сравнима или превышает чувствительность других установок в Северном полушарии: ANTARES и KM3NeT.

- Впервые получены экспериментальные ограничения на потоки нейтрино от ряда объектов-кандидатов в источники нейтрино по данным трекового канала Baikal-GVD. Анализ экспериментальных данных был выполнен на статистике, накопленной в период с апреля 2019 года по март 2024 года. Итоговая выборка после применения всех критериев отбора составила 988 событий-кандидатов в нейтрино с энергиями в диапазоне от ~ 100 ГэВ до ~ 1 ПэВ. Поиск совпадений в данных осуществлялся по предварительно составленному списку объектов, включающему 92 астрофизических объекта, в том числе область Галактического центра, известный блазар TXS 0506+056, галактику NGC 1068, а также направление на высокоэнергичное событие KM3-230213A. Анализ не выявил статистически значимого превышения над фоном. Это позволило впервые для трекового канала Baikal-GVD рассчитать верхние пределы на потоки нейтрино (на уровне 90% д.у.) от локальных источников. Полученные верхние пределы сопоставимы с измерениями установок ANTARES и KM3NeT.
- Среди отобранных событий-кандидатов в нейтрино найдены возможные ассоциации с молодым массивным звездным скоплением Вестерлунд 1. Значение вероятности для нулевой гипотезы до коррекции на количество просмотренных объектов составляет 0.0036, что соответствует значимости 2.7σ . И хотя этого недостаточно для констатации факта обнаружения сигнала от данного объекта, это является определенным маркером для более предметного изучения, поскольку Вестерлунд 1 теоретически рассматривается как возможный ускоритель частиц. Полученное указание на возможный поток нейтрино из этой области требует дальнейшего накопления статистики и уточнения методик анализа, что будет сделано в продолжении данной работы.

Благодарности

Изложенные в данной работе результаты стали возможными благодаря труду большого коллектива коллаборации «Байкал». В связи с чем я выражаю благодарность и признательность своему научному руководителю Д. Н. Заборову за терпение и поддержку на протяжении всего периода работы, за неоценимую помощь при написании данной работы, а также передачу опыта и привитие научного подхода к организации исследования. Я благодарю основателя Байкальского эксперимента Г. В. Домогацкого за возможность трудиться в замечательном коллективе нашей лаборатории, под руководством которого стало возможным становление и развитие как всего проекта на протяжении более четырех десятилетий, так и нейтринной астрономии в нашей стране, и который воспитал не одно поколение ученых. Я выражаю благодарность заведующему лабораторией нейтринной астрофизики высоких энергий Ж.-А. М. Джилкибаеву за поддержку и внимание на каждом этапе работы. Отдельно выражаю глубокую признательность О. В. Суворовой за ценные замечания, внимательность к деталям и доброжелательность. Благодарю Г. Б. Сафронова за предоставленные данные по реконструкции трековых событий и Б. А. Шайбонова за ключевой вклад в создание программного обеспечения для реконструкции и товарищескую поддержку в работе, К. В. Конищева за вклад в развитие пакета для моделирования, А. Д. Аврорина и С. О. Колигаева за качественные измерения и калибровку геометрии установки, М. Н. Сорокиной за обработку экспериментальных данных. Также я премного благодарен И. А. Белолепику за создание комфортной атмосферы для труда и жизни в непростых условиях экспедиции, А. А. Дорошенко, Д. П. Петухова, В. А. Чадымова, М. В. Круглова, А. П. Кошечкина, А. П. Стромакова, без чьих инженерных и технологических решений было бы невозможно существование инфраструктуры Байкальского нейтринного телескопа; выражаю признательность В. М. Айнутдинову и Г. В. Голубкову за ключевой вклад в разработку всей электроники и устройства оптических модулей телескопа, а также Е. Н. Плисковскому за непрерывный мониторинг состояния телескопа и оперативное решение проблем на программном уровне.

Я очень благодарен Н. А. Айрапетовой и И. И. Якушевой за поддерж-

ку, доброжелательность и создание уникальной атмосферы внутри коллектива лаборатории.

Разумеется, существенная часть жизни и труда прошла в экспедициях, которые невозможно представить без людей, трудящихся там. Я премного благодарен коллективу наших замечательных поваров за ежедневный изматывающий труд, чтобы накормить несколько десятков человек. Благодарен своим товарищам М. М. Колбину, В. А. Таболенко, М. В. Жукову за твердое плечо в сложных условиях экспедиций.

И, наконец, я выражаю благодарность каждому участнику эксперимента «Байкал» за вклад в развитие проекта, чья работа, атом за атомом, год за годом, складывалась в осязаемый результат.

Список литературы

1. Doroshenko A. [et al.]. Preliminary results on a search for neutrinos from the center of the earth with the Baikal underwater telescope // DARK SIDE. — 1996. — P. 221.
2. Aartsen R. [et al.]. First observation of PeV-energy neutrinos with IceCube // Physical review letters. — 2013. — Vol. 111, no. 2. — P. 021103.
3. Abbasi R. [et al.]. Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922 // Science. — 2018. — Vol. 361, no. 6398. — eaat1378.
4. Abbasi R. [et al.]. Evidence for neutrino emission from the nearby active galaxy NGC 1068 // Science. — 2022. — Vol. 378, no. 6619. — P. 538–543.
5. Черенков П. А. Видимое свечение чистых жидкостей под действием γ -радиации // Доклады Академии наук СССР. — 1934. — т. 2, № 8. — с. 451—454.
6. Вавилов С. И. О возможных причинах синего γ -свечения жидкостей // Доклады Академии наук СССР. — 1934. — т. 2, № 8. — с. 457—461.
7. Тамм И. Е., Франк И. М. Когерентное излучение быстрого электрона в среде // Доклады Академии наук СССР. — 1937. — т. 14, № 3. — с. 107—112.
8. Aartsen M. G. [et al.]. The IceCube Neutrino Observatory: instrumentation and online systems // Journal of Instrumentation. — 2017. — Vol. 12, no. 03. — P03012–P03012.
9. Ageron M. [et al.]. ANTARES: the first undersea neutrino telescope // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2011. — Vol. 656, no. 1. — P. 11–38.

