

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

На правах рукописи

Суворова Ольга Васильевна

**Исследование потоков нейтрино астрофизической
природы в экспериментах первой очереди нейтринного
телескопа Baikal-GVD**

1.3.15 — Физика атомных ядер и элементарных частиц,
физика высоких энергий

Диссертация

на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Москва – 2024

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Современные представления о компонентах и источниках измеряемых потоков нейтрино в области энергий ТэВ–ПэВ	29
1.1 Нейтрино в широких атмосферных ливнях	29
1.2 Нейтрино астрофизического происхождения и природные тэва- и пэватроны	32
1.3 Моделирование прохождения нейтрино высоких энергий в веществе	42
1.4 Выводы	61
Глава 2. Анализ экспериментальных данных Baikal-GVD и измерение диффузного потока нейтрино высоких энергий по выделенным каскадам за период наблюдения 2018–2022 годов	63
2.1 Метод глубоководного детектирования нейтрино высоких энергий	64
2.2 Байкальский глубоководный нейтринный телескоп Baikal-GVD	72
2.3 Отклик оптического модуля на ливни от нейтрино высоких энергий	79
2.4 Триггерный отбор событий, выделение ливней и критерии отбора нейтринных событий	82
2.5 Измерение диффузного потока нейтрино высоких энергий по выделенным ливням высоких энергий	96
2.5.1 Численная подгонка параметров диффузного потока астрофизических нейтрино в биновом методе анализа данных	104
2.6 Распределение нейтринных событий на небесной сфере и возможная их ассоциация с источниками	110

2.7 Выводы	122
Глава 3. Байкальский глубокоководный нейтринный телескоп Baikal-GVD в сети мультиканального поиска источников потока частиц высоких энергии	124
3.1 Автоматическая система сбора и обработки данных	125
3.1.1 Приём и анализ нейтринных оповещений от телескопа ANTARES	130
3.1.2 Приём и анализ оповещений о нейтрино высоких энергий от телескопа IceCube	133
3.2 Нейтринный алерт GVD211208CA и активность радио блазара PKS0735+178	137
3.3 Нейтринный алерт GVD210418CA и радио блазар TXS 0506+056	139
3.4 Гравитационно-волновое событие GW170817A	143
3.5 Выводы	150
Глава 4. Темная материя в астрофизических объектах	151
4.1 Поиск нейтринного сигнала по данным Байкальского глубокоководного телескопа НТ200 от темной материи в Солнце	159
4.2 Ограничения на потоки нейтрино и на скорость аннигиляции ВИМП в центре галактики Млечный Путь	181
4.3 Ограничения на потоки нейтрино и на скорость аннигиляции ВИМП в карликовых сфероидальных галактиках и в галактике Большое Магелланово Облако	196
4.4 Выводы к четвертой главе	213
Заключение	215
Приложения	219
Список литературы	229
Список рисунков	261
Список таблиц	276

Введение

В природных потоках нейтрино заключена уникальная информация о физических процессах, происходящих в источниках их генерации в космологически удаленные эпохи и на текущий момент времени. В диапазоне энергий от микроэлектронвольт реликтового нейтринного излучения до максимально допустимых значений энергии первичных космических лучей (КЛ), что согласно эффекту Грейзена-Зацепина-Кузмина (ГЗК) составляет около 50 эксаэлектронвольт [1], интенсивности потоков падают на порядки величин, как представлено на рис. 1 [2]. Чувствительность детектора к потоку, в обозначенных на рисунке интервалах энергий, определяется типом мишени в эксперименте и методом детектирования. Экспериментальное обнаружение и измерение нейтринных потоков успешно развивается на протяжении многих десятилетий с 60-х годов прошлого века. Интегральная на сегодняшний день картина действующих и строящихся в мире экспериментов различного типа по измерению нейтринных потоков представлена на рис. 2 [3] с указанием энергетической шкалы и удаленности источников генерации нейтрино. Как обозначено на рис. 2, область исследований на байкальском глубоководном телескопе Baikal-GVD, строящемся в озере Байкал [2], [4], относится к детектированию нейтрино с энергиями от десятков тераэлектронвольт до десятков петаэлектронвольт, от удаленных источников, галактических и внегалактических, на расстояниях от килопарсек и более сотен мегапарсек. В нейтринных экспериментах настоящего времени, определяющих уровень знаний о природных потоках нейтрино высоких энергий, измерения релятивистских частиц ведутся на глубинах более километра в естественных водоемах или во льду с эффективным объемом детектирования порядка кубического километра, что обеспечивает эффективное сечение регистрации нейтрино порядка 10 м^2 при энергиях ТэВ - ПэВ. В этой области энергий величина сечения реакций рассеяния нейтрино на нуклоне,

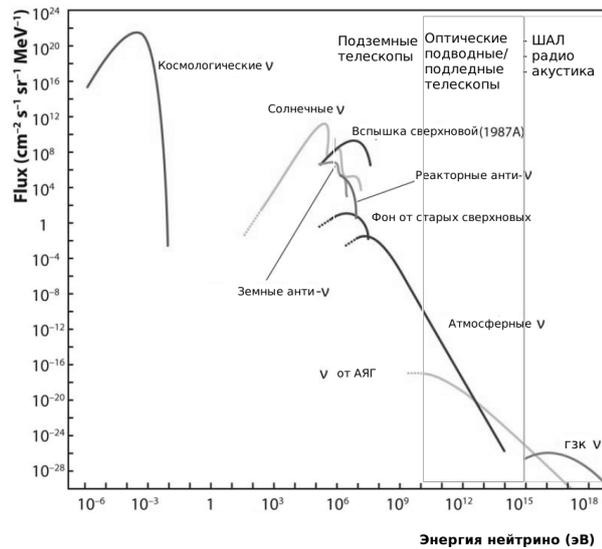


Рис. 1. Природные потоки нейтрино на уровне Земли и способы их измерения. АЯГ - активные ядра галактик, ГЗК - область предельных энергий космических лучей согласно эффекту Грейзена-Зацепина-Кузьмина, ν - нейтрино.

рассматриваемых в рамках электрослабой теории как взаимодействия слабых токов, соответствует значениям $10^{-36} - 10^{-33} \text{ см}^2$. Идею использовать естественные водоемы для регистрации нейтрино высоких энергий высказал М.А.Марков в докладе на Рочестерской конференции в 1960 г [5], предложив разместить фотодетекторы в глубоководном объеме. Вода (лед) используется не только как мишень для взаимодействия нейтрино, а одновременно как детектор черенковского излучения вторичных высокоэнергичных частиц, образующихся во взаимодействиях нейтрино в воде. Необходимые исследования среды и создание оптических модулей (ОМ) для осуществления этого предложения в экспериментах периода 1970 - 1990 годов подробно изложены в литературе, как например в [6]. Исторически, первые в мире подводные нейтрино были зарегистрированы глубоководным нейтринным телескопом НТ200 в озере Байкал в 1994 году [124]. Создание крупномасштабного нейтринного телескопа в озере Байкал предложил А.Е.Чудаков в начале 80-х в Институте ядерных исследований. Инженерные решения этой задачи и

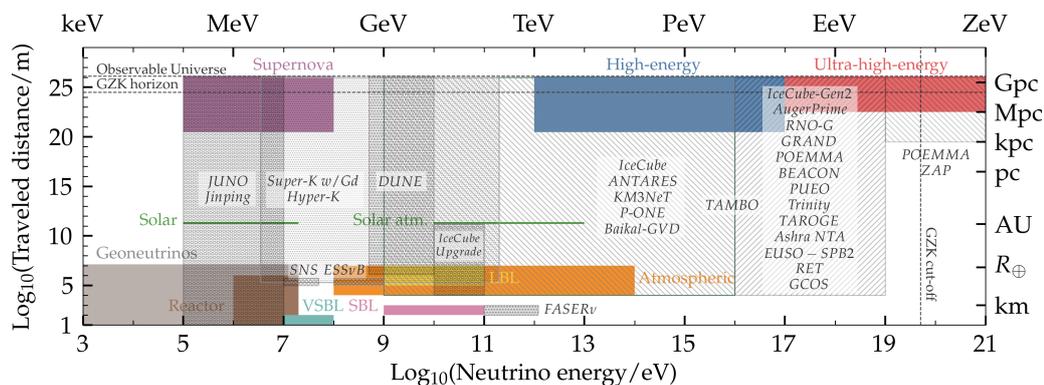


Рис. 2. Интервалы энергии в измерениях современных нейтринных установок, включая Baikal-GVD, и обсерваторий КЛ показаны на оси абсцисс; на оси ординат - масштаб удаленности источников нейтрино относительно наблюдателя (из [3]).

разработанные методики постановки телескопа на глубину были пионерскими и реализованы наименее затратным способом: в зимний период со льда озера, что успешно применяется и в строительстве Baikal-GVD. С конца 90-х годов инструментальный объем байкальского телескопа NT200 [124] составлял около ста килотонн, и телескоп имел наилучшую чувствительность к нейтринным потокам с энергиями выше десятка гигаэлектронвольт. На протяжении последующего десятилетия основные результаты в области высоких энергий нейтрино были получены в экспериментах на нейтринных черенковских детекторах первого поколения NT200/NT200+ (в озере Байкал) [8] и AMANDA (во льду на Южном полюсе) [9], [10], а также на нейтринном телескопе ANTARES (в Средиземном море) [11], в период его функционирования с 2008 по 2022 годы. Эти детекторы характеризуются порогом по энергии регистрации нейтрино в несколько ГэВ и эффективным объемом регистрации вторичных мюонов и ливней порядка 10^7 м³ во взаимодействии нейтрино с энергией выше 10 ТэВ. Достигнутые уровни чувствительности к природным потокам нейтрино высоких энергий в экспериментах на этих установках примерно на два порядка выше чувствительности

наиболее крупных подземных детекторов SuperKamiokande SuperK:Fukuda и MACRO [13], а также Баксанского подземного сцинтилляционного телескопа (БПСТ) [14], [15] с уникальной по длительности экспозицией южной небесной полусферы в течение более сорока лет. Эксплуатация нейтринных черенковских телескопов успешно доказала эффективность метода детектирования нейтрино в естественных средах. Важнейшими результатами, полученными на этих установках, являются измеренные спектры атмосферных нейтрино, мюонных и электронных, с энергиями ГэВ - ТэВ [16], [17], а также ограничения на потоки нейтрино от локальных источников, включая те астрофизические объекты, где по оценкам наибольший вклад в гравитационный потенциал дает неизлучающее вещество (темная материя, ТМ) [18]. В то же время, эти результаты стали побудительным мотивом к разработке и созданию нейтринных телескопов с характерным масштабом порядка кубического километра, обладающих на порядок (и более) высокой чувствительностью к природным потокам нейтрино высоких и сверхвысоких энергий. Благодаря успешному и длительному функционированию подледного нейтринного телескопа второго поколения - IceCube на Южном полюсе [19], со времени его запуска в проектной конфигурации кубического километра в феврале 2011 года, был получен ряд новых результатов. Важнейшим из них является обнаружение астрофизической компоненты в диффузном потоке нейтрино в диапазоне энергий от десятков ТэВ до ПэВ [20]. Современный статус измерений потока нейтрино в широком диапазоне высоких энергий на телескопе IceCube и с разными условиями отбора событий представлен на рис. 3. Как видно из графика, для энергий от 1 ТэВ до 100 ТэВ данные измеренного потока (обозначены серыми кружками с ошибками) согласуются с ожидаемым суммарным потоком атмосферных нейтрино и антинейтрино, мюонных и электронных, с их падающим спектром по энергии от распада π и K -мезонов, как $E^{-3,7}$. В области энергий от 100 ТэВ до ПэВ ожидаемый вклад генерации нейтрино в атмосфере от реакций прямого распада

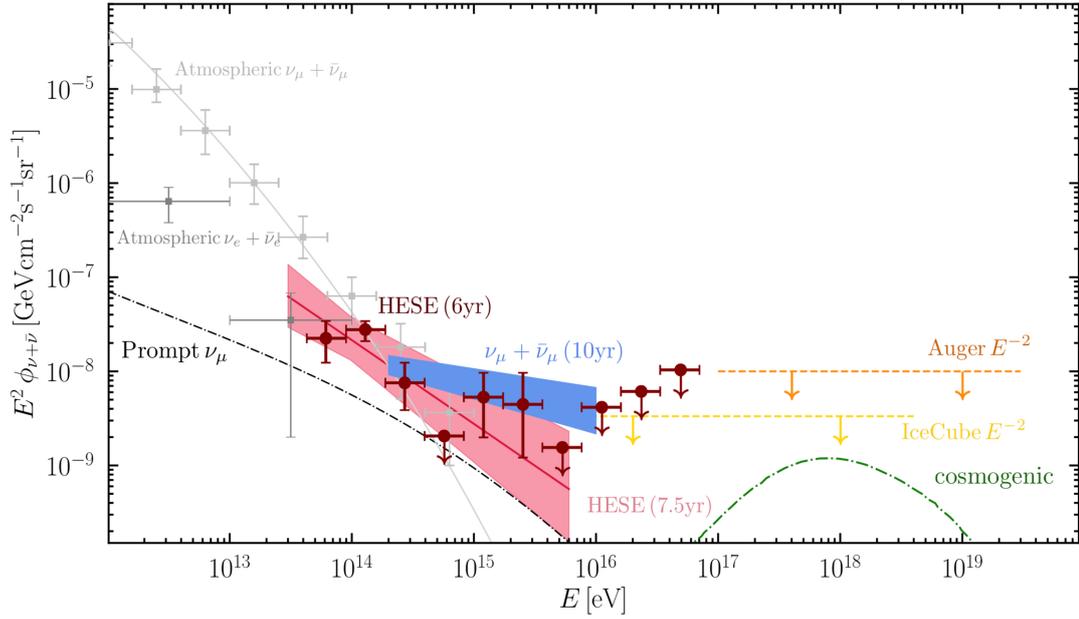


Рис. 3. Потоки нейтрино (приведенные на один аромат нейтрино и антинейтрино) с энергиями выше 1 ТэВ и выше 100 ТэВ по измерениям обсерватории IceCube и ожидаемые от взаимодействия КЛ в атмосфере. Оценка вклада от нейтрино астрофизического происхождения, а также от источников на космологических расстояниях (график воспроизведен по [21]).

тяжелых лептонов (штрих-пунктирная линия с обозначением 'prompt') превышает поток нейтрино от стандартных π и K каналов распада. Однако он недостаточен для объяснения измеренного потока высокоэнергичных событий, выделенных на IceCube по критериям отбора событий HESE [22], [23], то есть с вершиной взаимодействия нейтрино внутри объема детектора, и восходящих мюонных событий, пересекающих телескоп без взаимодействия. Результаты анализа данных HESE за 6 лет [24] и 7,5 лет [25] и высокоэнергичных мюонных нейтрино за 10 лет [26] свидетельствуют (на графике - темные точки с ошибками), что энергетический спектр становится более

жестким, из-за присутствия астрофизических нейтрино, подтверждая ранее сделанный вывод IceCube по их первым выделенным событиям с энергиями порядка нескольких петаэлектронвольт. При этом наклон энергетического спектра астрофизической компоненты скорее около $-2,5$, чем -2 , в пределах тех неопределенностей, что показаны для 68% доверительного уровня шириной полос. Потенциал в изучении области максимально больших энергий нейтрино виден из сравнения уровней чувствительности действующих крупномасштабных установок, как IceCube или Pierre Auger [27], к потоку нейтрино со спектром E^{-2} и оценки ожидаемого потока нейтрино от КЛ сверхвысоких энергий, взаимодействующих с реликтовыми фотонами при своем распространении от удаленных источников на масштабе космологических расстояний. Для обнаружения нейтрино с энергией в области экзаэлектронвольт эффективные размеры таких детекторов требуется увеличить в десять и более раз.

Факт экспериментального обнаружения в диффузном потоке компоненты астрофизических нейтрино к настоящему времени оставляет открытым вопрос прямого наблюдения астрофизических тэватронов и пэватронов, как источников потока нейтрино. Поиск ведется, в том числе, в режиме реального времени при регистрации астрономическими телескопами активности астрофизических объектов в электромагнитном излучении или в момент оповещения о гравитационных событиях, а также в проявлении темной материи и в ряде других задач. В исследовании природных потоков нейтрино высоких энергий и решении отмеченных выше задач, важнейшую роль играет строящийся с 2016 года в озере Байкал глубоководный телескоп второго поколения – Baikal-GVD, и являющийся на сегодняшний день (2024 год) самым крупномасштабным действующим телескопом Северного полушария [28]. Его запуск в объеме кубического километра намечен на 2027 - 2028 год. Анализ экспериментальных данных, накопленных за несколько лет в период развертывания телескопа, позволил получить результаты,

представленные в диссертации, о подтверждении астрофизической компоненты нейтрино с энергиями выше десятков ТэВ [29] и первые наблюдательные указания на такие вероятные их источники, как радио блазары и микроквазары [30], [31]. В ближайшее десятилетие ожидаемое детектирование нейтрино с энергиями выше сотен ПэВ на нейтринных телескопах следующего (третьего) поколения, с большей чувствительностью и с большим объемом данных и информации, несомненно приблизит решение фундаментальной задачи происхождения астрофизических нейтрино. В этом контексте исследований в байкальском нейтринном эксперименте планируется разработка нового проекта телескопа с расширением его масштаба до объема 10 км^3 [32] в детектировании нейтрино с энергиями в диапазоне выше сотни ПэВ.