10. Bozza C., KM3NeT Collaboration, [et al.]. KM3NeT: An infrastructure for underwater Cherenkov neutrino telescopes // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2026. — P. 171365.
11. Аврорин А. [и др.]. Глубоководный черенковский детектор в озере Байкал // ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ. — 2022. — т. 161, № 4. — с. 476—496.
12. Allakhverdyan V. [et al.]. Diffuse neutrino flux measurements with the Baikal-GVD neutrino telescope // Physical Review D. — 2023. — Vol. 107, no. 4. — P. 042005.
13. Allakhverdyan V. A. [et al.]. Probing the Galactic Neutrino Flux at Neutrino Energies above 200 TeV with the Baikal Gigaton Volume Detector // The Astrophysical Journal. — 2025. — Mar. — Vol. 982, no. 2. — P. 73. — ISSN 1538-4357.
14. Allakhverdyan. V. [et al.]. Search for directional associations between Baikal Gigaton Volume detector neutrino-induced cascades and high-energy astrophysical sources // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023. — Vol. 526, no. 1. — P. 942–951.
15. Allakhverdyan V. [et al.]. High-energy neutrino-induced cascade from the direction of the flaring radio blazar TXS 0506+056 observed by Baikal-GVD in 2021 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2024. — Vol. 527, no. 3. — P. 8784–8792.
16. Allakhverdyan V. [et al.]. Muon Track Reconstruction Procedures at the Baikal-GVD Neutrino Telescope // Physics of Atomic Nuclei. — 2025. — Vol. 88, Suppl 4. — S401–S407.
17. Feldman G. J., Cousins R. D. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals // Phys. Rev. D. — 1998. — Apr. — Vol. 57, issue 7. — P. 3873–3889.
18. Suvorova O., Ovsianikova T. Statistical approaches in search for astrophysical neutrino sources with Baikal deep underwater telescopes // arXiv preprint arXiv:1406.2478. — 2014.

19. Braun J. [et al.]. Methods for point source analysis in high energy neutrino telescopes // *Astroparticle Physics*. — 2008. — Vol. 29, no. 4. — P. 299–305.
20. Belolaptikov I. [et al.]. The Baikal underwater neutrino telescope: Design, performance, and first results // *Astroparticle Physics*. — 1997. — Vol. 7, no. 3. — P. 263–282.
21. Aynutdinov V. [et al.]. The BAIKAL neutrino experiment: From NT200 to NT200+ // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2006. — Nov. — Vol. 567, no. 2. — P. 433–437. — ISSN 0168-9002.
22. Vincent A. C., Argüelles C. A., Kheirandish A. High-energy neutrino attenuation in the Earth and its associated uncertainties // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. — 2017. — т. 2017, № 11. — с. 012–012.
23. Kleimenov M., Zaborov D. Expected Neutrino Rates from Point-Like Astrophysical Sources in Baikal-GVD // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. — 2024. — т. 21, № 4. — с. 646–649.
24. Grupen C., Buvat I. *Handbook of particle detection and imaging*. — Springer Science & Business Media, 2012.
25. Gandhi R. [et al.]. Ultrahigh-energy neutrino interactions // *Astroparticle Physics*. — 1996. — Vol. 5, no. 2. — P. 81–110.
26. Katz U. F., Spiering C. High-energy neutrino astrophysics: Status and perspectives // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. — 2012. — т. 67, № 3. — с. 651–704.
27. Greisen K. End to the cosmic-ray spectrum? // *Physical Review Letters*. — 1966. — т. 16, № 17. — с. 748.
28. Зацепин Г., Кузьмин В. О верхней границе спектра космических лучей // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 1966. — т. 4, № 3. — с. 114–114.
29. Gorchtein M., Seng C.-Y. The standard model theory of neutron beta decay // *Universe*. — 2023. — т. 9, № 9. — с. 422.
30. Fukuda Y. [et al.]. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos // *Physical review letters*. — 1998. — Vol. 81, no. 8. — P. 1562.

31. Formaggio J. A., Zeller G. P. From eV to EeV: Neutrino cross sections across energy scales // *Reviews of Modern Physics*. — 2012. — т. 84, № 3. — с. 1307—1341.
32. CTEQ-TEA collaboration [et al.]. High-energy neutrino deep inelastic scattering cross sections // *Phys. Rev. D*. — 2024. — Vol. 109. — P. 113001.
33. Detection of a particle shower at the Glashow resonance with IceCube // *Nature*. — 2021. — т. 591, № 7849. — с. 220—224.
34. Мурзин В. Астрофизика космических лучей. — Litres, 2017.
35. Particle Data Group [et al.]. Review of Particle Physics // *International Journal of Modern Physics A*. — 2026. — Vol. 41, no. 22. — P. 2630011. — Sec. 30, “Cosmic Rays”.
36. Piazzoli B. D. [et al.]. Chapter 4 cosmic-ray physics // *Chinese Physics C*. — 2022. — Vol. 46, no. 3. — P. 030004.
37. Hillas A. M. The origin of ultra-high-energy cosmic rays // *IN: Annual review of astronomy and astrophysics. Volume 22*. Palo Alto, CA, Annual Reviews, Inc., 1984, p. 425-444. — 1984. — т. 22. — с. 425—444.
38. Blümer J., Engel R., Hörandel J. R. Cosmic rays from the knee to the highest energies // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. — 2009. — т. 63, № 2. — с. 293—338.
39. Hu Y., Lazarian A. Mapping the Galactic magnetic field orientation and strength in three dimensions // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2023. — т. 524, № 2. — с. 2379—2394.
40. Jurić M. [et al.]. The Milky Way tomography with SDSS. I. Stellar number density distribution // *The Astrophysical Journal*. — 2008. — Vol. 673, no. 2. — P. 864–914.
41. Allard D. [et al.]. Cosmogenic neutrinos from the propagation of ultra-high energy nuclei // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. — 2006. — Vol. 2006, no. 09. — P. 005–005.
42. Aartsen M. [et al.]. Astrophysical neutrinos and cosmic rays observed by IceCube // *Advances in Space Research*. — 2018. — Nov. — Vol. 62, no. 10. — P. 2902–2930. — ISSN 0273-1177.

43. Гальпер А. Космические лучи.-2-е изд., исп. и доп // М.: МИФИ. — 2002.
44. De Angelis A., Galanti G., Roncadelli M. Transparency of the Universe to gamma-rays // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2013. — т. 432, № 4. — с. 3245—3249.
45. Vitagliano E., Tamborra I., Raffelt G. Grand unified neutrino spectrum at earth: Sources and spectral components // Reviews of Modern Physics. — 2020. — т. 92, № 4. — с. 045006.
46. Longair M. S. High energy astrophysics. — Cambridge university press, 2011.
47. Bykov A. [et al.]. Very high energy proton acceleration in Vela-type pulsar wind nebulae // Advances in Space Research. — 2025.
48. Cherepashchuk A. M., Dodin A. V., Postnov K. A., [et al.]. Unique micro-quasar SS433: new results, new issues // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. — 2025. — Vol. 195, no. 10. — P. 1108–1128.
49. Bykov A. [et al.]. Particle acceleration and non-thermal broadband spectrum of extended shocked outflows in black hole binary V4641 Sgr-a galactic pevatron // Journal of High Energy Astrophysics. — 2026. — P. 100736.
50. Liu J. [et al.]. X-rays from a newly discovered superbubble in M31 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2024. — Vol. 533, no. 3. — P. 3027–3035.
51. Abeysekara A. U. [et al.]. Particle Acceleration in the Cygnus Superbubble. — 2022.
52. Lhaaso Collaboration [et al.]. An ultrahigh-energy γ -ray bubble powered by a super PeVatron // Science Bulletin. — 2024. — Vol. 69, no. 4. — P. 449–457.
53. IceCube Collaboration^{*†} [et al.]. Observation of high-energy neutrinos from the Galactic plane // Science. — 2023. — Vol. 380, no. 6652. — P. 1338–1343.
54. Kurahashi N., Murase K., Santander M. High-energy extragalactic neutrino astrophysics // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2022. — т. 72. — с. 365–387.