Астрофизические нейтрино высоких энергий, то есть с энергиями на много порядков выше энергий солнечных, сверхновых, атмосферных и ускорительных нейтрино, чувствительны к физике как в рамках Стандартной модели (СМ), так и за ее пределами, благодаря механизмам их образования и распространению на космологические расстояния. В астрофизике эти нейтрино являются ключом к пониманию происхождения космических лучей и гамма-лучей самых высоких энергий, давая представление об областях в источнике, непрозрачных для электромагнитного излучения. В физике элементарных частиц они могут ответить на важные открытые вопросы: какова природа темной материи (ТМ)? Есть ли новые частицы и взаимодействия при самых высоких энергиях? Существуют ли новые фундаментальные симметрии?

Новая физика за пределами СМ была подтверждена открытием массы у нейтрино в эксперименте Super Kamiokande в 1998 году и в течение следующего десятилетия подтверждением феноменологии нейтринных осцилляций в ряде ускорительных и реакторных экспериментов. В 2011 году была признана роль темной энергии в ускоренном расширении Вселенной

из наблюдения далеких сверхновых. Был открыт Хиггс-бозон на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе в 2012 году, как последняя из частиц, предсказываемых Стандартной моделью. Является ли Хиггс-бозон частицей СМ или частицей моделей суперсимметричного расширения СМ (SUSY) еще предстоит определить в эксперименте, оставляя до этого времени открытым вопрос о существовании класса частиц SUSY, где частица темной материи является легчайшей стабильной частицей и возникает при аннигиляции обычных частиц с вероятностью слабого процесса так, как на стадии ранней Вселенной в модели Λ CDM. Объяснение природы неизлучающей материи во Вселенной остаётся фундаментальной проблемой современной физики [33] со времени анализа астрономических измерений в 30-х годах прошлого столетия и возникшей тогда гипотезы существования темной материи [34]. Как следует из космологических экспериментальных и теоретических исследований, полная энергетическая плотность Вселенной близка к критической величине, характерной для модели плоской и неограниченно расширяющейся Вселенной. Высокую степень её изотропности и однородности обнаруживают многолетние прецизионные измерения реликтового микроволнового излучения, что в комбинации с наблюдаемой астрофизиками иерархической структуры, строго ограничивает "вес" компонент в полном энергетическом балансе Вселенной. Лишь небольшую долю, менее 4,9%, составляет обычное барионное вещество. Доминирующей компонентой вещества является темная материя. Будучи невидимой в электромагнитном излучении, ТМ проявляет себя гравитационно как небарионная, бесстолкновительная и нерелятивистская ("холодная") материя.

На сегодняшний день Стандартная космологическая модель Λ Cold Dark Matter (Λ CDM) с наилучшей точностью описывает всю совокупность космологических и астрофизических данных. В Λ CDM доминируют две субстанции: на 68,3% космологическая константа Λ (или темная энергия), источник ускоренного "разбегания" галактик, и на 26,8% неизлучаю-

щая тёмная материя, гравитационно удерживающая барионное вещество в галактиках. Вероятной формой холодной темной материи могут быть реликтовые частицы с определенными свойствами самовзаимодействия (аннигиляция или распад) и взаимодействия с обычным веществом. Эволюция Вселенной должна приводить к существованию в настоящее время такого их количества, которое может обеспечить существенную часть реликтовой плотности холодной темной материи. Обнаружение сигнала от аннигиляции реликтовых частиц или ограничение на параметры модели ТМ представляет актуальную задачу современных экспериментов физики высоких энергий. В качестве кандидата на роль темного небарионного вещества в теории частиц наиболее часто рассматривается нейтралино, возникающих в различных суперсимметричных расширениях стандартной модели. Легчайшее из четырех состояний нейтралино полагается легчайшей суперсимметричной частицей. При условии сохранения R- четности нейтралино оказывается абсолютно стабильной частицей, имеет гравитационную массу и слабо взаимодействует с адронами. Эволюция Вселенной должна приводить к существованию в настоящее время такого количества массивных нерелятивистских нейтралино, которое может обеспечить существенную часть реликтовой плотности холодной темной материи. Обнаружение сигнала от суперсимметричных частиц или ограничение на область параметров суперсимметрии представляет актуальную задачу современных экспериментов физики высоких энергий. В то же время в экспериментах поиска сигнала от частиц ТМ используется модельно независимый метод анализа, где не конкретизируется гипотеза происхождения массивных слабо взаимодействующих частиц (weakly interacting massive particles, WIMP, ВИМП), но учитывается зависимость от массы частицы и от канала их аннигиляции или распада [35]. В данной работе выполнен расчет ограничений на величину потоков нейтрино от аннигиляции ВИМП, накопленных в Солнце за время существования Солнечной системы, в центре Галактики и в карликовых сфероидальных галактиках по данным

телескопа NT200.

Диссертационная работа “Исследование потоков нейтрино астрофизической природы в экспериментах первой очереди нейтринного телескопа Baikal-GVD” выполнена в соответствии с научной программой исследований Президиума РАН и государственным заданием по развитию фундаментальных и прикладных исследований. В создании Байкальского глубоководного нейтринного телескопа принимает участие более 60 научных сотрудников и инженеров из шести российских и трех иностранных научных институтов - членов международной коллаборации Baikal-GVD.

Цели диссертационной работы и задачи исследования:

Целью является измерение потока нейтрино по данным Baikal-GVD за время его развертывания в 2018-2022 гг в области энергий ТэВ — ПэВ. При этих энергиях обнаружение нейтрино астрофизической природы в диффузном потоке демонстрирует эксперимент IceCube, начиная с данных 2011 года, что стимулирует развитие мультиволнового (мульти-мессенджер) подхода в идентификации источников астрофизических нейтрино. В задачах мульти-мессенджер обмена данными **целями** являются: формирование в режиме реального времени оповещения (алерт) о нейтринном событии, выделенном по критериям отбора кандидата на астрофизическое происхождение; корреляционный анализ по внешнему оповещению о сигнале в направлении вероятного источника нейтрино и вывод о верхнем пределе на плотность потока от него. В поиске сигнала от частиц темной материи **целями** исследования являются расчет потоков нейтрино в области энергий ГэВ-ТэВ в направлении потенциально ярких источников аннигиляции или распада гипотетических частиц темной материи – центр Галактики, Солнце, карликовые сфероидальные галактики – и вывод ограничения на скорости процессов аннигиляции по данным байкальского телескопа NT200 с нижним порогом по энергии нейтрино 10 ГэВ.

Для достижения поставленных целей необходимо было решить следующие задачи:

1. Моделирование прохождения нейтрино высоких энергий в веществе;
2. Моделирование отклика оптического модуля Baikal-GVD на черенковское излучение от прохождения электромагнитного каскада в байкальской воде;
3. Разработка критериев выделения ливней из фоновых событий от прохождения атмосферных мюонов и мюонных групп из верхней полусферы;
4. Разработка программ автоматизированной калибровки в быстром режиме временных привязок измерительных каналов на всех кластерах установки, для любого количества оптических модулей;
5. Выделение каскадных событий с энергиями выше десятков ТэВ в анализе данных телескопа Baikal-GVD за 2018-2022 годы;
6. Вычисление показателя спектра из распределений измеренных ливней по энергии в данных Baikal-GVD за 2018-2022 годы;
7. Анализ ливневых событий по триггеру оповещения от других установок в системе мульти-мессенджер;
8. Определение ограничения на поток нейтрино от предполагаемых астрофизических источников;
9. Определение ограничения на поток нейтрино от предполагаемых источников темной материи.

Методы исследования Исследования выполнялись в глубоководных условиях оз. Байкал на нейтринном телескопе с системой регистрации черенковского излучения. Алгоритмы подавления шума и выбор необходимых сигналов для анализа выполнялись с использованием численных методов, включая метод максимального правдоподобия и метод Монте-Карло. В анализе импульсов использовался метод дискриминации событий по времени прихода импульсов в соответствии со скоростью распространения света

в воде оз. Байкал. Использовались методы статистического анализа данных для пуассоновой статистики, в том числе оценки значимости и уровни достоверности, применялся метод бутстрэппинга для поиска сигнала в направлении потенциальных астрофизических источников темной материи.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработана методика выделения событий от ливней высоких энергий из экспериментальных данных Байкальского нейтринного телескопа Baikal-GVD и выполнен анализ данных, накопленных за период с апреля 2018 года по март 2022 года с целью выделения событий от нейтрино астрофизической природы. Выделено 25 ливневых событий-кандидатов на астрофизические нейтрино с направлениями по всей небесной сфере.
2. Из результатов анализа энергетического и углового распределения одиннадцати восходящих ливневых событий сделан вывод о существовании диффузного потока нейтрино астрофизической природы на уровне достоверности 99,76%.
3. Определен показатель степенного энергетического спектра диффузного потока нейтрино с равновесным 1:1:1 отношением ароматов нейтрино из анализа параметров 11 восходящих ливневых событий методом функции максимального правдоподобия и с учетом систематических ошибок. Полученное значение показателя -2,58 согласуется с данными IceCube в пределах стандартного отклонения.
4. Выявлены два выделенных направления в распределении 25 нейтринных событий на небесной сфере. Вычислены вероятность астрофизической природы восходящего события с энергией выше 200 ТэВ из направления в окрестности радио блазара TXS-0506+056 и вероятность случайного совпадения нейтринных событий в триplete из окрестности микроквара LSI 061+303.

5. Разработана и реализована процедура формирования онлайн оповещений Baikal-GVD о нейтринных событиях высоких энергий с информацией о времени, направлении, энергии, вероятности соответствия фону по статистике Пуассона и сигнальности по степенному спектру сигнала E^{-2} .
6. Разработана и реализована процедура автоматического слежения за нейтринными алертами телескопа ANTARES и телескопа IceCube на основе быстрой обработки данных Baikal-GVD с минимальной задержкой 3 мин во временных окнах ± 500 сек, ± 1 ч, ± 12 ч, ± 1 день. Выполнен анализ данных Baikal-GVD по поиску событий ассоциируемых с алертами телескопов ANTARES и IceCube.
7. Обнаружено совпадение направления прихода нейтринного события Baikal-GVD с энергией 43 ТэВ с направлением на радио блазар PKS 0735+178 в пределах углового разрешения в период активности источника в электро-магнитном спектре и через 4 часа после оповещения о нейтрине IC211208A. Вычислены значимости совпадения.
8. Получено ограничение на плотность потока нейтрино с показателем спектра -2 от источника в галактике NGC4993 в момент времени гравитационного события GW170817 и времени послесвечения.
9. Установлены экспериментальные ограничения сверху на 90% доверительном уровне методами функции максимального правдоподобия на сечения упругого рассеяния ВИМП на нуклонах в Солнце и на сечения аннигиляции ВИМП в наблюдении направлений потенциально ярких астрофизических объектов скопления неизлучающего вещества таких как Центр Галактики, галактика Большое Магелланово Облако и темные сфероидальные галактики по данным телескопа HT200.

Научная новизна:

1. Впервые создана база данных ливневых событий на Baikal-GVD с энергией выше 60 ТэВ для нисходящих ливней и выше 15 ТэВ для восходящих ливней.
2. Впервые получено подтверждение на уровне три сигма обнаруженной ранее телескопом IceCube астрофизической компоненты нейтрино в диффузном потоке по выделенным на Baikal-GVD ливневым событиям.
3. Впервые вычислен показатель одностепенного спектра нейтрино в диффузном потоке по выделенным на Baikal-GVD ливневым событиям из нижней полусферы с энергией выше 15 ТэВ.
4. Впервые байкальский нейтринный эксперимент Baikal-GVD указывает на идентификацию астрофизических нейтрино: каскадное событие из нижней полусферы с энергией выше 200 ТэВ вблизи блазара TXS 0506+056 и кластеризация трех нисходящих ливней по направлению галактического микроквара LSI 061+303.
5. Впервые сформирован формат для вывода нейтринных алертов Baikal-GVD в режиме реального времени по разным категориям реконструкции событий.
6. Впервые байкальский нейтринный эксперимент Baikal-GVD в режиме онлайн принимал и анализировал алерты от нейтринного телескопа ANTARES.
7. Впервые в рамках участия в международной программе мультимессенджер проводился корреляционный анализ данных Baikal-GVD с нейтринными алертами от IceCube и другим оповещениям по сети GCN, включая гамма-вспышки, оптические транзиенты и гравитационно-волновые события.
8. Впервые получены ограничения сверху на плотность потока нейтрино в направлении потенциальных источников по внешним нейтринным алертам.

9. Впервые в режиме реального времени зарегистрировано совпадение направлений нейтринного события с внешним алертом от IceCube в установленном временном окне 12 ч и с направлением на радиоблазар PKS 0735+178 в период его активности в электромагнитном спектре.
10. Впервые получено ограничение сверху на плотность потока нейтрино от галактики NGC4993 в гравитационном событии GW170817, где при слиянии двух нейтронных звезд возникла гравитационная волна.
11. Впервые выполнено моделирование отклика телескопа НТ-200 с порогом по энергии 10 ГэВ на сигнал от источников аннигиляции гипотетических частиц темной материи ВИМП в Солнце и получены ограничения сверху на 90% д.у. на сечения упругого рассеяния ВИМП на нуклоне.
12. Впервые по данным нейтринного телескопа НТ200 с пороговой энергией 10 ГэВ получены ограничения сверху на 90% д.у. на сечения самоаннигиляции гипотетических частиц темной материи ВИМП в потенциально ярких их источниках: в центре Галактики, в Солнце, в 22 карликовых сфероидальных темных галактиках и галактике Большое Магелланово облако.

Практическая значимость диссертационной работы определяется тем, что полученные результаты по измерению диффузного потока нейтрино используются для подтверждения присутствия в нем астрофизической компоненты. Эффективность алгоритма реконструкции ливневых событий позволяет анализировать данные в режиме реального времени. Полученные указания на совпадения нейтрино с радиоблазарами, известными по их активности на высоких частотах, а также полученное ограничение на поток нейтрино от столкновения нейтронных звезд, могут использоваться для проверки гипотез о высокоэнергетических процессах в астрофизических источниках. Полученные ограничения на сечения самоаннигиляции и рассеяния на нуклонах гипотетических частиц темной материи в направлении

потенциально ярких источников используются в многоканальном анализе мировых данных по поиску сигнала и идентификации природы скрытой массы Вселенной. Все разработанные алгоритмы анализа данных применимы к увеличивающемуся объему телескопа и к новым физическим задачам.

Достоверность изложенных в работе результатов обеспечивается тем, что приведенные в диссертации результаты моделирования отклика оптического модуля Baikal-GVD на черенковское излучение от прохождения электромагнитного каскада в байкальской воде тестировались по искусственным источникам света, с глубоководными лазерами и светодиодными матрицами. Расчеты сечений нейтрино в реакциях рассеяния на нуклонах и численное моделирование прохождения нейтрино в веществе сравнивалось с расчетами в аналогичных работах в публикациях, включая диссертационные работы на байкальском телескопе NT200 [36]. В расчетах по теме поиска сигнала темной материи использовались авторские материалы кандидатской диссертации [37], которые были апробированы с экспериментальными данными подземного телескопа БПСТ [38], [39] и в оценках чувствительности для глубоководного телескопа ANTARES [40], а также в низкофоновом эксперименте ULTIMA [243]. Все полученные результаты с верхними ограничениями на сечения рассеяния частиц темной материи ВИМП на протонах и на частоту аннигиляции ВИМП в астрофизических объектах по данным Байкальского глубоководного NT200 включены в обзоры достижений в физике частиц и фундаментальных взаимодействий Particle Data Group (PDG) в разделе «WIMP and Dark Matter Searches» [42], [43]. По теме обмена оповещениями в многоволновом поиске сигнала внешние алерты от ANTARES принимались онлайн непосредственно от триггерной системы этого телескопа. При регистрации совпадения с алертом от IceCube IC211208A и с активностью блазара PKS 0735+178 от Baikal-GVD было отправлено оповещение в The Astromer's telegram [191].

Апробация работы. Исследования, приведенные в диссертации, обсуждались и докладывались автором на регулярных (два раза в год) рабочих совещаниях участников международного проекта Baikal-GVD; на международном специализированном комитете по астрофизике (SAC) и техническом консультативном совете (TAB) Глобальной сети больших нейтринных телескопов (Global Neutrino Network, GNN); на семинарах отдела ЛВЭНА и лаборатории НАВЭ ИЯИ; на семинаре Отдела внегалактической астрономии ГАИШ; на совместном семинаре научных групп Baikal-GVD и LHAASO, на семинарах научных групп ANTARES и KM3NeT в Центре исследований физики частиц в Марселе (CPPM) и Институте физики частиц в Валенсии (IFIC); на семинаре научной группы ULTIMA в Институте физики конденсированных сред имени Нееля (Néel, CNRS/UJF) в Гренобле. Основные результаты, приведенные в диссертации, были доложены в виде приглашенных, устных и стендовых докладов на всероссийских и международных рабочих совещаниях и конференциях:

1. “Baikal-GVD status report”, приглашенный доклад, Bochum, Германия, (24 марта 2024), MANTS 2024, GNN workshop on Neutrino Physics and Astrophysics.
2. “On characterizing galactic diffuse flux: data and plans”, устный доклад, Bochum, Германия, (25 марта 2024), MANTS 2024, GNN workshop on Neutrino Physics and Astrophysics.
3. “Follow-up of alerts in search for multi-messenger sources with Baikal-GVD neutrino telescope”, стендовый доклад, Seoul, Южная Корея, (2022), The 30th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics.
4. “Dark Matter searches with Baikal NT and GVD”, устный доклад, Гранада, Испания, (2022), The 3rd GNN Workshop on Indirect Dark Matter Searches with Neutrino Telescopes, Dark Ghost2022.

5. “Multi-messenger studies with the Baikal-GVD telescope”, устный доклад, Валенсия, Испания (2021), GNN Workshop on Very Large Volume Neutrino Telescopes, VLVnT2021.
6. “Multi-messenger and real-time astrophysics with the Baikal-GVD telescope”, устный доклад, Берлин, Германия (2021), The 37th International Cosmic Rays Conference- Astoparticle Conference, ICRC2021.
7. “ANTARES - Baikal GVD Alerts Analysis”, стендовый доклад, Берлин, Германия (2021), ICRC2021.
8. “Baikal and GVD”, приглашенный доклад, Венеция, Италия (2019), XVIII International Workshop on Neutrino Telescopes, NEUTEL2019.
9. “The progress in the construction and operation of the Baikal-GVD”, приглашенный доклад, Ченгду, Китай (2021), TeV Particle Astrophysics, TEVPA2021.
10. ”Recent progress of the Baikal-GVD project”, устный доклад, Гент, Бельгия (2019), The European Physical Society Conference on High Energy Physics, EPS-HEP2019.
11. ”BSM searches with Baikal”, устный доклад, Уппсала, Швеция (2019), The 4th Workshop on Particle Physics with Neutrino Telescopes (PPNT2019).
12. ”Status of Baikal-GVD and its multi-messenger program”, приглашенный доклад, Шанхай, Китай (2019), Cosmic Neutrinos and Multi-messenger Workshop “CosNuMM2019”.
13. ”Baikal-GVD multi-messenger program”, устный доклад, Марсель, Франция (2019), Town Hall KM3Net meeting.
14. “Dark Matter: results of the Baikal neutrino experiment”, устный доклад, Брюссель, Бельгия, (2018), The 2rd GNN Workshop on Indirect Dark Matter Searches with Neutrino Telescopes, Dark Ghost2018.

15. “Baikal-GVD neutrino experiment”, приглашенный доклад, Москва (2018), The 9th international Workshop on Air Shower Detection at High Altitudes, WHASD2018.
16. “Baikal-GVD: first results and prospects”, устный доклад, Рим, Италия (2018), The 7th Roma International Conference on AstroParticles Physics, RICAP2018.
17. “Байкальский нейтринный эксперимент. Глубоководный детектор гигатонного объема Baikal-GVD”, Долгопрудный (2017), ”, 60-я Научная конференция МФТИ.
18. “Baikal-GVD and it’s extension”, устный доклад, Токио, Япония (2016), The 1st Neutrino Oscillation Tomography Workshop.
19. “Baikal-GVD: first cluster Dubna”, устный доклад, Вена, Австрия (2015), The European Physical Society Conference on High Energy Physics, EPS-HEP2015.
20. “Status of indirect dark matter search with neutrino telescopes”, устный доклад, Валдай (2015), The 2nd International Workshop on Prospects of Particle Physics: Neutrino Physics and Astrophysics.
21. “Neutrino physics with the Baksan Underground Scintillation Telescope”, стендовый доклад, Пиза, Италия (2013), Pontecorvo 100, Symposium in honour of Bruno Pontecorvo for the centennial of the birth.
22. “Limits on spin-dependent WIMP-proton cross-sections from the neutrino experiment at the Baksan Underground Scintillator Telescope”, устный доклад, Бузиос, Рио-де-Жанейро, Бразилия (2012), VIII International Workshop on the Dark Side of the Universe.
23. “Ограничения на сечения упругого рассеяния нейтралино на нуклоне в нейтринном эксперименте на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе”, устный доклад, Москва (2011), Научная сессия-конференция секции ЯФ ОФН РАН "Физика фундаментальных взаимодействий".

24. “Природные потоки нейтрино и скрытая масса Вселенной”, устный доклад, Москва (2009), Научная сессия-конференция секции ЯФ ОФН РАН "Физика фундаментальных взаимодействий".
25. “Results with the Baksan Neutrino Telescope”, устный доклад, Уппсала, Швеция (2006), The 1st Workshop on Particle Physics with Neutrino Telescopes (PPNT2006).
26. “Indirect method of cold dark matter search”, приглашенный доклад, 3rd International Heidelberg Conference on Dark matter in astro- and particle physics (DARK 2000), Гейдельберг, Германия, July 10-14, 2000;
27. “Status and perspectives of indirect search for dark matter”, приглашенный доклад, 2nd International Conference Physics Beyond the Standard Model, Ringberg Castle, Тегернзе, Германия, June 6-12, 1999.

Диссертационная работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ, РНФ и МО.

Личный вклад. Во всех выносимых на защиту результатах личный вклад диссертанта является определяющим. В численном методе анализа выделенных ливневых событий автором получены значения показателя одностепенного энергетического спектра диффузного потока нейтрино и контура ошибок с учетом систематики. Диссертант выполнил научное руководство исследованиями первых данных телескопа Baikal-GVD сезона 2018-2021 гг и подготовку к защите диссертационной работы на степень кандидата физико-математических наук аспиранта ИЯИ РАН, результаты которой частично вошли в данную работу. Диссертант является основным автором по анализу внешних алертов и по классификации оповещений Baikal-GVD на астрофизические события-кандидаты. В статистическом анализе ливневых событий на Baikal-GVD и мюонных нейтрино в полном наборе данных NT200 диссертантом применены методы функции максимального правдоподобия бинового и небинового вычисления значимости и тест-статистики, а также метод бутстрэппинга и псевдоэкспериментальных наборов данных в

поиске превышения числа событий на фоне. Диссертантом сделаны расчеты сечений нейтрино в реакциях рассеяния на нуклонах и сечений аннигиляции и упругого рассеяния на нуклоне гипотетических частиц темной материи (массивных слабо взаимодействующих, ВИМП). В решении прохождения нейтрино в веществе с энергией ГэВ-ТэВ диссертантом учитывались вторичные нейтрино в нейтральных токах и были вычислены совместно с соавторами эффекты осцилляции нейтрино и регенерации тау-нейтрино. Совместно с соавторами диссертантом получены верхние пределы на плотность потока нейтрино в направлении галактики NGC4993 в гравитационном событии GW170817A, в направлении неидентифицированных источников нейтрино в алертных событиях от нейтринного телескопа IceCube и верхние ограничения на сечения аннигиляции и рассеяния ВИМП в предполагаемых источниках их наибольшего скопления.

Публикации. Основные положения и результаты диссертации О.В. Суворовой опубликованы в 25 печатных работах в рецензируемых изданиях, из них 17 статей в изданиях рекомендованных ВАК, в числе которых 4 статьи одного автора.

1. Ж.-А.М. Джилкибаев, Г.В. Домогацкий, О.В. Суворова, Черенковские детекторы в нейтринной астрофизике высоких энергий. // Успехи физических наук. -2015. –Т. 85. –В. 5. –С. 531-539. // Cherenkov detectors for high-energy neutrino astrophysics, Phys.Usp. 58 (2015) 5, 495-502.
2. О.В. Суворова. Природные потоки нейтрино и скрытая масса Вселенной // Ядерная Физика. -2011. –Т. 74. –В. 1. –С. 1-9; // Original neutrino fluxes and hidden mass in the Universe. Physics of Atomic Nuclei. -2011. –Т. 74. -С.122-129.
3. А.В. Аврорин, . . . , О.В. Суворова и др., Слежение за высокоэнергичными нейтрино на Байкальском нейтринном телескопе Baikal-GVD // Письма в Астрономический журнал, -2021. -Т. 47. –В. 2. –С. 114-124; //

- High-Energy Neutrino Follow-up at the Baikal-GVD Neutrino Telescope
// *Astronomy Letters* -2021. -Т. 47. –В. 2. –С. 94-104.
4. E.V. Bugaev, S.P.Mikheyev, O.V. Suvorova, Neutral current interactions of high energy neutrinos with matter of the Sun and Earth // *Nuova Cim. C.* - 1996, -С. 623-804. DOI: 10.1051/epjconf/201920901015.
 5. А.В. Аврорин, ..., О.В. Суворова и др., Глубоководный черенковский детектор в озере Байкал // *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики.* -2022. –Т. 161. –В. 4. –С. 476-496. // *Deep-Underwater Cherenkov Detector in Lake Baikal* // *J.Exp.Theor.Phys.* 134 (2022) 4, 399-416.
 6. O.V. Suvorova, A.D. Avrorin et al., (Baikal-GVD Collaboration), Baikal-GVD: first cluster Dubna // *PoS EPS-HEP2015* (2015) 418, DOI: <https://doi.org/10.22323/1.234.0418>.
 7. A.D. Avrorin , ..., O.V. Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration), Baikal-GVD: first results and prospects // *EPJ Web Conf.* 209, 01015 (2019).
 8. A.D. Avrorin, ..., O.V. Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration), Calibrating the Measuring Channels of the Baikal-GVD Neutrino Telescope // *Instrum.Exp.Tech.* – 2020. –Т. 63. –В. 4., -С. 551-560.
 9. V.A. Allakhverdyan, ..., O.V.Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration), The Baikal-GVD neutrino telescope: search for high-energy cascades // *PoS ICRC2021* (2021) 1144, DOI: <https://doi.org/10.22323/1.395.1144>.
 10. V.A. Allakhverdyan, ..., O.V.Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration), Diffuse neutrino flux measurements with the Baikal-GVD neutrino telescope // *Physical Review D.* -2023. –Т. 107. –С. 042005.
 11. V.A. Allakhverdyan, ..., O.V.Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration and Yu.Yu.Kovalev et al.), High-energy neutrino-induced cascade from the

- direction of the flaring radio blazar TXS 0506+056 observed by Baikal-GVD in 2021 // *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* -2023. -T. 527. -B. 3. -C. 8784-8792.
12. V.A. Allakhverdyan, ..., O.V.Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration and Yu.Yu.Kovalev et al.), Search for directional associations between Baikal Gigaton Volume Detector neutrino-induced cascades and high-energy astrophysical sources // *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* -2023. -T. 526. -B. 1. -C. 942-951.
 13. O.V.Suvorova, V.A. Allakhverdyan et al., (Baikal-GVD Collaboration), Multi-messenger and real-time astrophysics with the Baikal-GVD telescope // *PoS ICRC2021 (2021) 946*, DOI: 10.22323/1.395.0946.
 14. A.D. Avrorin, ..., O.V. Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration), Search for High energy Neutrinos from GW170817 with the Baikal-GVD Neutrino Telescope // *JETP Lett.* -2018. -T. 108. -B. 12. -C. 787-790; e-Print:1810.10966.
 15. V.Dik, O.V.Suvorova et al. (Baikal-GVD Collaboration), The Baikal-GVD telescope follow up analysis of the IceCube alerts // *PoS ECRS2022 (2022) 096*, DOI: 10.22323/1.423.0096.
 16. V.M. Aynutdinov, ..., O.V. Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration), Baikal-GVD Astrophysical Neutrino Candidate near the Blazar TXS 0506+056 // *PoS ICRC2023 (2023) 1457*, DOI: 10.22323/1.444.1457. e-Print: 2308.13686 [astro-ph.HE].
 17. O. V. Suvorova. Status of indirect dark matter search with neutrino telescopes // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* -2016. -T.47. -B. 6, -C.938-946.
 18. O. Suvorova, Indirect method of cold dark matter search // *DARK2000*, 1st ed. 2001 Edition by H.V. Klapdor-Kleingrothaus, ISBN 3-540-41797-4 Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York; ISBN-10: 3642626084, ISBN-

- 13 : 978-3642626081, Springer; Softcover reprint of the original 1st ed. 2001 edition (October 3, 2013), <https://inspirehep.net/literature/542489>.
19. O. V. Suvorova, Status and perspectives of indirect search for dark matter // Beyond the dissert: Accelerator, non-accelerator and space approaches into the next millennium. Proc., 2nd International Conference Physics Beyond the Standard Model, Ringberg Castle, Tegernsee, Germany, June 6-12, 1999, 853-867. // arXiv:hep-ph/9911415.
 20. Суворова О.В., Болиев М.М., Демидов С.В., Михеев С.П., Ограничения на сечения упругого рассеяния нейтралино на нуклоне в нейтринном эксперименте на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе, // Ядерная физика. – 2013. – Т. 76, № 11. – С. 1433–1442; //Upper limit on the cross section for elastic neutralino-nucleon scattering in a neutrino experiment at the Baksan Underground Scintillator Telescope // Phys.Atom.Nucl. -2013. -Т.76. -С. 1367-1376.
 21. M.M. Boliev, C.V. Demidov, O.V. Suvorova, Neutrino physics with the Baksan Underground Scintillation Telescope. // Nuovo Cimento C. -2014. -Т.37. –В. 03. -С. 193-195.
 22. A. D. Avrorin , ..., O.V. Suvorova et al., (Baikal Collaboration and S.V. Demidov), Search for neutrino emission from relic dark matter in the Sun with the Baikal NT200 detector // Astroparticle Physics. -2015. -Т. 62. –С. 12-20. e-Print 1405.3551 [astro-ph.HE].
 23. A.D. Avrorin, ..., O.V. Suvorova et al., (Baikal Collaboration and S.V. Demidov), A search for neutrino signal from dark matter annihilation in the center of the Milky Way with Baikal NT200 // Astroparticle Physics. -2016 -Т. 81 –С. 12-20. e-Print 1512.01198[astro-ph.HE].
 24. A.D. Avrorin, ..., O.V. Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration and S.V. Demidov), Sensitivity of the Baikal-GVD neutrino telescope to neutrino emission toward the center of the galactic dark matter halo //

Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters -2015. -Т. 101.
-В. 5, -С. 289-294. e-Print: 1412.3672 [astro-ph.HE].

25. A.D. Avrorin, ..., O.V. Suvorova et al., (Baikal Collaboration and S.V. Demidov), Dark matter constraints from an observation of dSphs and the LMC with the Baikal NT200 // Journal of Experimental and Theoretical Physics. -2017. -Т. 125. -В. 1. -С. 80-90, Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. -2017. -Т. 152. -В.1. -С. 97-109. e-Print: arXiv:1612.03836 [astro-ph.HE].

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и четырех приложений. Полный объем диссертации **278** страниц текста с **79** рисунками и 9 таблицами. Список литературы содержит **324** наименования.

Глава 1. Современные представления о компонентах и источниках измеряемых потоков нейтрино в области энергий ТэВ–ПэВ

1.1. Нейтрино в широких атмосферных ливнях

Атмосферные нейтрино генерируются в ядерных взаимодействиях первичных протонов и более тяжелых ядер в составе космических лучей с ядрами воздуха атмосферы. В соответствии с падающим степенным спектром первичного космического излучения $\sim E^{-2,7}$ [45] спектр нейтрино атмосферного происхождения падает с ростом энергии как $\sim E^{-3,7}$ в диапазоне энергий от гигаэлектронвольт до тераэлектронвольт, что подтверждено данными нейтринных телескопов первого поколения [46], [47], [48], [49] в пределах ошибок измерения, статистических и систематических, и теоретических неопределенностей в нормировке потока [50]. Точность вычисления спектров нейтрино атмосферного происхождения зависит от уровня экспериментальных знаний в измерениях спектра космических лучей в широком диапазоне энергий, вплоть до области эксаэлектронвольт, от химического состава космических лучей высоких и сверхвысоких энергий, сечений ядерных реакций с генерацией заряженных пионов (π^\pm) и каонов (K^\pm), от отношения числа генерируемых каонов к пионам, а также от вклада нейтрино, генерированных непосредственно в ядерных взаимодействиях или через распады короткоживущих чармированных частиц, время жизни которых $\sim 10^{-12}$ с, то есть много меньше, чем у π - и K -мезонов ($\sim 10^{-8}$ сек). Короткоживущие частицы распадаются, не успев провзаимодействовать в атмосфере и потерять энергию. Тем самым, в распаде чармированных частиц нейтрино передается бóльшая энергия, и индекс спектра нейтрино тот же, что в первичных протонах, то есть поток падает как $\sim E^{-2,7}$. Актуальной задачей является определение величины вклада быстрогенерированных

(прямых) нейтрино в полный поток и, особенно, исследование области энергий от 100 ТэВ, где доля в энергетическом спектре от нейтрино астрофизического происхождения становится выше, чем от генерации атмосферных нейтрино в основных каналах распада мезонов [51], [52].

В образовании потока мюонных нейтрино и антинейтрино основные каналы - это распад заряженных пионов, каонов, мюонов и нейтральных долгоживущих каонов. Поток электронных нейтрино и антинейтрино складывается из их генерации в трех каналах распада: мюонов, заряженных каонов и нейтральных долгоживущих каонов. С вероятностью 100% в двухчастичном распаде заряженного пиона ($\pi\mu_2$) возникает одно мюонное нейтрино (антинейтрино): $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ и $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$.

В трехчастичном распаде мюонов (μe_3) образуются два аромата нейтрино, мюонный и электронный: $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ и $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$.

Заряженный каон генерирует мюонные нейтрино в двухчастичной моде распада ($K\mu_2$) с вероятностью 63,5% и с вероятностью $\sim 3\%$ в моде трехчастичного распада ($K\mu_3$) на нейтральный пион, мюон и мюонное нейтрино. Нейтральный долгоживущий каон с вероятностью $\sim 27\%$ в моде трехчастичного распада ($K_L^0\mu_3$) образует заряженный пион, мюон и мюонное нейтрино. С генерацией электронных нейтрино и антинейтрино каон распадается в трехчастичных модах. Для заряженного каона распад (Ke_3) происходит с вероятностью $\sim 5\%$ и для нейтральных долгоживущих каонов ($K_L^0e_3$) с вероятностью $\sim 39\%$. С увеличением энергии первичных частиц вклад в поток нейтрино от каонных мод распада растет по сравнению с мюонным и пионным, поскольку растут пробеги до взаимодействия, а до распада меньшее время жизни у К-мезонов. Методы расчета спектров атмосферных нейтрино с учетом всех его каналов генерации это либо аналитические решения кинетических уравнений для прохождения нейтрино через атмосферу (уравнения переноса) [53], [54] либо численные симуляции этих процессов методом Монте-Карло [55], [56], [57]. В конечном результате расчетов спек-

тров в пределах неопределенностей порядка 10–20% в их нормировке они согласуются и между собой, и с данными по измерениям на нейтринных телескопах [58], [59].