55. Mészáros P. [et al.]. Multi-messenger astrophysics // Nature Reviews Physics. — 2019. — Vol. 1, no. 10. — P. 585–599.
56. Thorne J. [et al.]. AGN Unification Diagram. — 03/2022. — DOI: [10.5281/zenodo.6381013](https://doi.org/10.5281/zenodo.6381013).
57. Carulli A. M., Reynoso M. M. Neutrino production in starburst galaxies // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2024. — т. 529, № 4. — с. 4137–4155.
58. Markov M. Proc. of the 1960 Annual Intern. Conf. on High Energy Physics at Rochester. — 1960.
59. Andres E. [et al.]. The AMANDA neutrino telescope: principle of operation and first results // Astroparticle Physics. — 2000. — Vol. 13, no. 1. — P. 1–20.
60. IceCube Collaboration. Evidence for high-energy extraterrestrial neutrinos at the IceCube detector // Science. — 2013. — т. 342, № 6161. — с. 1242856.
61. GVD Collaboration [et al.]. Measurement of the diffuse astrophysical neutrino flux over six seasons using cascade events from the Baikal-GVD expanding telescope. — 2025. — arXiv: [2507.01893](https://arxiv.org/abs/2507.01893) [[astro-ph.HE](#)].
62. Abbasi R. [et al.]. High-energy neutrino emission from the Milky Way // arXiv preprint arXiv:2607.25966. — 2026.
63. IceCube Collaboration [et al.]. Neutrino emission from the direction of the blazar TXS 0506+056 prior to the IceCube-170922A alert // Science. — 2018. — Vol. 361, no. 6398. — P. 147–151.
64. Shaffer T. M., Pratt E. C., Grimm J. Utilizing the power of Cerenkov light with nanotechnology // Nature nanotechnology. — 2017. — т. 12, № 2. — с. 106–117.
65. Джилкибаев Ж.-А. М., Домогацкий Г. В., Суворова О. В. Черенковские детекторы в нейтринной астрофизике высоких энергий // Успехи физических наук. — 2015. — т. 185, № 5. — с. 531–539.
66. Bigongiari C. The KM3NeT project for a Very Large Submarine Neutrino Telescope. — 2009.

67. Hülß J.-P., Wiebusch C. Search for signatures of extra-terrestrial neutrinos with a multipole analysis of the AMANDA-II sky map // The IceCube collaboration: contributions to the 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007), Merida Mexico, 3–11 July 2007. т. 711. — 2006.
68. Fedynitch A. [et al.]. Hadronic interaction model sibyll 2.3c and inclusive lepton fluxes // Phys. Rev. D. — 2019. — Nov. — Vol. 100, issue 10. — P. 103018.
69. Sinegovsky S., Sorokovikov M. Prompt atmospheric neutrinos in the quark–gluon string model // The European Physical Journal C. — 2020. — т. 80, № 1. — с. 34.
70. Aguilar J. [et al.]. A fast algorithm for muon track reconstruction and its application to the ANTARES neutrino telescope // Astroparticle Physics. — 2011. — Vol. 34, no. 9. — P. 652–662.
71. Adrian-Martinez S. [et al.]. Letter of intent for KM3NeT 2.0 // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 2016. — Vol. 43, no. 8. — P. 084001.
72. Margiotta A. The KM3NeT infrastructure: status and first results // arXiv preprint arXiv:2208.07370. — 2022.
73. Shaybonov B., Avrorin A., Baikal-GVD Collaboration [и др.]. A new positioning system for the Baikal-GVD neutrino telescope // 39th International Cosmic Ray Conference. — 2026. — с. 1175.
74. Baikal-GVD Collaboration. AD Avrorin et al., The Baikal-GVD detector calibrations, PoS-ICRC2019-0878 // arXiv preprint arXiv:1908.05458. —
75. Avrorin A. [et al.]. Instruments and Techniques for Long-term Monitoring of Optical Properties of Deep Waters of Lake Baikal // Atmospheric and Oceanic Optics. — 2025. — Vol. 38, no. 5. — P. 609–617.
76. Avrorin A. [et al.]. Asp-15—A stationary device for the measurement of the optical water properties at the NT200 neutrino telescope site // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2012. — Vol. 693. — P. 186–194.

77. Allakhverdyan V. [et al.]. Measuring muon tracks in Baikal-GVD using a fast reconstruction algorithm // The European Physical Journal C. — 2021. — Vol. 81, no. 11. — P. 1025.
78. Yañez J. P., Fedynitch A. Data-driven muon-calibrated neutrino flux // Physical Review D. — 2023. — т. 107, № 12. — с. 123037.
79. Klimushin S., Bugaev E., Sokalski I. A. Precise parametrizations of muon energy losses in water // arXiv preprint hep-ph/0106010. — 2001.
80. Allakhverdyan V. [et al.]. An efficient hit finding algorithm for Baikal-GVD muon reconstruction // arXiv preprint arXiv:2108.00208. — 2021.
81. Kustowski B., Ekström G., Dziewoński A. Anisotropic shear-wave velocity structure of the Earth's mantle: A global model // Journal of Geophysical Research: Solid Earth. — 2008. — т. 113, B6.
82. Trabant C. [et al.]. Data products at the IRIS DMC: Stepping stones for research and other applications // Seismological Research Letters. — 2012. — Vol. 83, no. 5. — P. 846–854.
83. Abbasi R. [et al.]. Improved characterization of the astrophysical muon-neutrino flux with 9.5 years of IceCube data // The Astrophysical Journal. — 2022. — Vol. 928, no. 1. — P. 50.
84. Aartsen M. [et al.]. Characteristics of the diffuse astrophysical electron and tau neutrino flux with six years of IceCube high energy cascade data // Physical review letters. — 2020. — Vol. 125, no. 12. — P. 121104.
85. Abbasi R. [и др.]. IceCube high-energy starting event sample: Description and flux characterization with 7.5 years of data // Physical Review D. — 2021. — т. 104, № 2. — с. 022002.
86. Abbasi R. [et al.]. Characterization of the astrophysical diffuse neutrino flux using starting track events in IceCube // Physical Review D. — 2024. — Vol. 110, no. 2. — P. 022001.
87. Naab R., Ganster E., Zhang Z. Measurement of the astrophysical diffuse neutrino flux in a combined fit of IceCube's high energy neutrino data // arXiv preprint arXiv:2308.00191. — 2023.
88. Observation of an ultra-high-energy cosmic neutrino with KM3NeT // Nature. — 2025. — т. 638, № 8050. — с. 376–382.