Величина неопределенности в расчетах нейтринных спектров связана с современным уровнем знаний ядерных процессов в построении их моделей, таких как модели кварк-глюонных струн [60], на базе данных из ускорительных экспериментов о сечениях ядерных реакций нуклон-ядро и ядро-ядро с генерацией пионов и каонов в широком интервале энергий и надежной информации из измерений в космических лучах в области высоких энергий о химическом составе и индексах степенного спектра энергии. В настоящее время моделирование процессов развития широкого атмосферного ливня наиболее полно представлено в пакете программных кодов CORSIKA [61] с выбором моделей ядерных взаимодействий, таких как SIBYLL [62], QGSJET [63]. Пакет CORSIKA в версии 7.74 использовался в анализе данных Baikal-GVD за период его развертывания 2018 - 2021 гг. для получения потока атмосферных мюонов как основного фона для выделения ливней в нейтринных событиях высоких энергий на нейтринном телескопе. В расчете потока атмосферных нейтрино в анализе данных Baikal-GVD использовались дифференциальные энергетические спектры мюонных и электронных нейтрино (антинейтрино) в зависимости от зенитного угла прилета нейтрино, представленные в табличном виде в работе Л.Волковой [53].

В ядерных взаимодействиях при генерации прямых лептонов их доля относительно пионов как величины $\sim 10^{-4}$ увеличивается в десять или сто раз с ростом энергии от нескольких тераэлектронвольт. Этот эффект анализируется на протяжении многих лет, с первых аналитических расчетов [53] и до настоящего времени [64], с применением новых данных из ускорительных экспериментов. Увеличение вероятности процесса генерации чармированных кварков в атмосфере ($pp \rightarrow ccX$, $pN \rightarrow ccX$) связывают с возрастающей ролью глюонного механизма при высоких энергиях, через обмен

нейтральными по аромату глюонами. Во фрагментации возникают тяжелые чармированные частицы, D-мезоны (D^0, D_s^\pm) и барионы (Λ_c) с последующим их распадом на электронное и мюонное нейтрино. Как показано на рис. 3, в суммарном потоке атмосферных нейтрино вклад прямых нейтрино от распада короткоживущих тяжелых мезонов становится основным в диапазоне энергий от одного до десятка петаэлектронвольт. В области энергий от 100 ТэВ до 1 ПэВ поток нейтрино от чармированных частиц меньше потока от основных каналов (π - и K- мезонов), но неопределенность абсолютной величины потока более 50%. В анализе нейтринных событий Baikal-GVD для оценки вклада прямых нейтрино использовались данные о нормировке в модели BERSS [64].

1.2. Нейтрино астрофизического происхождения и природные тэва- и пэватроны

Нейтрино и антинейтрино астрофизического происхождения генерируются по тем же каналам распада заряженных пионов, мюонов или чармированных мезонов, что и нейтрино в атмосфере Земли, а также в β -распаде космических нейтронов. Однако возникновение нейтринного излучения в диапазоне тера- и петаэлектронвольт связано с природными гигантскими ускорителями первичных частиц в магнитном поле источника и определяется радиационными процессами, такими как синхротронное, комптоновское, обратно-комптоновское и синхротронное само-комптоновское излучения в электрон-протонной плазме источника либо в окружающем его фотонном газе, представляющие разные мишени взаимодействия первичных частиц. В соответствии с их относительной плотностью доминировать могут либо лептонные процессы излучения, связанные с присутствием релятивистских электронов и позитронов, либо адронные радиационные процессы, связанные с протонами и ядрами.

В адронных процессах образование заряженных пионов может происходить либо преимущественно в резонансном рассеянии релятивистских протонов на фотонах $p\gamma$ (1.1) с прямым и множественным рождением пионов:

$$p\gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} p\pi^0 \\ n\pi^+ \\ p + \pi^+ + \pi^-, \end{array} \right\} (1.1)$$

либо в неупругом столкновении релятивистских протонов с протонами низких энергий в качестве мишени, pp (1.2):

$$pp \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \pi^0 + X_{all} \\ \pi^+ + \pi^- + Y_{all}, \end{array} \right\} (1.2)$$

где X_{all} и Y_{all} - любые другие частицы. Таким образом, адронные процессы (1.1) и (1.2) инициируют совместные потоки фотонов и нейтрино от источника в результате распадов с вероятностью 100%, соответственно, нейтрального пиона $\pi \rightarrow \gamma\gamma$ и заряженных пионов $\pi\mu_2$ и рожденных ими мюонов μ_{e3} . В отличие от высокоэнергичных фотонов, нейтрино могут покидать область генерации без поглощения или потерь энергии, что является ключевым аргументом поиска нейтрино от таких источников, как активные ядра галактик (АЯГ) и, в частности, от блазаров - АЯГ с джетом (струей плазмы) в направлении Земли. Обнаружение нейтрино от АЯГ - прямое свидетельство присутствия в струе плазмы ускоренных до высоких энергий релятивистских протонов, ответственных за поток частиц, которые, достигая Земли, регистрируются детекторами космических лучей. В моделях блазаров (обзор моделей, например, в [65]) протон-протонные (1.2) взаимодействия обычно представляют собой субдоминантный вклад относительно фотоядерных процессов (1.1), поскольку для значительной мощности реакции pp в струе необходима высокая плотность протонов. Альтернативные сценарии предполагают дополнительные взаимодействия струи в двух или

более зонах (или облаках) вещества, образующихся вблизи источника, или с веществом звезд на пути распространения джета. Наблюдение совместных нейтринных и фотонных потоков как результат адронных процессов в источнике могут уточнить ряд ключевых параметров в модели ускорения протонов, их распределения по энергии и максимальной их энергии. Однако являются ли адронные радиационные процессы (1.1 и 1.2) доминирующими в источнике генерации частиц высоких энергий относительно лептонных радиационных процессов ($e\gamma$)? Вопрос остается открытым для исследований [66], [67]. При том, что величина сечения реакции ($p\gamma$) более чем на порядок величины превышает величину сечения реакций лептонного канала ($e\gamma$), неадронные процессы, происходящие в космосе, остаются интересным возможным источником высокоэнергетических нейтрино. В случае лептонных радиационных процессов нейтрино инициируются распадом пар заряженных пионов или пар мюонов, например, по прямому каналу их рождения $e + \gamma \rightarrow e + \mu^+ + \mu^-$. Плотность электрон-протонной плазмы или фотонного газа определяет эффективность переноса энергии в этих процессах, что подтверждается измерениями энергетических спектров фотонного излучения в наблюдении галактик с активными ядрами или транзиентных источников. Прохождение и ускорение первичных протонов в веществе (pp) характерно для таких астрофизических объектов как кластеры галактик, АЯГ с низкой светимостью, остатки сверхновых, класс галактик, где звездообразование сопровождается вспышкой (starburst), и ряда других объектов, что порождает поток нейтрино с падающим степенным спектром, подобным спектру первичных протонов. От источников с фотоядерными реакциями $p\gamma$ или в лептонных радиационных процессах $e\gamma$ в степенных спектрах нейтрино может возникнуть излом из-за увеличения числа событий при энергиях, зависящих от взаимодействующих фотонов и первичных частиц [68]. К таким источникам относят блазары, транзиенты с высокой светимостью и гравитационные события с мощным выбросом энергии, как это происходит

при разрыве нейтронной звезды приливными силами центральной черной дыры (ЧД) в центре галактики.

Галактики с активными ядрами. Гипотезу, что галактики с активными ядрами являются вероятными кандидатами-источниками нейтринно высоких энергий, первым предложил В.С. Березинский [69], [70] задолго до создания больших нейтринных телескопов и полученных на них данных о диффузном потоке астрофизических нейтрино. Компактные области АЯГ с миллиардами звезд известны как наиболее яркие и постоянно видимые астрофизические объекты во Вселенной, которые могут быть обнаружены на космологических расстояниях, вплоть до красного смещения $z = 7,5$, то есть не менее 10 Гпк в текущей космологической модели Λ CDM. За более чем 80 лет наблюдений на всех длинах волн по совокупности данных сформировалась обобщенная модель АЯГ, объясняющая механизм ускорения частиц до релятивистских скоростей присутствием в центре галактической системы сверхмассивной черной дыры размером порядка $10^9 M_{Sun}$, которая накапливает материю в виде аккреционного диска и на расстоянии примерно парсека окружена газопылевым тором. По выбросу плазмы в наблюдениях АЯГ разделяют на два типа: либо с образованием джета, то есть выброса струи плазмы из центра галактики, либо с генерацией широконаправленного потока частиц (с "ветром"). Другие различия в наблюдениях АЯГ классифицируют галактики по высокой или низкой светимости, по индексу в энергетическом спектре (падающий степенной или плоский), по ориентации направления излучения джета относительно наблюдателя и по активности ядра в радиодиапазоне (низко- или высокочастотное излучение). АЯГ с направленным джетом по лучу зрения наблюдателя известны как блазары. Нетепловое радиоизлучение блазаров связано с выбросом пары противоположно направленных релятивистских струй плазмы, которые могут достигать масштаба мегапарсек, превышающего видимый размер "родительской" галактики. Количество активных в радиодиапазоне галактик

среди наблюдаемых АЯГ не более 10%. В работах ряда авторов (как, например, в [72]) исследовались корреляции направлений нейтрино высоких энергий (выше 200 ТэВ) по данным IceCube с известными радио активными блазарами, от которых регистрируется высокочастотное излучение (от 15 ГГц и выше). Было получено, что на уровне статистической значимости порядка трех сигма такие нейтринные события коррелируют с “радиогромкими” блазарами [73]. Оценка возможного максимального вклада нейтрино от радио-активных блазаров в диффузный поток нейтрино составляет не менее 30% [74], [75]. В то же время неизлучающие в радиодиапазоне блазары являются наиболее распространенными (до 70%) внегалактическими источниками γ -излучения высоких энергий.

В современном представлении о структуре АЯГ их мощное излучение связано с аккрецией межзвездного газа на центральную сверхмассивную черную дыру. При падении вещества на ЧД и с ростом его температуры и ионизации формируется аккреционный диск, а под действием гравитационных сил из центральной части галактики симметрично выбиваются два плазменных джета. Большинство джетов наблюдается в радиодиапазоне, где преобладает синхротронное излучение электронов (и позитронов), обусловленное их вращением в магнитном поле. Характерным для синхротронного механизма является то, что его потери пропорциональны квадрату энергии излучающих частиц. Широкий интервал частот, в соответствии с энергиям электронов в джете, позволяет измерять излучение на разных длинах волн. Помимо синхротронного излучения основную роль в релятивистских джетах играет обратное комптоновское излучение, то есть рассеяние низкочастотных фотонов на релятивистских электронах. Эти два процесса взаимосвязаны. В ряде моделей существенная роль отводится процессу известному как синхротронное самокомптоновское излучение, когда одни и те же электроны производят синхротронные фотоны и затем в реакции Комптона рассеивают их при высоких энергиях. В измерениях энергетиче-

ских спектров активных ядер галактик компонента от синхротронного механизма относится к интервалу энергий от электронвольта до нескольких мегаэлектронвольт, а от комптоновского в диапазоне единиц гигаэлектронвольт – десятки тераэлектронвольт. Какой механизм приводит к появлению нейтринного излучения в диапазоне тера- петаэлектронвольт? Предположительно, как и в случае источников гамма-всплесков, в этом существенную роль играет присутствие нейтронов в плазме релятивистских джетов [76]. В развитии джета, когда электрон-протонная плазма приобретает лоренц-фактор (Γ) больший, чем нейтронная компонента, а ускорение джета еще продолжается, происходят неупругие столкновения протона и нейтрона с генерацией заряженных и нейтральных пионов. Тем самым, открываются каналы рождения нейтрино, а также жесткого гамма излучения. В общепринятом определении, лоренц-фактор это $\Gamma = (\sqrt{1 - \beta^2})^{-1}$, здесь β это отношение скорости компоненты плазмы к скорости света. Процессы, происходящие в джетах и, в общем случае, процессы ускорения частиц в магнитных полях, состоят в сложной взаимосвязи между собой и в различных в моделях их описывающих [76]. Однако базисной идеей остается механизм ускорения ударными волнами частиц, движущихся в магнитном поле, предложенной Э.Ферми в 1949 г [77]. По существу, оба типа ускорения по Ферми (однократное и диффузное) основаны на том факте, что релятивистские частицы получают энергию в упругом рассеянии на структурах магнитной турбулентности или неоднородностях, движущихся с некоторой скоростью. Фермиевские механизмы ускорения первичных частиц в астрофизических источниках, в частности фермиевский механизм первого порядка, разработанный Г.Ф.Крымским [78], приводит к падающему степенному спектру энергий частиц $E^{-\gamma}$. В упрощенной оценке показателя γ его значение можно получить как $\gamma = -2$, полагая потери энергии частицей пропорциональными скорости β в каждом случившемся столкновении с вероятностью биномиального распределения. Таким образом, энергетический спектр нейтрино от

астрофизического источника ожидается более жесткий, чем $E^{-2,7}$ в атмосферном потоке нейтрино. То, что при энергиях выше десятков ТэВ число событий в спектре E^{-2} начинает заметно превышать число событий в спектре атмосферных нейтрино имеет экспериментальное подтверждение, начиная с первых результатов измерения диффузного потока на нейтринной обсерватории IceCube. С увеличением живого времени наблюдения телескопа и его статистических данных значимость вывода об отклонении нулевой гипотезы о присутствии в данных только атмосферного фона достигла уровня $4 - 5\sigma$ [26].

Единственным экспериментальным подтверждением прямой ассоциации нейтринного события с излучением АЯГ на сегодняшний день признано детектирование телескопом IceCube высокоэнергичного мюонного нейтрино с оповещением (алертом) в реальном времени глобальной системы мультиволновых сигналов. Это известное нейтринное событие IC170922A [79] из окрестности радио излучающего блазара TXS 0506+056 в момент его активности, наблюдаемой в электромагнитном диапазоне длин волн. Регистрация нейтрино совместно с гамма-излучением может быть связана с адронными процессами генерации нейтрино. Однако окончательно принятой модели источника с предсказанием спектральных характеристик в нейтринном потоке от TXS 0506+056 на сегодняшний день нет.

Другим указанием на идентифицированный источник нейтрино, согласно результатам телескопа IceCube за десять лет наблюдений [80], является сейфертовская (Seyfert) галактика NGC 1068, галактика класса "радиотихих" АЯГ. Обнаруженное в последующем анализе данных IceCube [81] превышение событий над ожидаемым фоном в потоке нейтрино на уровне значимости $4,2\sigma$ относится к области энергией порядка 1 - 10 ТэВ. Отсутствие гамма-излучения с энергиями порядка тераэлектронвольт от этого источника, по данным Fermi-LAT [82] и MAGIC [83], исключает возможность того, что наблюдаемые нейтрино образуются в оптически разрежен-

ной среде. Напротив, бóльшая вероятность образования пионов в плотной области, непосредственно окружающей сверхмассивную черную дыру родительской АЯГ, где гамма-излучение эффективно поглощается в процессе рождения электрон-позитронных пар [84]. На основе статистики событий за десять лет наблюдений результат численной подгонки модели сигнала и данных наилучшим образом соответствует значению показателя спектра примерно $-2,5$. Насколько показатель спектра астрофизических нейтрино отличается от $\gamma = -2$ зависит от факторов внутри источника. В сравнении модели с экспериментальными данными в расчетах потока нейтрино от астрофизических источников стандартно проверяется модель со спектром E^{-2} и наилучшая подгонка данных.

Диффузный поток астрофизических нейтрино высоких энергий. Результаты измерения спектров в области высоких и сверхвысоких энергий в экспериментах широких атмосферных ливней (ШАЛ) как обсерватория Pierre Auger [27], детектирование источников гамма-излучения в области энергий выше ТэВ орбитальной обсерваторией Fermi [85], наземными установками H.E.S.S. [86], HAWC [87] и LHAASO [88], и наконец, выделение астрофизической компоненты в потоке нейтрино с энергиями выше 60 ТэВ в данных IceCube [20], [26], все эти экспериментальные данные указывают на существующие природные факторы гигантского ускорения первичных космических лучей в источнике их происхождения. В потоке частиц, как носителей (мессенджеров) астрофизического сигнала лишь нейтрино, будучи нейтральной, релятивистской и слабо взаимодействующей частицей, распространяется от источника до наблюдателя без отклонения от первичного направления в космосе, в его галактических или межгалактических магнитных полях.

В анализе данных IceCube за 7,5 лет живого времени функционирования телескопа было выделено 102 события – кандидатов на нейтрино астрофизической природы [25]. Из них 75 событий выделены в реконструкции

ливней (каскадов) и 27 – в треках мюонов. В области энергий выше 60 ТэВ выделено 60 событий с вершиной взаимодействия во внутреннем объеме установки $0,4 \text{ км}^3$, три нейтринных события, реконструированные в каскадной моде с энергией выше ПэВ [20], [22]. В анализе мюонных нейтрино за 9,5 лет [26] рассматривается диапазон энергий от 15 ТэВ до 5 ПэВ и указывается на возможный мульти-компонентный спектр астрофизических нейтрино с изменением индекса наклона, как показано на рис. 3. Предположительно, диффузный спектр нейтрино является совокупностью различных энергетических спектров нейтрино от источников-кандидатов разных классов, как галактических так и внегалактических, где могут доминировать различные механизмы ускорения первичных частиц и образования нейтрино [68]. В эксперименте IceCube составлен первый каталог из 275 мюонных нейтрино (IceCat-1), выделенных в данных наблюдения с мая 2011 по декабрь 2020 [89], где приведены значения углов направления и энергии и близкие по угловому расстоянию источники из каталогов электромагнитного излучения, а также дополнено классификацией нейтринного события по параметру отношения ожидаемого сигнала к фоновым событиям атмосферного происхождения: где их доля более 30% или более 50% в ожидаемом полном числе событий от источника. За исключением указанных двух статистически значимых астрофизических объектов как источников-кандидатов нейтрино высоких энергий - радио-блазар TXS 0605+056 и сейфертовская галактика NGC 1068, астрофизические источники диффузного потока нейтрино, наблюдаемого обсерваторией IceCube в области энергий ТэВ - ПэВ, до настоящего времени неидентифицированы [90], [91].

Низкий уровень статистики для энергий нейтрино выше 60 ТэВ до недавнего времени оставлял открытым вопрос об анизотропии в распределении направлений нейтрино, измеренных телескопом IceCube. Однако анализ в работе [92], сделанный по открытым данным IceCube, дал первую оценку о выделенности направлений вблизи галактической плоскости на уровне

2,5 сигма. Результат с данными ANTARES в [93] указывает на превышение числа событий в центральной области Галактики (балдж). Наконец, в обновленном анализе данных IceCube [94] за десять лет наблюдений делается заключение о диффузном потоке высокоэнергичных нейтрино от плоскости Галактики на уровне значимости 4,5 сигма отклонения от гипотезы только фонового происхождения событий. Таким образом, подтверждается существование пэватронов генерации нейтрино в пределах нашей Галактики наряду с источниками ускорения КЛ во внегалактических объектах. В идентификации астрофизического происхождения нейтрино существенной характеристикой является изменение соотношения ароматов нейтрино (и антинейтрино), $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau$, в их потоке от удаленного астрофизического источника при детектировании на Земле. На пути распространения от источника нейтрино осциллируют в вакууме и в среде, происходит смешивание их собственных массовых состояний, и меняется соотношение ароматов. В источнике нет процессов со значимой вероятностью генерации тау-нейтрино (ν). В адронном канале от заряженных пионов соотношение $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau$ для нейтрино и антинейтрино изменяется одинаково от 1:2:0 до равновесного 1:1:1. Тем самым, регистрация событий с энергией от десятков ТэВ с характерным двойным электромагнитным каскадом соответствует рассеянию τ -нейтрино на нуклоне и будет означать наблюдение астрофизического события. Первые семь выделенных кандидатов на ν_τ в IceCube представлены в [95]. На телескопе Baikal-GVD методика выделения двойных каскадных событий также разработана [96]. Другая возможность идентификации астрофизического происхождения нейтрино — это детектирование события с энергией $\sim 6,3$ ПэВ [97], соответствующей энергии $m_W^2/(2m_e)$ в реакции резонансного рассеяния электронного антинейтрино на электроны известного как резонанс Глэшоу [98]. При достижении объема детектирования порядка 1 км^3 Байкальский телескоп Baikal-GVD чувствителен к этой области энергий нейтрино из оценок моделирования, представленных в Главе 2.

1.3. Моделирование прохождения нейтрино высоких энергий в веществе

При прохождении потока нейтрино высоких энергий через большие толщи вещества форма его энергетического спектра может значительно измениться в результате реакций взаимодействия нейтрино с веществом, где они либо поглощаются, либо теряют часть своей энергии, а также вследствие осцилляций типа (аромата) нейтрино. Доля различных ароматов нейтрино изменяется за счет взаимодействий заряженного тока (charge current, CC). Во взаимодействиях нейтрального тока (neutral current, NC) аромат сохраняется. Электроны среды взаимодействуют посредством заряженного тока только с электронным нейтрино. В зависимости от плотности вещества, эффекты указанных процессов существенно различны в разных диапазонах энергий нейтрино. При распространении нейтрино в Земле, влияние осцилляций нейтрино на величину потока наиболее сильно проявляется при низких энергиях, до десятка ГэВ, и менее существенно для энергией выше ТэВ в сравнении с эффектом ослабления потока из-за рассеяния нейтрино на нуклонах. В первых классических работах С.М. Биленького и Б.М. Понтекорво [99] рассматривались нейтринные осцилляции в вакууме и описывались уравнением эволюции в рамках Стандартной модели, где нейтрино являются безмассовыми нейтральными фермионами и с другими частицами взаимодействуют посредством электромагнитных и слабых взаимодействий. Обнаружение феномена осцилляций и измерение параметров осцилляций, то есть разности квадратов масс и углов смешивания представления ароматов, в экспериментах по детектированию солнечных нейтрино и в потоках атмосферных нейтрино исключают безмассовость нейтрино, расширяя рамки физики нейтрино за Стандартную модель [100]. При этом нейтринные массы существенно меньше масс заряженных фермионов и характер их распространения другой. В момент рождения в электрослабых взаимодей-

ствиях нейтрино находится в одном из трех состояний представления аромата, а распространяется в виде массовых состояний. Эти два представления (собственное и массовое) различны, и аромат нейтрино не сохраняется. Из-за малости масс нейтрино изменение аромата появляется на макроскопических масштабах, и тем самым, феномен наблюдаем, что также предсказал Б.М. Понтекорво [101].

Вещество, вследствие взаимодействий нейтрино с его компонентами, изменяет картину осцилляций. Этот эффект был рассмотрен в 1977 г. Л.Вольфенштейном [102]. Автор ввел в рассмотрение рефракцию нейтрино (когерентное рассеяние вперед) по аналогии с процессом когерентной регенерации К-мезонов и определил систему дифференциальных уравнений, описывающих движение смешанных нейтрино. Описание осцилляций оставалось таким же, как в вакууме, но вводились модифицированные собственные состояния нейтрино и угол смешивания в веществе, отличные от вакуумных. Параметр рефракционной длины определял характерный масштаб, на котором эффект вещества становится заметен, как например, в Земле. Эффект вещества в Солнце и в коллапсирующих звездах Л. Вольфенштейн считал непроверяемым из-за полного подавления осцилляций и что в рассмотрении достаточны только вакуумные осцилляции и только от поверхности звезд. В полной мере физическое содержание теории, а также наиболее интересные и важные с точки зрения приложений эффекты были установлены в 1984-1985 гг. в работах С.П.Михеева и А.Ю.Смирнова [103], [104] где авторы показали, что зависимость глубины осцилляций от энергии и плотности среды носит резонансный характер; что в среде с переменной плотностью может происходить адиабатическая конверсия — изменение аромата нейтрино в соответствии с изменением плотности вещества. Условия адиабатического режима авторами были сформулированы и выделены несколько режимов осцилляций в веществе: при постоянной плотности, медленном изменении плотности (адиабатический режим), быстром изменении плотно-

сти (нарушение адиабатичности) в резонансном слое и для скачка плотности. Обнаруженные механизмы получили название МСВ (MSW) эффекта по имени авторов. Со времени его публикации (1985 год) полные решения уравнений эволюции нейтрино в веществе реализуются в моделировании этих процессов и проверяются экспериментально [105]. Было установлено, что МСВ механизм в реализации с большим вакуумным углом смешивания дает решение знаменитой проблемы солнечных нейтрино (энергии порядка МэВ) – дефицита потоков электронных нейтрино, наблюдавшегося во всех экспериментах по детектированию солнечных нейтрино: Homestake, SAGE, GALLEX, Kamiokande, SuperKamiokande. Окончательное подтверждение МСВ решения было получено SNO экспериментом с нейтрино от Солнца и экспериментом KamLand с реакторными нейтрино. Позже МСВ эффект был подтвержден во всем диапазоне энергий солнечных нейтрино экспериментом BOREXINO. По предсказаниям авторов наиболее яркое проявление МСВ механизма может быть обнаружено в наблюдениях потоков нейтрино от гравитационного коллапса звезд, и также в потоках высоко энергичных нейтрино от источников с переменной плотностью вещества. В современных нейтринных экспериментах на длинной базе, таких как NOvA, или нового поколения — DUNE, уже показана достаточная чувствительность к проявлению МСВ эффекта. Наконец, в измерениях атмосферных нейтрино из нижней полусферы на строящихся телескопах ORCA и HyperKamiokande (области энергий порядка ГэВ) МСВ резонанс будет использован для определения типа иерархии масс нейтрино: нормальной (где ν_e легче ν_μ и ν_τ) или обратной, являющегося одним из фундаментальных вопросов нейтринной физики.

Основываясь на данных Байкальского телескопа первого поколения - НТ200, где пороговая энергия нейтрино была примерно 10 ГэВ, нами решалась задача поиска сигнала от темной материи от Солнца в форме ВИМП. От процессов в скоплении ВИМП нейтрино генерируются в области энергий

от нескольких ГэВ до ТэВ, и тем самым, в моделировании прохождения нейтрино в Солнце и Земле необходимо было учитывать все процессы: реакции рассеяния, регенерации и осцилляции трех ароматов нейтрино. В нейтринном эксперименте на телескопе гигатонного объема Baikal-GVD основной целью является обнаружение астрофизических нейтрино в области энергий ТэВ-ПэВ. Эффект осцилляций в этой области энергий несущественен по сравнению с процессами их поглощения через заряженные токи и регенерации вторичных нейтрино с меньшей энергией через нейтральные токи и от распада τ -нейтрино.

Прохождение нейтрино высоких энергий через Землю. Длина пути, которую проходит нейтрино в Земле в выбранном направлении, $h(\theta)$ (в г/см²), вычисляется в соответствии с профилем плотности вещества Земли $\rho(l)$ по модели PREM [106] с несколькими зонами сравнительно медленного изменения, но между которыми она изменяется скачком, как показано на рис. 1.1, по формуле:

$$h(\theta) = \int_0^{2 \cos(\theta) R_z} \rho(\sqrt{l^2 - 2lR_z \cos(\theta) + R_z^2}) dl, \quad (1.3)$$

где R_z - радиус Земли, $\rho(l)$ - профиль плотности вещества Земли.

Основные реакции взаимодействия нейтрино (антинейтрино) с веществом при энергиях больше гигаэлектронвольта - это процессы глубоко неупругого рассеяния на нуклоне, которые в рамках электрослабой теории рассматриваются как взаимодействия слабых токов, содержащих лептонную и адронную части, через обмен виртуальными векторными бозонами. При передаче импульса q через заряженный бозон W^\pm конечный лептон будет заряженный (заряженные токи), при передаче импульса в адроны через обмен Z_0 конечным лептоном будет нейтрино, уносящее часть энергии первичного нейтрино (нейтральные токи). Другими словами, в реакциях, обусловленных заряженными токами нейтрино поглощается, превращаясь

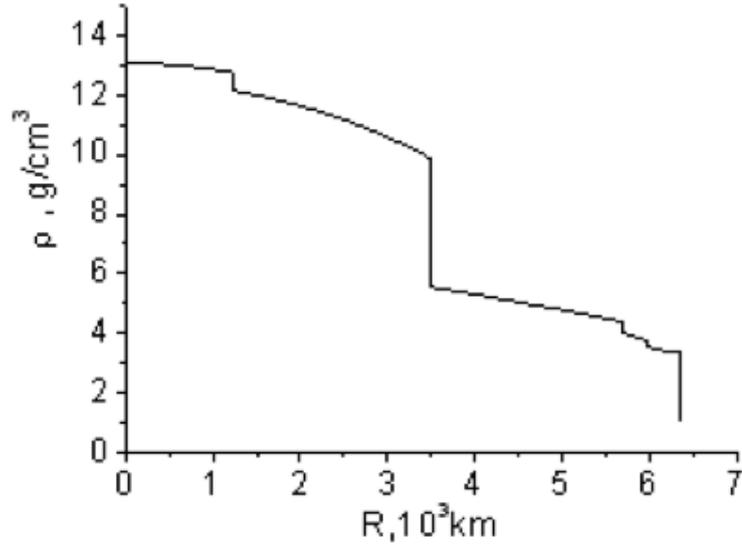


Рис. 1.1. Распределение плотности вещества в Земле в модели Preliminary Reference Earth Model (PREM).

в заряженный лептон:

$$\nu_l(\tilde{\nu}_l) + N \rightarrow l^-(l^+) + X, \quad (1.4)$$

и в реакциях, обусловленных нейтральными токами, с вероятностью приблизительно в три раза меньше СС-взаимодействия (1.4), нейтрино теряет энергию:

$$\nu_l(\tilde{\nu}_l) + N \rightarrow \nu_l(\tilde{\nu}_l) + X, \quad (1.5)$$

где $l = e, \mu, \tau$ лептоны и X - адроны. В нейтральных токах аромат нейтрино неразличим, наблюдаемыми в эксперименте будут каскады, электромагнитные или адронные. В общем случае сечения этих реакций зависят от трех кинематических переменных. В качестве независимых величин обычно используют энергию нейтрино в лабораторной системе координат и две безразмерные переменные (переменные Бьёркена): $x = Q^2/2M(E_\nu - E_l)$ и $y = (E_\nu - E_l)/E_\nu$, где E_l энергия конечного лептона, M - масса нуклона, Q^2 - квадрат переданного 4-х импульса. Области изменения безразмерных переменных: $0 < x < 1$ и $0 < y < 1/(1 + Mx/2E_\nu)$, где имеет

смысл доли импульса нуклона, а y – части энергии, уносимой адронами. Величина $Q^2 \simeq 4E_\nu E_\mu \sin^2(\theta_\mu/2)$ определяет угол θ_μ между направлением вылетающего мюона и нейтрино. С увеличением энергии нейтрино сечение рассеяния на нуклоне растет примерно линейно. Точный расчёт выполнен в модели кварк-партоновых распределений, в основе которой – предположение, что нуклон состоит из партонов (кварков), не взаимодействующих друг с другом, и в реакции глубоко неупругого рассеяния нейтрино на нуклоне виртуальный бозон рассеивается на свободных партонах (кварках). Расчет сечения взаимодействия нейтрино с нуклоном приведен в Приложении А. На рис.1.2 слева показаны рассчитанные интегральные сечения σ^{CC} и σ^{NC} рассеяния нейтрино и антинейтрино в диапазоне энергий 1 ГэВ - 10^8 ГэВ на изоскалярной мишени.

Вероятность взаимодействия нейтрино (антинейтрино) с энергией E_ν при прохождении через толщу вещества h определяется средним пробегом до взаимодействия:

$$p_{int}(h) = 1 - \exp(-h/L_{int}). \quad (1.6)$$

Моделирование прохождения нейтрино через вещество методом Монте-Карло сводится к определению величины

$$\xi = -\frac{L_{int}}{h} \ln(\gamma), \quad (1.7)$$

которая представляет собой пробег до взаимодействия в единицах заданной толщи h , а γ – случайное число, равномерно распределенное на интервале $[0, 1]$. В случае взаимодействия нейтрино ($\xi < 1$) тип реакции определяется ее вероятностью: для процессов поглощения вероятность находится из отношения

$$p_{CC} = \sigma^{CC} / \sigma_{tot}. \quad (1.8)$$

Если происходит реакция с нейтральным током, то величина энергии рассеянного нейтрино E'_ν определяется из розыгрыша доли энергии $(1 - y)$,

уносимой конечным нейтрино, плотность вероятности которой соответствует распределению $d\sigma^{NC}(E_\nu)/dy$, нормированному на полное сечение σ^{NC} для данной энергии E_ν нейтрино. Найденные таким способом энергии E'_ν образуют спектр нейтрино $F(E'_\nu)$ на выходе из толщи вещества h .