89. Avrorin A. [et al.]. Deep-underwater Cherenkov detector in lake Baikal // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2022. — Vol. 134, no. 4. — P. 399–416.
90. Aharonian F. [et al.]. A deep spectromorphological study of the γ -ray emission surrounding the young massive stellar cluster Westerlund 1 // Astronomy & Astrophysics. — 2022. — Vol. 666. — A124.
91. Albert A. [et al.]. Search for steady and flaring neutrino emission from cosmic sources using the complete ANTARES dataset // The European Physical Journal C. — 2026. — Vol. 86, no. 8. — P. 918.
92. Parizot E. [et al.]. Superbubbles and energetic particles in the Galaxy: I. Collective effects of particle acceleration // Astronomy & Astrophysics. — 2004. — Vol. 424, no. 3. — P. 747–760.
93. Clark J. [и др.]. On the massive stellar population of the super star cluster Westerlund 1 // Astronomy & Astrophysics. — 2005. — т. 434, № 3. — с. 949–969.
94. Bykov A. M. Nonthermal particles and photons in starburst regions and superbubbles // The Astronomy and Astrophysics Review. — 2014. — т. 22, № 1. — с. 77.
95. Mares A. [et al.]. Constraining the Origin of the Puzzling Source HESS J1640- 465 and the PeVatron Candidate HESS J1641- 463 Using Fermi-Large Area Telescope Observations // The Astrophysical Journal. — 2021. — Vol. 912, no. 2. — P. 158.
96. Abramowski A. [et al.]. Diffuse Galactic gamma-ray emission with HESS // arXiv preprint arXiv:1411.7568. — 2014.
97. Abbasi R. [et al.]. All-sky neutrino point-source search with IceCube combined track and cascade data // The Astrophysical Journal. — 2025. — Vol. 995, no. 1. — P. 11.
98. Albert A. [et al.]. ANTARES search for point sources of neutrinos using astrophysical catalogs: A likelihood analysis // The Astrophysical Journal. — 2021. — Vol. 911, no. 1. — P. 48.

99. Aartsen M. [et al.]. Searches for extended and point-like neutrino sources with four years of IceCube data // The Astrophysical Journal. — 2014. — Vol. 796, no. 2. — P. 109.
100. Albert A. [et al.]. Searches for Neutrinos in the Direction of Radio-bright Blazars with the ANTARES Telescope // The Astrophysical Journal. — 2024. — Vol. 964, no. 1. — P. 3.

Список иллюстраций

- 1.1 Диаграммы глубоко неупругих рассеяний нейтрино на нуклонах в каналах нейтрального (слева) и заряженного (справа) токов..... 14
- 1.2 Зависимость параметра неупругости y для взаимодействий по каналам заряженного (сплошные линии) и нейтрального токов (пунктирные линии) как функция энергии налетающего нейтрино. Взято из [25]. 14
- 1.3 Сечения взаимодействия нейтрино на электронах, а также изоскалярные сечения рассеяния нейтрино на нуклонах. График взят из [32]. 16
- 1.4 Измеренный суммарный (черным) спектр космических лучей. На оси ординат отложен диффузный поток, нормированный на квадрат энергии. Показаны спектры ядер, e^- и e^+ , γ -излучения, а также диффузный спектр ν . График взят из [35]..... 19
- 1.5 *Слева:* Расчетная длина поглощения для протонов, а также ядер ^4He , ^{28}Si , ^{56}Fe , ^{16}O на красном смещении $z = 0$. Область прихода протонов с энергиями $E \sim 10^{20}$ эВ ограничена радиусом ~ 200 Мпк. График взят из [41]. *Справа:* Диаграмма Хилласа [37] для протонов, иллюстрирующая выражение 1.16. На диаграмме показаны различные классы астрофизических объектов в зависимости от характерных линейных размеров и величины магнитного поля в окрестности источников. Зеленой точкой для сравнения показано положение Большого адронного коллайдера (ЛНС). Красными пунктирами последовательно показаны нижние энергетические пределы в областях «колена», «лодыжки» и ГЗК [27; 28]. Черным пунктиром показан верхний предел на ускорение протонов с учетом потерь на синхротронное излучение в источниках при сверхвысоких энергиях и взаимодействием с фоновыми фотонами. График взят из [42]. 20
- 1.6 Иллюстрация механизмов ускорения Ферми. *Слева:* ускорение на фронте ударной волны (1-го порядка). *Справа:* ускорения на магнитных неоднородностях (2-го порядка). Взято из [43]. 20

1.7	Суммарный спектр КЛ в области «второго колена» и дальше по данным Telescope Array (ТА) и обсерватории Pierre Auger. До «второго колена» спектр сформирован за счет ядер тяжелых элементов, после чего следует падение вследствие ухода тяжелой компоненты КЛ из Галактики. Дальнейший подъем от «лодыжки» связан с преобладанием внегалактической компоненты КЛ. Обрезание спектра при наибольших энергиях может объясняться потерей энергии КЛ вследствие ГЗК [27; 28], а также физическим потолком ускорения в самих источниках [37]. График взят из [35].	21
1.8	Измерения фазы (вверху) и амплитуды (внизу) дипольной анизотропии КЛ. Взято из [35].	22
1.9	Средняя длина пробега фотонов для процесса $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$. Кривые а, б, с отражают пробег для разных моделей EBL, сплошная черная кривая соответствует процессу поглощения на СМВ, кривые 1, 2, 3 – разные модели радиофона. Красная кривая – средняя длина пробега с учетом всех фоновых компонент. Взято из [44].	23
1.10	Спектр нейтрино от различных источников	24
1.11	Возможные внегалактические источники нейтрино (а также гравитационных волн): образование нейтрино в джетах блазаров (а), в процессах приливного разрушения звезды (TDE, б), длительные гамма-всплески (с), сверхновые (d,e), слияние черных дыр (f) и нейтронных звезд (g). Иллюстрация взята из [55].	27
1.12	Обобщающая схема для АЯГ, показывающая различные типы галактик с активным ядром в зависимости от угла наблюдения, а также мощности электромагнитного излучения. Концентрические кольца соответствуют различным типам излучения, при этом более темные кольца указывают на более высокую активность в этих диапазонах. Иллюстрация взята из [56].	27
1.13	Изображения Галактики в видимом диапазоне (А), в гамма-лучах (В) по данным <i>Fermi</i> -LAT за 12 лет наблюдений. Далее показано ожидаемое распределение γ из распадов π^0 , коррелирующее с наблюдениями (С), ожидаемое распределение потока нейтрино (D) и полученное распределение значимости (предв.), коррелирующее с ожидаемым потоком (D) по данным IceCube. Взято из [53].	29