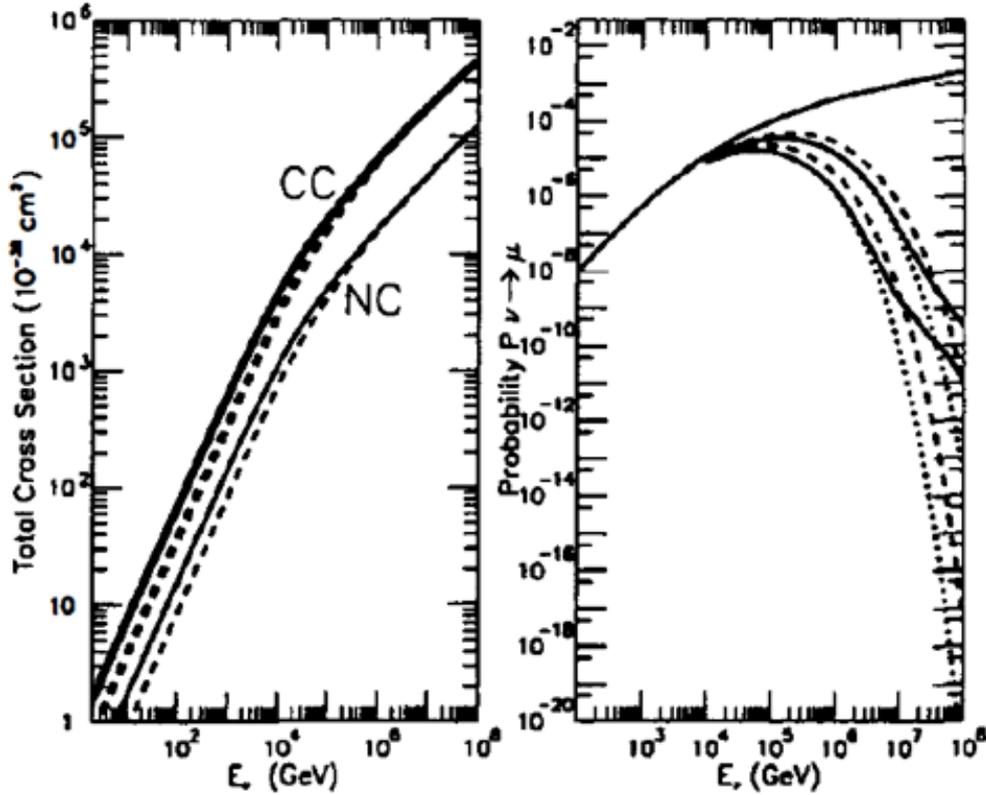


Рис. 1.2. Слева: Сечения взаимодействия мюонного нейтрино (сплошная линия) и антинейтрино (пунктир) в реакциях рассеяния на изоскалярной мишени в заряженных и нейтральных токах в зависимости от энергии. Справа: Вероятности $P^{sec.int}(E_\nu)$ обнаружения мюона от взаимодействия нейтрино с энергией выше 1 ГэВ как функции энергии нейтрино в расчете методом МК (сплошная линия) и вероятности $P^{CC}(E_\nu)$ с коэффициентом ослабления потока мюонного нейтрино K_{int} (крупный пунктир) и с коэффициентом K_{abs} (мелкий пунктир). Примеры для трех значений зенитных углов движения нейтрино: 90° (без поглощения), 150° и 180° .

Вероятность обнаружить мюон, рожденный нейтрино с энергией E_ν и достигший детектора с энергией выше порога регистрации E_{th} , вычисляется

как:

$$P^{CC}(E_\nu, E_{th}) = N_A \int_0^{1-E_{th}/E_\nu} dy R_\mu((1-y)E_\nu, E_{th}) \int_0^1 \frac{d^2\sigma_{CC}}{dxdy} dx, \quad (1.9)$$

где x, y - кинематические переменные Бьеркена, $d^2\sigma_{CC}/dxdy$ - двойное дифференциальное сечение взаимодействия нейтрино, а $R_\mu((1-y)E_\nu, E_{th})$ - пробег мюона с начальной энергией $E_\mu = (1-y)E_\nu$ до энергии E_{th} . Учет вторичных взаимодействий нейтрино, приводящих к рождению наблюдаемого мюона, может быть сделан путем вычисления следующего интеграла [107]:

$$P^{sec.int.}(E_\nu, E_{th}) = \int_{E_{th}}^{E_\nu} F(E'_\nu) P^{CC}(E'_\nu, E_{th}) dE'_\nu, \quad (1.10)$$

где $F(E'_\nu)$ - энергетическое распределение нейтрино с начальной энергией E_ν после прохождения толщи Земли в выбранном направлении. В качестве пробега мюона, входящего в определение величины вероятности $P^{CC}(E'_\nu)$ (ур.1.9), использовалось значение среднего пробега, полученное с учетом флуктуаций потерь энергии мюоном [108]. В результате моделирования методом Монте-Карло прохождения нейтрино (и антинейтрино) в Земле были получены вероятности $P^{sec.int.}(E_\nu)$ обнаружения мюонов, инициированных нейтрино (антинейтрино), с энергией выше пороговой $E_{th} = 1$ ГэВ. Получено, что в МК моделировании корректно учитывается эффект от вторичных взаимодействий нейтрино с нуклонами в Земле для высоких и сверхвысоких энергий, где относительно экспоненциального "затухания", имеет место возрастание вероятности их выживания в соответствии уносимой ими доли энергии и сечению взаимодействия, приведенных на Рис.1.2 слева. В качестве примера на Рис.1.2 (справа) вероятности $P^{sec.int.}(E_\nu)$ показаны в зависимости от энергии нейтрино для трех значений зенитных углов движения нейтрино и обозначены сплошными линиями. Для сравнения приведены функции вероятности с коэффициентами экспоненциального ослабления: с пробегом до взаимодействия $K_{int} = \exp(-h/L_{int})$ и пробегом до поглощения

$K_{abs} = \exp(-h/L_{abs})$. Рассеянные через нейтральные токи нейтрино с меньшей энергией имеют большую вероятность выживания при прохождении в веществе и, в соответствии с поведением функции $P^{CC}(E'_\nu)$, дают большее значение вероятности $P^{sec.int}(E_\nu)$, что иллюстрирует график на Рис.1.2.

В схеме МК моделирования прохождения мюонного нейтрино высоких энергий через Землю для каждой первичной энергии нейтрино в диапазоне 10^2 ГэВ - 10^8 ГэВ с шагом $10^{0,2}$ ГэВ (5 точек на порядок) разыгрывалось статистически обеспеченное число событий. Так, для диапазона энергий 10^2 ГэВ $< E_\nu < 10^5$ ГэВ разыгрывалось $6 \cdot 10^4$ событий; для энергий $10^{5,2}$ ГэВ $< E_\nu < 10^7$ ГэВ было сделано $4,5 \cdot 10^5$ розыгрышей и $1,5 \cdot 10^6$ розыгрышей для диапазона энергий $10^{7,2}$ ГэВ $< E_\nu < 10^8$ ГэВ.

В схеме моделирования черенковского излучения ливней от распада адронов и электрон-позитронной аннигиляции, инициированных во взаимодействиях нейтрино в байкальской воде, как представлено далее в Главе 2, число розыгрышей составляло 10000 событий в каждом бине фазового пространства (400 бинов) и равномерно по логарифму энергии в диапазоне 1 ТэВ $< E_\nu < 20$ ПэВ. На рисунках Рис.1.3 представлены нормированные распределения событий по начальной энергии электронных нейтрино (слева) и тау-нейтрино (справа) из верхней полусферы и по энергии ливней, инициированных этими нейтрино в заданном детектирующем объеме телескопа Baikal-GVD. В случае потока нейтрино из верхней полусферы его экранирование толщиной Земли отсутствует. Для электронных нейтрино практически вся энергия нейтрино переходит в каскад. Для τ -нейтрино характерно появление вторичного нейтрино как в реакциях нейтрального, так и заряженного тока, благодаря распадам инициированных τ -лептонов, в том числе вклада его лептонного канала распада с вероятностью $\sim 18\%$. В моделировании процесса регенерации τ -нейтрино сечения распада τ -лептона брались из [50]. На Рис. 1.4 представлены нормированные распределения событий по начальной энергии электронных нейтрино (слева) и τ -нейтрино

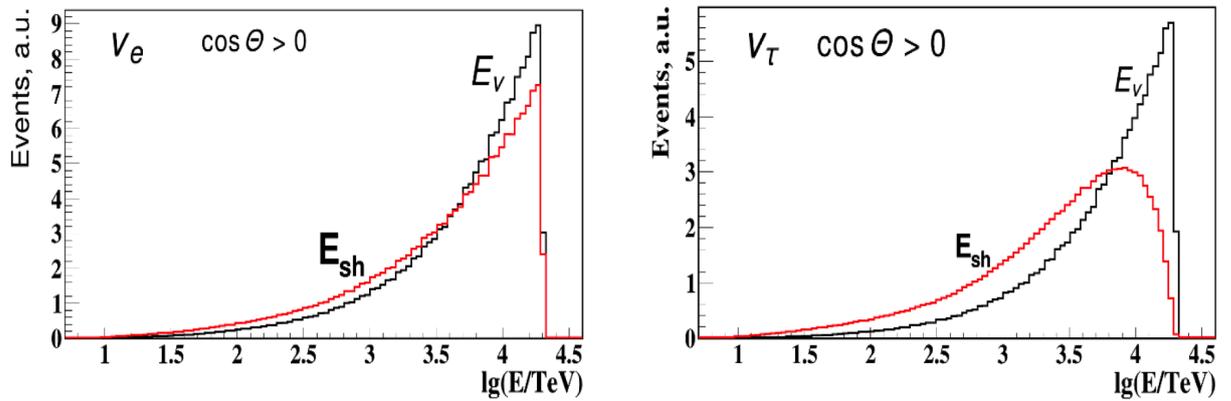


Рис. 1.3. Распределение начальной энергии нейтрино (E_ν) с нисходящими направлениями и энергии инициированного им ливня. Слева: электронные нейтрино. Справа: τ -нейтрино.

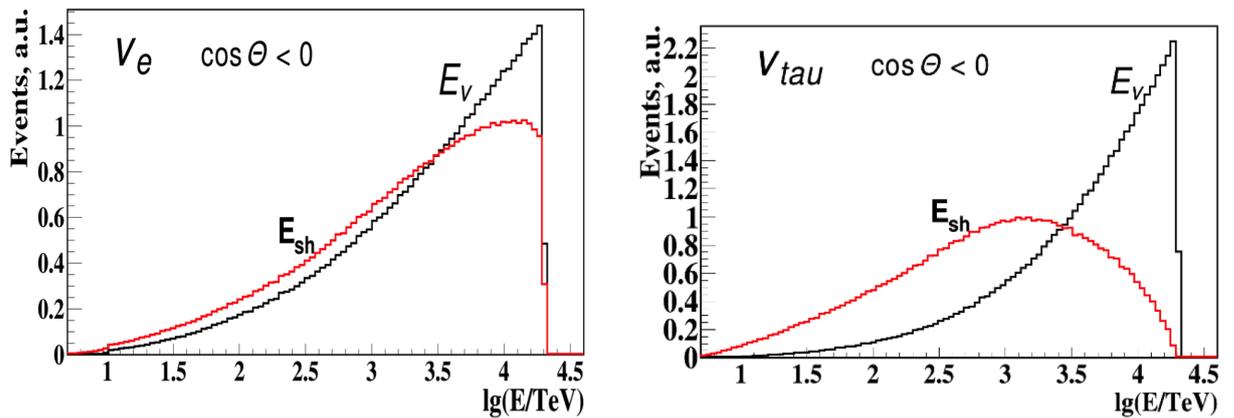


Рис. 1.4. Распределение начальной энергии восходящего нейтрино (E_ν) из нижней полусферы Земли и энергии инициированного им ливня. Слева: электронные нейтрино. Справа: τ -нейтрино.

(справа) из нижней полусферы и по энергии ливней, инициированных этими нейтрино в детектирующем объеме телескопа. В случае электронных нейтрино в результате реакций с заряженными токами происходит ослабление его потока, при этом энергетическое распределение каскадов довольно близко к распределению первичных нейтрино. В случае τ -нейтрино, во взаимодействиях заряженными токами распад τ -лептона сопровождается образованием вторичного нейтрино с передачей ему части энергии. В результате, число нейтрино этого аромата в потоке сохраняется, но при этом происходит изменение его энергетического спектра и, соответственно, энергии каскадов, генерируемых в детекторе.

Величина длины пробега нейтрино до взаимодействия в среде входит в определение эффективной площади $S(E_{th}, E_\nu, d\Omega)$ телескопа, которая вычисляется по его объему V_{MC} в моделировании эффективности детектирования $\epsilon_\nu(E_{th}, E_\nu, d\Omega)$ инициированных мюонов и ливней, как выражение:

$$S(E_{th}, E_\nu, d\Omega) = V_{MC} \times N_A \times \rho \times \sigma^{tot}(E_\nu) \times \epsilon_\nu(E_{th}, E_\nu, d\Omega), \quad (1.11)$$

где величина эффективности $\epsilon_\nu < 1$. Насколько ϵ_ν меньше единицы - это зависит от критериев отбора событий в подгонке наилучшего соответствия значений реконструированных параметров относительно их истинных значений в симуляции, что обсуждается в Главе 2. Вычисленные эффективные площади показаны на Рис.1.5 для объема одного кластера телескопа Baikal-GVD в регистрации ливней, инициированных взаимодействием нейтрино в воде в зависимости от энергии нейтрино и для трех его ароматов. В случае электронных и мюонных нейтрино при энергиях выше 100 ТэВ наблюдается существенное уменьшение эффективной площади, вызванное эффектом поглощения нейтрино в Земле. В случае тау-нейтрино этот эффект менее выражен, так как для тау-нейтрино во взаимодействиях с нуклонами через заряженные токи происходит лишь эффективная потеря энергии. Интеграл по энергии от произведения эффективных площадей с потоками нейтрино

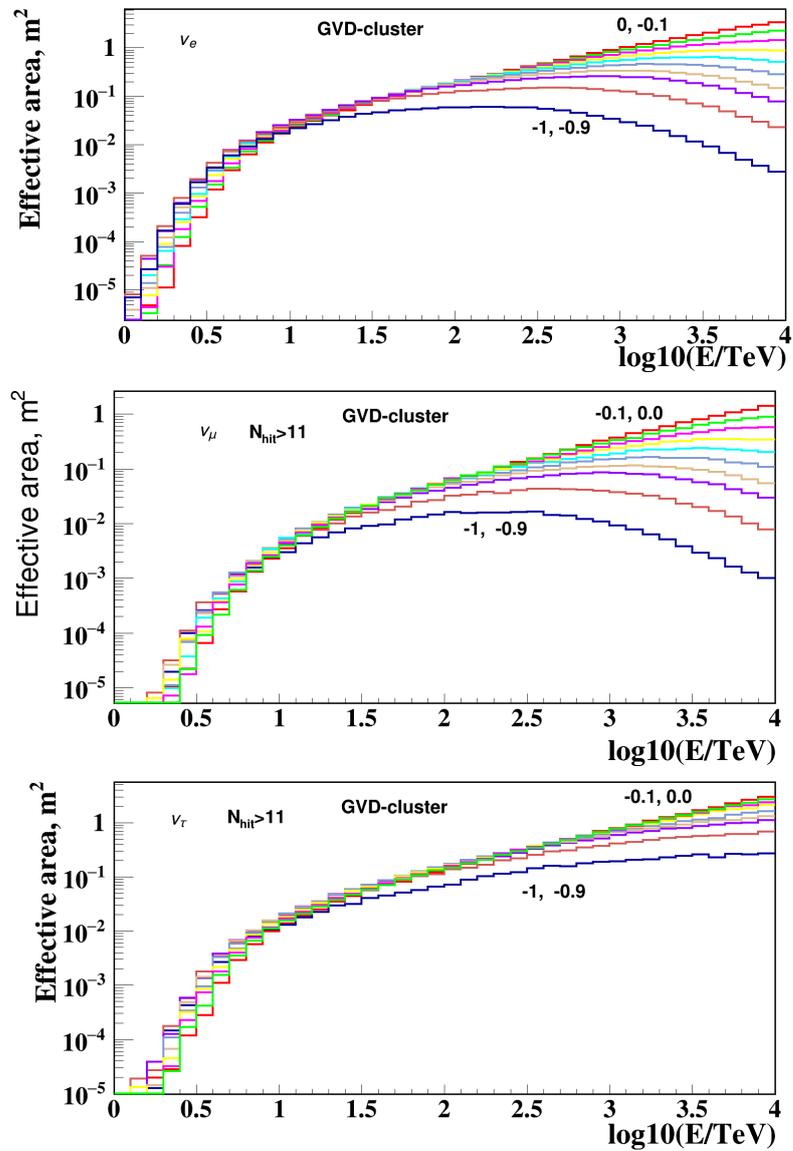


Рис. 1.5. Эффективные площади регистрации нейтрино (их аромат обозначен на графиках) для разных значений зенитного угла с разбиением по бинам косинуса размером 0,1 и в соответствии с эффективностью реконструкции (ϵ_ν) и критериями отбора каскадных событий на одном кластере телескопа Baikal-GVD, как подробно представлено в Главе 2.

атмосферного и астрофизического происхождения дает число фоновых и сигнальных событий, ожидаемых на телескопе и анализируется с регистрируемыми реальными данными на Baikal-GVD.

Распространение нейтрино высоких энергий в веществе Солнца от его центра до телескопа. Эффективная толщина солнечного вещества составляет примерно 10^{12} г/см², где поглощение нейтрино становится заметным для энергий ГэВ - ТэВ. Непрозрачность Солнца для частиц высоких энергий в измеряемых потоках космических лучей или атмосферных мюонов известна эффектом "тени Солнца", в следствие которого по размеру области затенения более 3-х сигма получается прямая оценка углового разрешения детектора, как например в эксперименте KM3NeT/ORCA [109]. Внутри Солнца, согласно Стандартной модели, нет механизма генерации нейтрино с энергиями ГэВ - ТэВ. В то же время Солнце рассматривается потенциальным источником нейтринного сигнала таких энергий от аннигиляции или распада ВИМП, гипотетических реликтовых частиц вне Стандартной модели. В результате гравитационного захвата Солнцем ВИМП с траектории их движения и дальнейшего удержания в центре ядра происходит их накопление за время существования Солнца.

В расчете ожидаемого потока нейтрино от процессов в скоплении ВИМП прохождение осциллирующих нейтрино высоких энергий в веществе Солнца от его центра до телескопа включает три зоны разного профиля плотности вещества: в Солнце от центра до поверхности, в вакууме на расстоянии до Земли и в Земле при прохождении из нижней полусферы. В начальном приближении задача прохождения нейтрино из центра Солнца к его поверхности была решена численно для кинетического уравнения распространения потока нейтрино в веществе с заданными граничными условиями, в соответствии с общим подходом в решении задач о прохождении частиц через вещество, разработанным в трудах Г.Т.Зацепина [110] и известного как метод последовательных поколений. Этот метод эффекти-

вен с точки зрения процессорного времени счета со сравнениу с методом Монте-Карло. Как было показано в нашей работе ранее [107], нейтрино, генерированные в центре Солнца с энергией в области ГэВ - ТэВ, при распространении к его поверхности успевают провзаимодействовать с нуклонами, в основном, не более трех раз. Задача решается численно, где энергопотери нейтрино через нейтральные токи не являются непрерывными.

Мишень взаимодействия нейтрино в Солнце не является изоскалярной и, соответственно, полное и дифференциальное сечения определяются как

$$\sigma_{tot} = [x_p * \sigma_p^{(CC+NC)} + x_n * \sigma_n^{(CC+NC)}] \quad (1.12)$$

и

$$\frac{d\sigma^{NC}}{dy} = [x_p \cdot \frac{d\sigma_p^{(NC)}}{dy} + x_n \cdot \frac{d\sigma_n^{(NC)}}{dy}], \quad (1.13)$$

где $x_p(x_n)$ и $\sigma_p(\sigma_n)$ есть протонная (нейтронная) часть мишени и инклюзивное сечение глубоконеупругого рассеяния нейтрино на протоне (нейтроне), $\nu p(\nu n)$. В расчетах доля протонов в солнечном веществе полагалась равной 75% и доля нейтронов 25%. Соответственно, длина взаимодействия вычисляется как

$$L_{int}(E_\nu) = \frac{1}{n_n (\sigma_n^{CC}(E_\nu) + \sigma_n^{NC}(E_\nu)) + n_p (\sigma_p^{CC}(E_\nu) + \sigma_p^{NC}(E_\nu))}, \quad (1.14)$$

Изменение числа нейтрино с энергией E_ν на глубине h (г/см²) во взаимодействиях с нуклонами определяется уравнением:

$$\frac{dF(E_\nu, h)}{dh} = \frac{-1}{L_{tot}(E_\nu)} F(E_\nu, h) + N_A \int_{E_\nu}^{\infty} F(E'_\nu, h) \frac{d\sigma^{NC}}{dy} \frac{dE'_\nu}{E'_\nu} \quad (1.15)$$

Здесь первое слагаемое соответствует поглощению нейтрино на длине взаимодействия L_{int} . Второе слагаемое ("интеграл столкновений") отвечает рождению вторичного нейтрино с энергией E_ν в процессах рассеяния нейтрино с начальной энергией E'_ν на нуклоне в реакциях с нейтральными токами, причем $y = 1 - E_\nu/E'_\nu$. В кинетическом уравнении (1.15) подынтегральная функция содержит дифференциальное энергетическое распределение вторичных нейтрино, $d\sigma^{NC}(E_\nu)/dy$. Эти распределения вычисляются

в соответствии выражению (1.13) в рассеянии нейтрино и антинейтрино на смешанной мишени протонов и нейтронов в солнечном веществе. Интегро-дифференциальное уравнение (1.15) решается относительно потока нейтрино с энергией E_ν , прошедшего толщу вещества h , методом итераций. Если начальный поток нейтрино в точке рождения (на глубине $h = 0$) равен $F(E_\nu, 0)$, то число нейтрино, выживших при прохождении толщи h с той же энергией E_ν , определяется как решение уравнения (1.15) с нулевым интегралом столкновений:

$$F_0(E_\nu, h) = F(E_\nu, 0) \exp[-h/L_{tot}(E_\nu)]. \quad (1.16)$$

Выражение (1.16) - это так называемое нулевое поколение частиц. Число частиц следующего (первого) поколения определяется подстановкой найденного потока нулевого поколения (1.16) в интеграл столкновений уравнения (1.15). Для i -того поколения уравнение в общем виде выражается подстановкой потоков $(i - 1)$ -ого поколения:

$$\frac{dF_i(E_\nu, h)}{dh} = \frac{-F_i(E_\nu, h)}{L_{tot}} + N_A \int_0^1 F_{i-1}\left(\frac{E_\nu}{1-y}, h\right) \times \frac{d\sigma^{NC}}{dy} \frac{dy}{1-y} \quad (1.17)$$

и решение уравнения для i -того поколения имеет вид:

$$F_i(E_\nu, h) = \exp(-h/L_{tot}(E_\nu)) \times \int_0^h f_i(E_\nu, h') \exp(h'/L_{tot}(E_\nu)) dh', \quad (1.18)$$

где

$$f_i(E_\nu, h') = N_A \int_0^1 \frac{d\sigma^{NC}(E_\nu/(1-y))}{dy} F_{i-1}\left(\frac{E_\nu}{1-y}, h'\right) \frac{dy}{1-y}. \quad (1.19)$$

Для начального потока нейтрино $F(E_\nu, 0)$, заданного как монохроматическая линия в энергетическом спектре, E_ν^0 :

$$F(E_\nu, 0) = \delta(E_\nu - E_\nu^0), \quad (1.20)$$

интеграл в уравнении для первого поколения вычисляется аналитически, и вероятность нахождения нейтрино с энергией E_ν , испытавших на глубине h

только одно взаимодействие, равна

$$\frac{dP_1(E_\nu, h)}{dE_\nu} = \frac{N_A L_{tot}(E_\nu^0) \cdot L_{tot}(E_\nu)}{E_\nu^0 L_{tot}(E_\nu^0) - L_{tot}(E_\nu)} \left[\exp\left(\frac{-h}{L_{tot}(E_\nu^0)}\right) - \exp\left(\frac{-h}{L_{tot}(E_\nu)}\right) \right] \frac{d\sigma^{NC}(E_\nu^0)}{dy}. \quad (1.21)$$

Искомое решение уравнения (1.15) для потока нейтрино с энергией E_ν при прохождении толщи вещества h есть $P(E_\nu, h)$ - сумма вероятностей $P_i(E_\nu, h)$ по всем поколениям. Число поколений нейтрино, которые учитываются в расчете полного потока, определяется требуемой точностью ε в итерациях. Если вклад в поток от рассматриваемого i -того поколения относительно полной суммы от всех поколений, включая i -тое, становится меньше ε , то вычисления завершаются. В численном интегрировании (1.17) распределения $F_i(E_\nu, h)$ и $f_i(E_\nu, h)$ задаются матрицами в выбранной сетке переменных E_ν и h . В наших расчетах шаг по энергии брался логарифмическим: по десять точек на каждый порядок от пороговой энергии 1 ГэВ до значения E_{max}^0 в спектре. По глубине делается 10 шагов так, что величина шага больше 10% пробега до взаимодействия. Значение $\varepsilon = 10^{-3}$. Для любого начального спектра нейтрино, проходящего через толщу вещества h , спектр на выходе получается интегрированием его по глубине с найденной вероятностью $P(E_\nu, h)$.

В решении прохождения нейтрино в солнечном веществе двумя методами применительно к потоку с монохроматичными по энергии нейтрино, последовательных поколений и моделировании методом Монте Карло процессов рассеяния нейтрино, мы получили хорошее согласие результатов [107], [37]. Процессы осцилляции нейтрино и регенерации τ -нейтрино от распадов τ -лептонов были включены на следующем шаге анализа и решались в методе Монте Карло. В симуляции прохождения нейтрино от центра Солнца до его поверхности шаг δr по радиусу выбирался как наименьший между R/F и длиной взаимодействия L_{int}/F , где $F = 300$ для $E_\nu \geq 100$ ГэВ и $F = 3000$ для $E_\nu < 100$ ГэВ. Чем меньше энергия, тем

меньшие шаги требуется выбирать, чтобы учитывать меньшую длину осцилляций. Заданная точность в отклонении от расчетного потока с использованием размера шагов бралась 1%. На каждом шаге вычисляется вероятность взаимодействия нейтрино δr : $P = 1 - \exp(-\delta r/L_{int})$ и, если оно имеет место, определяется его тип (заряженные токи, СС, или нейтральные токи, НС, протон или нейтрон) с вероятностями в соответствии его сечениям нейтрино-нуклон и с плотностями протонов/нейтронов. При расчете сечений реакций заряженных токов мы учитываем ненулевое значение массы τ -лептона, в то время как электронное и мюонное считаются безмассовыми. В процессе рассеяния через нейтральные токи аромат нейтрино и структура волновой функции нейтрино остаются неизменными, а энергия нейтрино моделируется в соответствии его дифференциальному сечению. Для взаимодействий через заряженные токи также необходимо моделировать аромат нейтрино, и в случае нейтрино ν_e и ν_μ они исключаются из потока. Для ν_τ разыгрывается энергия результирующего τ -лептона и процесс τ -регенерации нейтрино. Роль механизма появления вторичных нейтрино меньших энергий с заряженными частицами от распада τ -лептона является существенной в применении к потоку нейтрино с жесткими спектрами по энергии в разных каналах аннигиляции ВИМП в Солнце (Глава 4). В расчетах механизма регенерации нами используется процедура, описанная в приложении работы [111]. В расчете осцилляций нейтрино в схеме 3×3 реализован формализм из работ Refs. [112, 113], где к волновой функции нейтрино применяется оператор эволюции, аналитически рассчитанный для случая постоянной плотности среды. Для случая переменной плотности можно разделить траекторию нейтрино на достаточно малые интервалы. Рассматривая плотность среды внутри каждого интервала как постоянную величину, общий эволюционный оператор аппроксимирован как произведение эволюционных операторов, соответствующих последовательности интервалов. Результаты полного расчета прохождения нейтрино от

центра Солнца до детектора сравнивались с работами, ориентированными на расчет потоков нейтрино от аннигиляции или распада темной материи как [114] и авторов программных пакетов как WimpSim [115] и более поздний вариант PPRC4 [116]. Для низкоэнергетической части спектра мюонного нейтрино (антинейтрино) наибольший эффект заметен от процесса осцилляций, а поглощение нейтрино существенно понижает высокоэнергетическую часть спектра. Реакция рассеяния нейтрино на нуклоне повышает долю низких энергий. Реакция регенерации нейтрино в канале аннигиляции $\tau^+\tau^-$ изменяет исходное равновесие трех ароматов нейтрино. Описанная методика вычисления прохождения нейтрино в веществе Солнца от его центра до телескопа была реализована в [39], [117] и использовалась в последующих расчетах для ограничений по темной материи по данным Байкальского телескопа (в Главе 4). На рис. 1.6 слева и справа приведены примеры модификации нейтринных и антинейтринных спектров для массы ВИМП 100 ГэВ в канале аннигиляции $\tau^+\tau^-$, полученные с использованием спектров из DarkSusy [118] и WimpSim [115]. При этом для параметров матрицы смешивания нейтрино использовались значения в предположении нормальной иерархии масс, как в [119]: $\Delta m_{21}^2 = 7,6 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{31}^2 = 2,48 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\delta_{CP} = 0$, $\sin^2 \theta_{12} = 0,323$, $\sin^2 \theta_{23} = 0,567$, $\sin^2 \theta_{13} = 0,0234$, что в пределах $2\text{-}\sigma$ области экспериментально разрешенных значений, в соответствии глобальным данным по измерению нейтринных осцилляций. Учет всех процессов в веществе, в которых нейтрино себя проявляет, показал количественное различие потоков нейтрино с различными спектрами от аннигиляции ВИМП из-за влияния процессов осцилляций. На рис. 1.7 видно, при аннигиляции ВИМП в канале $b\bar{b}$, который может преобладать при меньших массах ВИМП, осцилляции нейтрино приводят к уменьшению потока нейтрино и, соответственно, инициированных ими мюонов. В то же время поток нейтрино с жестким спектром от аннигиляции ВИМП в W^+W^- увеличивается. И, наконец, в канале $\tau^+\tau^-$ усиление эффекта осцилляций в потоках

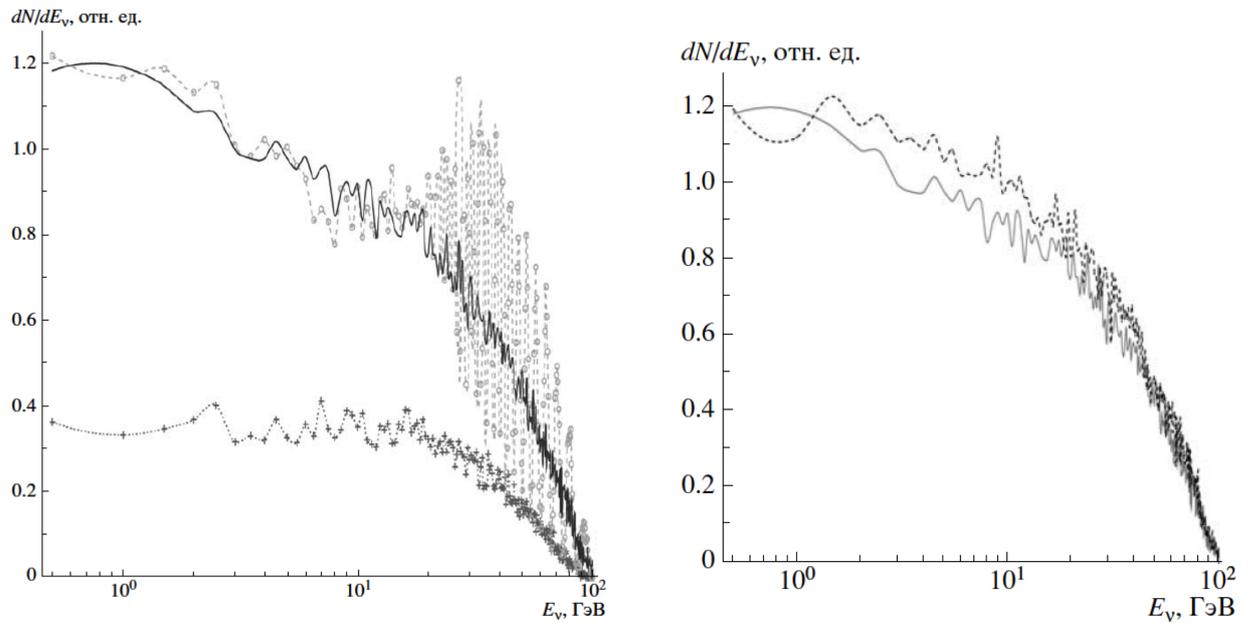


Рис. 1.6. Спектры мюонных нейтрино от аннигиляции одной пары ВИМП с массой 100 ГэВ в канале $\tau^+\tau^-$. Слева: их распределение в центре Солнца в момент аннигиляции (точечная кривая с крестиками); на поверхности Солнца после прохождения осциллирующего нейтрино в веществе (штриховая с кружками); на уровне детектора (сплошная). Справа: спектры мюонных нейтрино (сплошная кривая) и антинейтрино (штриховая кривая) на уровне детектора.

нейтрино значительно больше, чем в случае канала W^+W^- во всем диапазоне масс ВИМП. Такое различие связано с нарушением "равновесного" в среднем количества нейтрино высоких энергий от одной пары аннигиляции ВИМП: в $\tau^+\tau^-$ оно в два или три раза больше, чем для W^+W^- или $b\bar{b}$ каналов (показано, например, в [37]). В результате, как приведено в Главе 4, более строгие ограничения на ожидаемый поток нейтрино от аннигиляции ВИМП в Солнце в каналах с жестким спектром, как в лептонных парах.

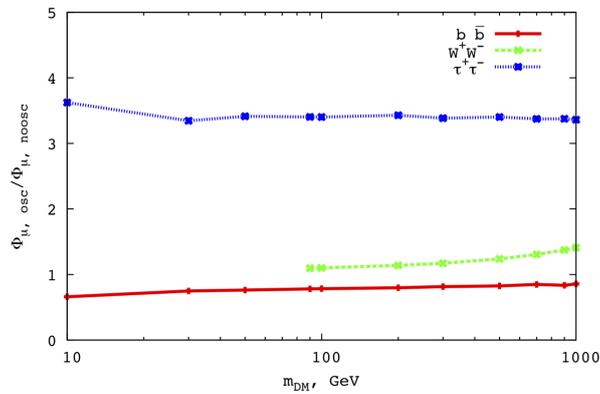


Рис. 1.7. Отношение ожидаемых потоков мюонов на уровне детектора от нейтрино и антинейтрино от аннигиляции ВИМП в центре Солнца с вероятностью 100% каждого из каналов аннигиляции $b\bar{b}$, W^+W^- и $\tau^+\tau^-$ с включением процессов осцилляций в среде трех ароматов нейтрино и без осцилляций.

1.4. Выводы

Природные потоки нейтрино высоких энергий генерируются в цепочке взаимодействия первичных космических лучей с веществом или фотонным газом с последующим распадом возникающих заряженных пионов и

рожденных ими мюонов, а также в распаде генерированных более тяжелых мезонов. Нейтрино внеатмосферного происхождения имеют более жесткий спектр, чем атмосферные нейтрино, благодаря механизмам ускорения (как механизм Ферми) первичных частиц в потенциальных астрофизических источниках. Вклад астрофизических нейтрино в диффузном потоке становится заметен при энергиях выше десятков ТэВ, что впервые измерили на телескопе IceCube. Сегодняшняя статистика в несколько десятков таких событий все еще недостаточна для однозначной идентификации астрофизических источников. В Байкальском нейтринном эксперименте поиск сигнала от потенциальных астрофизических источников, в том числе от аннигиляции темной материи, ведется, начиная с измерений NT200 и с первых данных за время построения Baikal-GVD масштаба кубического километра. В решении этих задач моделирование отклика телескопа на сигнальные и фоновые события является одной из базовых составляющих анализа данных. Моделирование прохождения нейтрино в веществе было выполнено для двух энергетических областей: выше ТэВ для большого телескопа Baikal-GVD и для энергий 10 ГэВ–10 ТэВ для NT200. Представлен расчет сечений взаимодействия нейтрино (антинейтрино) на изоскалярной мишени и для солнечного вещества; схема алгоритма прохождения в веществе взаимодействующих и осциллирующих нейтрино в Солнце и в Земле в методах последовательных поколений и Монте Карло; расчет эффективной площади регистрации телескопом трех ароматов нейтрино. Первые физические результаты анализа данных Baikal-GVD, на стадиях его продолжающегося строительства, представлены в следующих разделах.