1.14	Распределение наилучшей предварительной значимости по всему небу в экваториальных координатах по данным IceCube. Сплошной линией показана плоскость Галактики. Взято из [53].	30
1.15	Изменение p-value сигнала в направлении на блазар TXS 0506+056 со временем наблюдений. Видно превышение сигнала в окне наблюдений в 2014 – 2015 гг., предшествующее автоматическому оповещению о событии в 2017, а также сам момент оповещения. Взято из [63].	31
1.16	<i>Слева:</i> График распределения статистической значимости сигнала гамма-квантов свыше 90 ГэВ по данным MAGIC в направлении на TXS 0506+056 в экваториальных координатах. Круглым маркером в центре показано положение TXS 0506+056 по данным <i>Fermi</i> -LAT в гамма диапазоне. Квадратами показано положение события IceCube-170922A: наилучшая оценка (зеленым) и направление в автоматическом оповещении (бежевым). Контуров отражают области 50% и 90% д.у. График взят из [3]. <i>Справа:</i> Распределение p-value в координатах (RA; Dec) по данным IceCube в окрестности источника TXS 0506+056 в окне наблюдения с экспозицией 110 дней по данным 2014-2015 гг. Крестиком показано положение источника. График взят из [63].	31
1.17	Спектральные измерения блазара TXS 0506+056 в различных каналах – гамма и нейтрино – выполненные в различные периоды. Измерения отражают переменный характер активности источника. Взято из [63].	32
1.18	Распределение p-value на карте северного полушария в экваториальных координатах по данным IceCube. Наблюдаются три пятна с превышением значимости: блазары TXS 0506+056 и PKS 1424+240, и галактика с активным ядром NGC 1068. Взято из [4].	33

- 1.19 Многоканальные спектральные измерения NGC 1068. Темно- и светло-зеленые усы ошибок показывают измерения гамма-обсерваториями *Fermi*-LAT и MAGIC соответственно. Синей линией показан спектр нейтрино, измеренный IceCube, с полосой неопределенности на 95% д.у. Голубая область и сплошная серая кривая иллюстрируют разные теоретические модели ядра AGN. Взято из [4]. 34
- 1.20 *Слева*: Область неба в окрестности источника NGC 1068 с наибольшей статистической значимостью по данным IceCube. Крестиком показана наилучшая оценка положения источника по данным IceCube, красной звездой – «истинное» положение источника. Белыми контурами показаны 68% и 95% области неопределенности. *Справа*: показано распределение квадрата углового расстояния между истинным положением источника и реконструированным направлением прихода нейтрино. Гистограммы – оценки из МК, точки – измерения IceCube. Оба графика взяты из [4]. 34
- 1.21 Схематичное изображение механизма излучения Вавилова-Черенкова. *Слева*: случай, когда скорость частицы меньше скорости волнового фронта, когерентного сложения волн не происходит. *Справа*: частица опережает волновой фронт, индуцируя когерентное излучение. Взято из [64]. 35
- 1.22 Просуммированное по всем траекториям $e^{\pm}$ угловое распределение излучения Вавилова-Черенкова от высокоэнергичных электромагнитных ливней. Взято из [65]. 36
- 1.23 Принцип регистрации нейтринными детекторами заряженных частиц по их черенковскому сигналу, родившихся при взаимодействии первичных нейтрино с веществом. Взято из [66]. 37
- 1.24 *Слева*: Иллюстрация трекового события от высокоэнергичного мюона. *Справа*: схематичное изображение Черенковского излучения от электрон-фотонного ливня. Иллюстрация взята из [67]. 38

1.25	<i>Слева:</i> потоки атмосферных мюонов ($\mu^\pm$), образующихся в распадах различных мезонов в ШАЛах. Черной сплошной кривой показан суммарный спектр, черным пунктиром – вклад от конвенциональной компоненты, синим пунктиром – от прямой компоненты (верхняя панель). На нижней панели показана доля от суммарного спектра для каждой из компонент. <i>Справа:</i> То же для атмосферных мюонных нейтрино $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$. Графики взяты из [68]. .	39
1.26	Схема НТ200. В центре – полная конфигурация. Слева – увеличенный вид одной секции. Взято из [20].	40
1.27	Вид телескопа НТ200+ – расширенной версии НТ200 (в центре) за счет добавления трёх периферийных гирлянд. Взято из [21].	40
1.28	Рисунок-схема ОМ в составе НТ200. Взято из [20].	40
1.29	Общая схема телескопа IceCube. Показаны массивы детекторов на поверхности, а также структура установки внутри ледового щита. Изображение взято из [8].	41
1.30	Схематичное изображение телескопа ANTARES. Взято из [9].	43
1.31	Схематичный вид (сверху) кластера КМ3NeT/ARCA. Инструментальный объем одного кластера составит порядка 0.48 км^3 . Взято из [71].	43
1.32	Вид оптического модуля КМ3NeT. Содержит 31 ФЭУ диаметром 3". Взято из [10].	43
2.1	Место разворачивания телескопа (слева) и глубинный профиль дна (справа).	45
2.2	Схематичное изображение детектора Baikal-GVD. Подпись справа показывает прогресс строительства телескопа по годам.	46
2.3	Схема оптического модуля.	47
2.4	Схема гирлянды.	47

2.5	<i>Слева:</i> Спектральная зависимость показателя поглощения света a для байкальской воды. Кривые (1,2) и (3,4) показывают спектры поглощения света на глубинах 1100 м и 1180 м, полученные двумя алгоритмами измерения. Кривая 5 – спектр поглощения чистой воды [75]. <i>Справа:</i> спектры рассеяния (зависимость показателя рассеяния b от длины волны света λ) байкальской воды (1 – 3) на глубине 1100 м, полученными разными алгоритмами измерения [75], кривая 4 – результат аппроксимации. Графики взяты из [75].	48
2.6	Потери энергии мюона в воде как функция энергии. Кривая a описывает ионизационные потери $a(E)$, в то время как b – радиационные $b(E)E$, c – их суммарный вклад $a(E) + b(E)E$. Взято из [79].	49
2.7	Угловая точность восстановления достигает $\approx 0.2^\circ$ для треков с видимой длиной ≈ 500 м. Взято из [16].	50
2.8	Энергетическое разрешение в трековом канале достигает фактора 2.5 при $E > 10$ ТэВ. Взято из [16].	50
2.9	Профиль плотности Земли как функция расстояния от центра планеты согласно модели STW105 [81; 82]. Ось абсцисс нормирована на средний радиус Земли. График воспроизведен при помощи пакета ν FATE [22].	51
2.10	Матрица коэффициентов ослабления потока для мюонных нейтрино со спектральным индексом $\gamma = 2$.	52
2.11	Для примера приведено сравнение ожидаемых распределений событий в телескопе Baikal-GVD по косинусу зенитного угла θ для нейтрино со спектром E^{-2} без поглощения в Земле (красным) и с поглощением (синим) по 2π . На графике приведены нормировка потока, суммарное живое время МК, время экспозиции, а также версия МК. Медиана отношения равна 2.	53
2.12	Сравнение распределений МК для спектра E^{-2} по начальной энергии нейтрино в установке Baikal-GVD с учетом эффекта ослабления потока нейтрино в Земле (сплошным синим) и без (сплошным красным) в пределах 2π . Пунктирные линии изображают то же самое, но внутри конуса поиска с радиусом 3° (см. раздел 3).	54

2.13	Наилучшая оценка нормировочного потока и спектрального индекса для однокомпонентной степенной модели потока нейтрино в каскадной моде Baikal-GVD (красная звезда) и соответствующие доверительные области 68% (красный сплошной) и 90% (красный пунктир). График взят из [61]. На графике приведены также измерения IceCube в треках (зеленым) [83], каскадах (оранжевым) [84] и треках, сопровождающихся адронными каскадами (HESE, синим) [85].	55
2.14	Измеренный спектр диффузных астрофизических нейтрино: зеленая линия – каскады Baikal-GVD [61], красным – последний анализ по трекам, сопровождающимся каскадами IceCube [86], синим – результат предварительного анализа IceCube треков и каскадов [87]. График взят из [61].	55
2.15	Направления на высокоэнергичные каскадные события Baikal-GVD за период с апреля 2018 по март 2022. Карта построена в экваториальных координатах. Эллипсами показаны области 50% и 90% неопределенности. Цвет отражает энергию событий: зеленым – ниже 100 ТэВ, синим – между 100 и 200 ТэВ, красным – между 200 и 1000 ТэВ, оранжевым – выше 1 ПэВ. Пунктирными линиями обозначены события из-под горизонта, в то время как сплошными – над горизонтом. Серые точки – радиояркие блазары. График взят из [14].	56
2.16	Триплет высокоэнергичных каскадных событий Baikal-GVD вблизи плоскости Галактики (серая линия). Эллипсы – области 90% ошибок. Красным плюсом внутри окружности обозначено направление на «горячее пятно» IceCube. График взят из [14].	57
2.17	Направления прилета трекового события IceCube 2017-го и каскада Baikal-GVD 2021-го годов. Показаны области их ошибок. График взят из [15].	57

2.18	Направления высокоэнергичных каскадных событий Baikal-GVD (черные точки и эллипсы) и IceCube (синие эллипсы), а также трековых событий IceCube (красные точки) с $E \geq 200$ ТэВ. Проекция представлена в экваториальных координатах. Синим пунктиром обозначена плоскость Галактики, а сплошными линиями – область, ограниченная галактической широтой $ b < 20^\circ$. График взят из [13].	58
3.1	Схематичное изображение поиска событий от источника: подсчет событий в конусе поиска с радиусом α . Реконструированный зенитный угол обозначен θ_{rec} .	61
3.2	МК-распределение параметра BDT_HE для однокластерной реконструкции на примере 2019 сезона. Красным показаны атмосферные мюоны, синим – атмосферные нейтрино, а зеленым – нейтрино со спектром E^{-2} . Все события реконструированы как восходящие. Живое время составляет 750 кл.-дней. По оси ординат отложено число событий в бине за 750 кл.-дней. Для спектра E^{-2} учтено поглощение в Земле.	66
3.3	Зависимость величины S/B^β , $\beta = 0.05$ от позиции критерия отбора по BDT_HE. Точка максимума принимается за предварительное значение критерия отбора по BDT_HE.	67
3.4	Определение оптимального значения критерия отбора для углового размера конуса поиска α . Положению минимума соответствуют искомое значение $\hat{\alpha}$.	68
3.5	Аналогично рис. 3.4, изображена зависимость $\Phi^{90\%CL}$ от оптимизируемой переменной. В данном случае – BDT_HE.	69

3.6	Столбчатые диаграммы, показывающие усредненную чувствительность анализа в разных сценариях. Верхняя панель на графике отражает сценарий чувствительности на 90% д.у. Нижняя панель – на уровне 5σ, т.е. на уровне «потенциала открытия». Три группы столбцов на каждой панели отражают оценки чувствительности для разной длительности экспозиции T (год, месяц, сутки). Каждый столбец отражает оценку для определенного набора критериев отбора с целью сравнения эффективности алгоритма: 1) ограничение только по зенитному углу θ; 2) критерии отбора, оптимизированные для выделения атмосферных нейтрино; 3) полученные с помощью данного алгоритма на 1-ой итерации; 4) аналогично, для 2-ой итерации. Величина потока дана в единицах $[\text{см}^{-2}\text{ср}^{-1}\text{ГэВ}^{-1}]$	71
3.7	Распределение атмосферных нейтрино (которые суть один из компонентов фона) однокластерного МК на примере кластера № 3 сезона 2019 в координатах $(\sin \delta_{MC}, \sin \alpha'_{MC})$. Живое время составляет 150 дней.	72
3.8	Аналогично рис. 3.7 – распределение нейтрино со спектром E^{-2}. ...	72
3.9	Распределение событий по синусу склонения для экспериментальных данных сезонов 2019–2023 и модельных данных (МК): оранжевым – фон, взятый из данных; синим – нейтрино с предполагаемым спектральным индексом $\gamma = 2.0$.	73
3.10	Изменение чувствительности к потоку нейтрино со спектром E^{-2} при увеличении экспозиции за счет добавления статистики из новых сезонов.	74
3.11	Распределение отобранных событий в экспериментальных данных сезонов 2019 – 2023 по косинусу зенитного угла θ после применения всех критериев отбора: базовых и $\text{BDT_HE} \geq 0.25$. Суммарное число событий, прошедших процедуру отбора, составило 988, длительность экспозиции в используемом наборе данных 30.5 кластер-лет.	75

3.12	Траектория движения источников с разным склонением относительно горизонта за астрономические сутки. Видно, что источники с $\sin(\delta) > 0.6$ находятся строго над линией горизонта. Это значит, что в данном анализе объекты в области склонений $\sin(\delta) > 0.6$ расположены вне поля зрения ($\theta_{rec} \geq 90^\circ$).	76
3.13	Чувствительность к точечным источникам нейтрино (ожидаемый средний верхний предел на 90% д.у. на поток нейтрино одного аромата, сплошные цветные линии) и верхние пределы на 90% д.у. на поток, посчитанные для трех предполагаемых спектральных индексов γ для списка из 92 источников-кандидатов, используя выборку трековых событий Baikal-GVD, зарегистрированных в период с апреля 2019 г. по март 2024 г. (квадраты и треугольники).	77
3.14	Сравнение результатов Baikal-GVD (квадраты и треугольники сплошным цветом, как на рис. 2) с верхними пределами ANTARES за 15 лет [91] (пустые кружки и ромбы).	78
4.1	На графике показано пуассоновское среднее число сигнальных событий, необходимых для достижения значимости 5σ по итогу серии псевдоэкспериментов, смоделированных в [19]. Сплошные кривые отражают оценку с использованием метода максимального правдоподобия (синим – для детектора в воде, черным – для льда), пунктиром показана оценка при использовании описанного ранее метода подсчета событий внутри конуса поиска. График взят из [19].	82
4.2	Иллюстрация i -го псевдоэксперимента, где вокруг условного источника случайным образом выполняется розыгрыш фоновых событий со средним уровнем фона μ , равномерно распределенных вокруг источника.	84
4.3	Дополнительная кумулятивная функция распределения тестовой статистики, полученная по результатам серии псевдоэкспериментов с уровнем фона, равным 5.0, при отсутствии сигнала. Красная вертикальная линия показывает значение $\mathcal{TS}$, соответствующее доверительному уровню 3σ	85
4.4	Распределения $\mathcal{TS}_{bg}$ для разных значений угловой ошибки σ	86
4.5	Сглаживание распределений при увеличении статистики μ_j	86

4.6	Распределения сCDF $\mathcal{TS}_{bg}$ с малыми значениями среднего μ_j ($\sigma_i = const$).	86
4.7	Кумулятивные распределения $\mathcal{TS}$ с инъекцией сигнала в логарифмическом масштабе. Синяя гистограмма – фон.	87
4.8	ФПВ тестовой статистики.	87
4.9	Иллюстрация определения среднего числа инжектированных сигнальных событий, обеспечивающего 90% чувствительность.	88
4.10	Добавление к предыдущему результату чувствительности, посчитанной с использованием пространственной компоненты функции правдоподобия (зеленый пунктир для спектра $E^{-2.5}$, фиолетовый – спектра E^{-2}).	89

Список таблиц

3.1	Технические детали анализа для файлов МК нейтрино со спектром E^{-2}	63
3.2	Технические детали анализа для данных.	63
A.1	Верхние пределы на поток нейтрино одного аромата от рассматриваемых астрофизических объектов. Приведены имя источника, склонение δ , прямое восхождение α , число событий в конусе поиска радиусом 2° , значение вероятности для нулевой гипотезы без учета штрафного фактора (pre-trial p-value) и вычисленные на 90% д.у. верхние пределы на поток $(E/\text{ГэВ})^\gamma dN_{\nu_\mu}/dE$, в единицах 10^{-8} , 10^{-6} и $10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ГэВ}^{-1}$, для трех различных показателей спектра, $\gamma = 2, 2.5$ и 3.2 соответственно.	117

Приложение А. Список объектов

Таблица А.1: Верхние пределы на поток нейтрино одного аромата от рассматриваемых астрофизических объектов. Приведены имя источника, склонение δ , прямое восхождение α , число событий в конусе поиска радиусом 2° , значение вероятности для нулевой гипотезы без учета штрафного фактора (pre-trial p-value) и вычисленные на 90% д.у. верхние пределы на поток $(E/\text{ГэВ})^\gamma dN_\nu/dE$, в единицах 10^{-8} , 10^{-6} и $10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ГэВ}^{-1}$, для трех различных показателей спектра, $\gamma = 2, 2.5$ и 3.2 соответственно.

Name	$\delta[^\circ]$	$\alpha[^\circ]$	Observed	p-value	$\Phi_{\gamma=-2}^{90\%C.L.}$	$\Phi_{\gamma=-2.5}^{90\%C.L.}$	$\Phi_{\gamma=-3.2}^{90\%C.L.}$
SMC	-72.80	13.16	0	1.0	0.29	1.0	3.36
LMC	-69.76	80.89	1	2.6×10^{-1}	0.51	1.76	5.95
Circinus Galaxy	-65.34	213.29	2	3.7×10^{-2}	0.82	2.85	9.61
J1355-6326	-63.40	208.90	1	2.6×10^{-1}	0.55	1.9	6.41
Cl Danks 1	-62.70	198.12	0	1.0	0.27	0.93	3.12
Cl Danks 2	-62.68	198.22	0	1.0	0.27	0.93	3.12
NGC 3603	-61.24	168.74	0	1.0	0.27	0.93	3.12
Rabbit PWN	-60.98	214.52	1	2.6×10^{-1}	0.57	1.96	6.61
ESO 138-G001	-59.23	252.83	2	3.7×10^{-2}	0.87	3.01	10.14
Westerlund 2	-57.76	155.99	1	2.6×10^{-1}	0.61	2.12	7.14
HESS J1614-518	-51.87	243.54	1	2.6×10^{-1}	0.69	2.38	8.01
NGC 4945	-49.47	196.36	0	1.0	0.3	1.04	3.49
HESS J1640-465	-46.53	250.18	2	3.7×10^{-2}	0.89	3.07	10.26
Vela Jr	-46.33	133.00	1	2.6×10^{-1}	0.61	2.1	7.03
HESS J1641-463	-46.30	250.26	2	3.7×10^{-2}	0.89	3.07	10.26
Westerlund 1	-45.85	251.76	3	3.6×10^{-3}	1.17	4.01	13.42
Vela X	-45.66	128.88	1	2.6×10^{-1}	0.61	2.1	7.03
PKS 1104-445	-44.82	166.79	1	2.6×10^{-1}	0.66	2.26	7.56
PKS 2004-447	-44.58	301.98	1	2.6×10^{-1}	0.66	2.26	7.56
Cen A	-43.02	201.37	0	1.0	0.32	1.08	3.62
NGC 7582	-42.37	349.60	0	1.0	0.33	1.12	3.75
HESS J1702-420A	-42.12	255.52	2	3.7×10^{-2}	0.95	3.22	10.74
PKS B1424-418	-42.11	216.98	0	1.0	0.33	1.12	3.75
RX J1713.7-3946	-39.76	258.39	0	1.0	0.31	1.04	3.46
PKS 1954-388	-38.75	299.50	0	1.0	0.31	1.04	3.46
NGC 424	-38.08	17.87	1	2.6×10^{-1}	0.63	2.15	7.13
PKS 0426-380	-37.94	67.17	0	1.0	0.3	1.03	3.42
NVSS J042025-374443	-37.75	65.10	2	3.7×10^{-2}	0.92	3.12	10.38
PKS 1454-354	-35.65	224.36	0	1.0	0.37	1.27	4.24
PKS 1313-333	-33.65	199.03	0	1.0	0.39	1.34	4.48
IC 4329A	-30.31	207.33	0	1.0	0.42	1.45	4.83
HESS J1745-303	-30.20	266.30	0	1.0	0.42	1.45	4.83
M83	-29.87	204.25	0	1.0	0.42	1.45	4.83

Name	$\delta[^\circ]$	$\alpha[^\circ]$	Observed	p-value	$\Phi_{\gamma=-2}^{90\%C.L.}$	$\Phi_{\gamma=-2.5}^{90\%C.L.}$	$\Phi_{\gamma=-3.2}^{90\%C.L.}$
Galactic center	-29.01	266.42	0	1.0	0.47	1.59	5.32
AP Librae	-24.37	229.42	1	2.6×10^{-1}	0.93	3.19	10.66
5BZB J0630-2406	-23.89	97.56	0	1.0	0.49	1.69	5.64
HESS J1809-193 (PWN)	-19.33	272.53	2	3.7×10^{-2}	1.47	5.01	16.73
HESS J1813-178	-17.83	273.40	2	3.7×10^{-2}	1.51	5.14	17.19
J0609-1542	-15.71	6.16	0	1.0	0.58	1.99	6.66
PMN J1916-1519	-15.32	289.22	0	1.0	0.58	1.99	6.66
TXS 0938-133	-13.60	145.26	0	1.0	0.59	2.03	6.77
HESS J1825-137	-13.58	276.55	0	1.0	0.59	2.03	6.77
HAWC J1825-134	-13.42	276.44	0	1.0	0.59	2.03	6.77
NRAO 530	-13.08	263.26	1	2.6×10^{-1}	1.14	3.89	12.97
KM3-230213A	-7.80	94.30	0	1.0	0.71	2.41	8.04
TXS 2116-077	-7.54	319.72	0	1.0	0.7	2.38	7.95
3C 279	-5.79	194.05	0	1.0	0.8	2.72	9.07
PKS 1741-038	-3.83	266.00	1	2.6×10^{-1}	1.43	4.86	16.23
3C 17	-2.13	9.59	0	1.0	0.79	2.7	9.01
W40	-2.07	277.86	0	1.0	0.79	2.7	9.01
W43	-1.94	281.88	0	1.0	0.79	2.7	9.01
PKS 2332-017	-1.52	353.84	0	1.0	0.8	2.72	9.06
PKS B0802-010	-1.19	121.30	0	1.0	0.8	2.72	9.06
HESS J1849-000	-0.02	282.26	0	1.0	0.83	2.83	9.42
NGC 1068	-0.01	40.67	1	2.6×10^{-1}	1.5	5.12	17.06
W44	1.22	284.04	0	1.0	0.84	2.85	9.5
PKS 0215+015	1.75	34.45	0	1.0	0.84	2.84	9.43
HESS J1858+020	2.09	284.58	0	1.0	0.84	2.84	9.43
NGC 6240	2.40	253.25	0	1.0	0.84	2.84	9.43
3C 403	2.51	298.07	0	1.0	0.84	2.84	9.43
HESS J1857+026	2.67	284.30	0	1.0	0.86	2.91	9.69
SS 433	4.98	287.96	0	1.0	0.86	2.91	9.68
3C 120	5.35	68.30	0	1.0	0.86	2.91	9.68
TXS 0506+056	5.69	77.36	0	1.0	0.93	3.15	10.47
HESS J0632+057	5.80	98.25	0	1.0	0.93	3.15	10.47
GB6 J1040+0617	6.29	160.13	0	1.0	0.93	3.15	10.47
MGRO J1908+06	6.39	287.05	0	1.0	0.93	3.15	10.47
PKS 2145+067	6.96	327.02	0	1.0	0.94	3.18	10.55
MAXI J1820+070	7.19	275.09	0	1.0	0.94	3.18	10.55
PKS 2254+074	7.72	344.32	0	1.0	0.94	3.18	10.55
TXS 1502+106	10.49	226.10	0	1.0	1.01	3.43	11.36
GRS 1915+105	10.95	288.80	0	1.0	1.0	3.38	11.21
PKS 0239+108	11.02	40.62	0	1.0	1.0	3.38	11.21
M87	12.39	187.71	0	1.0	1.04	3.52	11.66
NGC 4388	12.66	186.45	0	1.0	1.04	3.52	11.66
W51	14.10	290.96	0	1.0	1.14	3.83	12.66
PKS 2201+171	17.43	330.86	0	1.0	1.18	3.95	13.04
PKS 0735+17	17.71	114.53	0	1.0	1.18	3.95	13.04
PKS 1717+177	17.75	259.80	0	1.0	1.18	3.95	13.04
J1826+1831	18.50	276.60	0	1.0	1.21	4.06	13.37

Name	$\delta[^\circ]$	$\alpha[^\circ]$	Observed	p-value	$\Phi_{\gamma=-2}^{90\%C.L.}$	$\Phi_{\gamma=-2.5}^{90\%C.L.}$	$\Phi_{\gamma=-3.2}^{90\%C.L.}$
RBS 0958	20.24	169.28	0	1.0	1.27	4.24	13.96
Crab nebula	22.01	83.63	0	1.0	1.3	4.32	14.19
IC 443	22.57	94.25	0	1.0	1.3	4.32	14.19
PKS 1424+240	23.80	216.75	0	1.0	1.32	4.41	14.45
MG3 J225517+2409	24.17	343.81	0	1.0	1.39	4.61	15.07
NGC 4565	25.99	189.09	0	1.0	1.41	4.66	15.22
3HWC J1951+266	26.50	298.15	0	1.0	1.59	5.24	17.05
CGCG 164-019	27.03	221.40	0	1.0	1.59	5.24	17.05
B2 2234+28A	28.48	339.09	0	1.0	1.59	5.23	17.01
NGC 4278	29.28	185.03	0	1.0	1.66	5.46	17.71
Cygnus X-1	35.20	299.59	0	1.0	2.99	9.55	30.42
3HSP J095507.9+355101	35.85	148.78	0	1.0	4.19	13.29	42.13