Глава 2. Анализ экспериментальных данных ВАЙКАЛ-GVD и измерение диффузного потока нейтрино высоких энергий по выделенным каскадам за период наблюдения 2018–2022 годов

Нейтринный телескоп Baikal-GVD, Baikal Gigaton Volume Detector, является глубоководным черенковским детектором элементарных частиц, масштаба кубического километра, развертывание которого ведется на оз. Байкал с 2016 года. В настоящее время (2022-2023 гг) инструментальный объем Baikal-GVD превышает $0,6 \text{ км}^3$ и сопоставим с объемом нейтринного телескопа IceCube на Южном полюсе. В Северном полушарии Baikal-GVD это самый крупный действующий нейтринный телескоп, находящийся на стадии строительства в реализации увеличения объема до одного кубического километра в 2027-2028 гг.. На разных стадиях развертывания находятся еще ряд проектов крупномасштабных нейтринных телескопов второго поколения в естественных средах (обзор в [3], [121]): KM3NeT в Средиземном море, IceCube Gen-2 на Южном Полюсе, P-ONE в Тихом океане вблизи Канады и три проекта в Южно-Китайском море.

Конфигурация, архитектура измерительных и коммуникационных систем, а также потенциальные возможности при решении конкретных задач каждого из этих детекторов обусловлены их местоположением, свойствами среды, степенью сложности инженерно-технических решений при создании и эксплуатации установки, затрат на создание и поддержку инфраструктуры, а также возможностью модификации конфигурации и увеличения светосилы телескопа. Местом расположения Байкальской нейтринной обсерватории является южная часть озера Байкал, на 106 километре Кругобайкальского участка ВСЖД, на расстоянии порядка 4 км от берега. Географические координаты центра установки соответствуют $51^{\circ}50'$ с.ш.,

104°20' в.д. Глубина озера в этом районе сформирована осадочным илом и составляет примерно 1366 м. Климатической особенностью оз. Байкал является наличие в течение 6-8 недель, с февраля по апрель, ледового покрова толщиной 60-100 см, в зависимости от условий формирования льда. Такая толщина льда позволяет вести монтажные и ремонтные работы с поверхности льда используя тяжелый транспорт и подъемные механизмы, а также проводить работы по прокладке донных линий питания и связи телескопа с береговым центром. Методика развертывания телескопа со льда озера Байкал наименее затратна, и в значительной степени определяет его конфигурацию и систему регистрации черенковского излучения фотодетекторами в пространственной структуре. Высокий уровень прозрачности воды озера Байкал, значительная глубина и возможность использования ледяного покрова для развертывания глубоководной аппаратуры предоставляют уникальные возможности для создания крупномасштабного нейтринного телескопа в озере Байкал.

2.1. Метод глубоководного детектирования нейтрино высоких энергий

Излучение Вавилова-Черенкова в развитии ливней высоких энергий. Принцип детектирования нейтрино в прозрачной и преломляющей свет среде, как вода или лёд, заключается в регистрации оптического излучения Вавилова-Черенкова, где источником черенковских фотонов являются заряженные частицы, инициированные ядерными реакциями рассеяния нейтрино, движущиеся со скоростью, превышающей скорость света в среде. Эффективность этого метода в характерных особенностях развития процесса черенковского излучения заряженных частиц, которая зависит от гидрооптических свойств среды постановки эксперимента [2].

Спектральное распределение черенковских фотонов, излучаемых с единицы длины траектории частицы с единичным зарядом выражается как [122]:

$$\frac{dn_c}{d\lambda} = 2\pi\alpha \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \cdot \frac{1}{\lambda^2}, \quad (2.1)$$

где λ – длина волны фотона в сантиметрах, $\alpha \approx 1/137$ постоянная тонкой структуры, $n(\lambda)$ – фазовый показатель преломления света в среде (значение для воды примерно 1,33), $\beta = v/c$ – скорость частицы относительно скорости света в вакууме. Отличительным свойством процесса черенковского излучения, которое во многом определяет эффективность глубоководного метода регистрации частиц, является испускание черенковских фотонов в каждый момент времени из точки на траектории, в которой находится частица, строго под фиксированным углом θ_c относительно направления движения частицы. Значение черенковского угла θ_c , определяемого из выражения $\cos(\theta_c) = 1/(\beta n)$, составляет примерно 42° для воды и льда. Абсолютное значение скорости черенковских фотонов $v_c(\lambda)$ определяется групповой скоростью распространения света соответствующей длины волны в среде:

$$v_c(\lambda) = \frac{c}{n_g(\lambda)}, \quad n_g(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \frac{dn}{d\lambda}. \quad (2.2)$$

Рабочим диапазоном длин волн фотонов, детектируемых в глубоководных экспериментах, является интервал от 350 нм до 600 нм. Нижняя граница этого интервала обусловлена поглощением света стеклом фотодетекторов, а верхняя – увеличением показателя поглощения света в воде и во льду, а также уменьшением интенсивности черенковского излучения и понижением квантовой чувствительности электронных фотоумножителей с ростом длины волны фотонов в красной области спектра. Групповая скорость распространения света в воде и во льду растет, с ростом длины волны фотонов, что приводит к размытию светового сигнала черенковского излучения во времени [123].

Мюоны и ливни высоких энергий с энергией от сотен ГэВ и выше представляют собой два разных типа источников черенковского излучения высокой интенсивности, регистрируемых на нейтринных телескопах. Черенковское излучение мюона, обусловленное, собственно, его электрическим зарядом, инициирует непрерывный фотонный поток с постоянной линейной плотностью и угловым распределением из выражения (ур. 2.1). Вторую, сопутствующую, составляющую потока черенковских фотонов инициируют испущенные вдоль траектории движения мюона заряженные частицы: δ -электроны, рождающиеся в ионизации атомов среды мюоном, и ливни, образующихся в результате рождения e^+e^- пар, либо тормозного и фотоядерного взаимодействий мюона со средой. Угловое и временное распределения фотонов обеих составляющих потока формируют конус черенковского излучения мюона с раствором угла 42° .

Стратегия поиска нейтрино высоких энергий на Baikal-GVD по ливневым событиям. В экспериментальном поиске событий от нейтрино высоких энергий по регистрации ливней на телескопе Baikal-GVD использовался многолетний опыт исследований в байкальской коллаборации природных потоков мюонов и нейтрино на телескопе НТ200 по каскадной моде (ливней) восстановления событий [36], [124], [125]. Черенковское излучение электромагнитных и адронных ливней формируется фотонами, испущенными заряженными частицами ливня (в основном, электронами и позитронами) и определяется их пространственным, угловым и временным распределением. В каскадных событиях реконструируются координаты точки (вершины) взаимодействий ν_e и ν_τ с нуклоном, а также в ν_μ рассеянии на нуклоне через нейтральные токи. В реконструкции энергии используется пропорциональность интенсивности света энергии каскада и пропорциональность размера ливня логарифму его энергии. В моделировании черенковского излучения ливней высоких энергий для анализа данных Baikal-GVD используется алгоритм, предложенный в Ж.-А.Джилкибаевым [36],

в котором ливень рассматривается как суперпозиция точечных источников черенковского излучения, расположенных в центре малых отрезков Δx вдоль продольной длины развития ливня.

Развитие электромагнитного ливня зависит от сечения тормозного излучения электронов и сечения образования e^+e^- пар фотонами. Поперечный размер электромагнитного ливня характеризуется Мольеровским радиусом (для воды порядка 9 см) и не существенно влияет на отклик фотодетекторов нейтринных телескопов. Угловое распределение электронной компоненты ливня слабо меняется вдоль оси ливня в окрестности максимума каскадной кривой, из которой излучается подавляющая доля черенковских фотонов, и для ливней с энергией выше 100 ГэВ может быть описано с удовлетворительной точностью единой функцией $\Psi_e(\theta)$, не зависящей от пространственных координат, а распределение электронной компоненты ливня представить в следующем виде [2]:

$$N_e(x, \rho, \theta, t) = N_e(x) \cdot \Psi_e(\theta) \cdot \delta(t - x/c), \quad (2.3)$$

где c скорость света в вакууме.

Число черенковских фотонов $N_e(x, \theta, t) dx d\Omega dt$, испущенных с малого отрезка Δx в окрестности точки x в элементе телесного угла Ω , пропорционально суммарной длине траекторий заряженных частиц dl_e на интервале dx . Так как подавляющая доля частиц ливня движется вдоль его оси, то длина $dl_e \approx N_e(x) dx$. Как было показано в работе С.З. Беленького [126], относительное угловое распределение черенковских фотонов, просуммированное по траекториям всех заряженных частиц ливня, практически не зависит от энергии ливня для $E_{sh} > 100$ ГэВ. На рис. 2.1 представлен характерный вид распределения. ([127]).

Интенсивность черенковских фотонов, испускаемых с отрезка оси ливня Δx в окрестности точки x вычисляется с использованием аналитических аппроксимаций продольного развития ливня, представленных в Приложе-

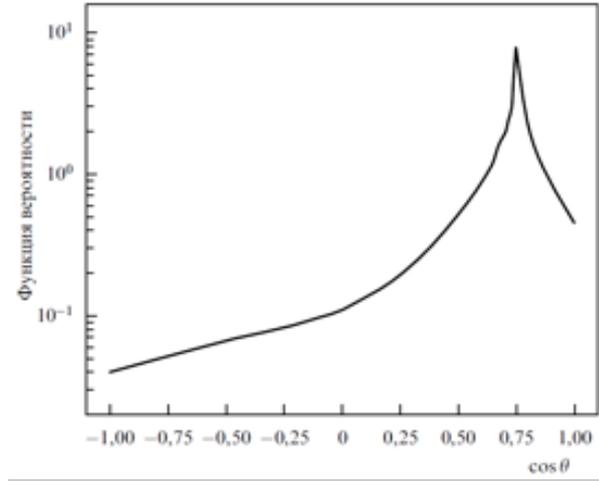


Рис. 2.1. Суммарное по всем траекториям e^+e^- пар угловое распределение черенковского излучения от электромагнитных ливней ($E_{sh} > 100$ ГэВ).

нии Б, как интегральная функция в следующем виде:

$$N_c(x, \Delta x, \theta, t) = N_c^{tot} \cdot \Psi_c(\theta) \cdot (t - x/c) \int_{x-\Delta x/2}^{x+\Delta x/2} \tilde{N}_e(x') dx', \quad (2.4)$$

где \tilde{N}_e - нормированное на единицу распределение электронной компоненты вдоль оси ливня, N_c^{tot} - полное число черенковских фотонов от электромагнитного или адронного ливня, пропорциональное энергии как 10^5 фотонов на ГэВ [128], [129]. На основе этого подхода был вычислен пяти-мерный массив интенсивностей светового поля в байкальской воде (оптические характеристики приведены ниже). Элементами массива являются средние значения заряда сигнала оптического модуля в фото-электронах относительно его координат с разбиением на интервалы с постоянным шагом по радиусу (ρ), вертикальной координате (z), по углам (зенит и азимут) и по времени прихода фотона относительно первого нерассеянного фотона. Полученный массив интенсивностей является основным инструментом для вычисления вероятности срабатывания ОМ в реконструкции параметров ливневых событий, регистрируемых на телескопе Baikal-GVD.

В реконструкции каскадов с определением их направления и энергии, по описанным аппроксимациям развития ливней, точность их величин зави-

сит от учета оптических свойств воды (спектральные зависимости рассеяния и поглощения) и характеристик фотоприемника (квантовая эффективность и угловая зависимость). В естественных водоемах оптические свойства воды проявляют сезонный характер и присутствие течений. В моделировании отклика фотоприемника на черенковское излучение оптические характеристики воды берутся как средние значения на основе многолетнего мониторинга глубинных вод оз. Байкал, а также сезонные, с учетом изменений среднего уровня фонового свечения [132], [133]. Присутствие течений в глубинных водах озера приводит к изменению статических данных о координатах ОМ в структуре телескопа. Система акустических модулей с транспондерами [134], [131] обеспечивает динамическое позиционирование координат в достижении точности временной калибровки данных 2-5 нс [141], [135]. В эксперименте используется калибровка энергетической шкалы по отклику ОМ на искусственный источник света, как глубоководный лазер и светодиодные матрицы в структуре телескопа [?], [137], и сравнение с моделированным откликом оптических модулей на ливень [138].

Оптические характеристики глубинных вод оз. Байкал Распространение и эффективность детектирования сигнала в процессе черенковского излучения заряженных частиц во многом определяется гидрооптическими свойствами среды постановки эксперимента. Основными оптическими параметрами среды, определяющими распространение черенковского излучения мюонов и ливней в естественных средах, являются показатель поглощения, показатель рассеяния и индикатриса рассеяния как функция $\cos(\theta)$ (где θ угол рассеяния фотона) для длины волны. На глубине расположения Baikal-GVD оптические свойства воды непрерывно контролируются двумя индивидуальными приборами Baikal-5D для получения спектральных характеристик поперечных сечений поглощения и рассеяния, а также формы функции рассеяния [139]. Глубинные воды озера Байкал в основном прозрачны для фотонов в диапазоне длин волн 480÷500 нм, как это вид-

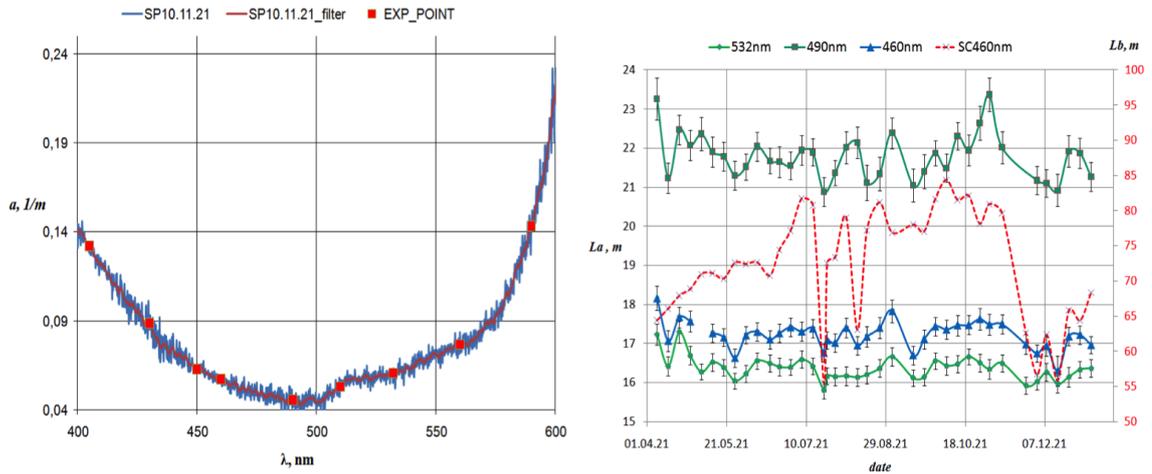


Рис. 2.2. Слева: Измерения спектрального поведения коэффициента поглощения прибором Baikal-5D. Справа: Вариации длин поглощения света (величина, обратная показателю поглощения) для выбранных трех длин волн 460 нм, 490 нм и 532 нм и длины рассеяния для длины волны 460 нм в измерениях на Байкале в 2021 году, с апреля по декабрь.

но на рис. 2.2 (слева) по показателю поглощения. Эти фотоны составляют подавляющее большинство черенковского излучения высокоэнергетических ливней, регистрируемых оптическими модулями Baikal-GVD. Временные распределения длины поглощения света (величины обратной показателю поглощения) для длин волн 460 нм, 490 нм и 532 нм показаны на рис. 2.2 (справа). Для выбранных длин волн изменения длины поглощения составляют около $\pm 5\%$ или менее. Из анализа данных многолетних измерений оптических параметров глубинных вод оз. Байкал следует, что длина поглощения L_a является достаточно стабильным параметром с характерным значением $20 \div 24$ м в окне прозрачности воды ($\lambda = 480 \div 500$ нм). Сезонные изменения длины поглощения, как правило, не превышают 20%. В отличие от длины поглощения, длина рассеяния (L_s) байкальской воды меняется в существенно более широких пределах, как приведено для длины волны 460 нм на рис. 2.2 справа. При характерных значениях $L_s = 30 \div 50$ м в окне прозрачности воды, в отдельные периоды измерений, наблюдались значения

длины рассеяния от $15 \div 20$ м до 70 м. Индикатриса рассеяния для байкальской воды является сильно анизотропной функцией, со средним косинусом угла рассеяния порядка 0,9-0,94.

Для сравнения, оптические свойства глубинных вод Средиземного моря характеризуются длиной поглощения $40 \div 70$ м и длиной рассеяния порядка $30 \div 60$ м [2]. Антарктический лед характеризуется сильной неоднородностью по глубине, связанной с прозрачностью атмосферы и условиями образования снежного покрова Антарктиды за период порядка ста тысяч лет. В результате, длина поглощения света во льду на глубинах от 1500 м до 2500 м меняется в широком диапазоне от 30 м до 150 м, однако длина рассеяния - от 0,4 м до 4 м, и длина ослабления не превышает 30 м. Интенсивное рассеяние света, в совокупности со слабым его поглощением в антарктическом льду, приводит к быстрой изотропизации светового поля и соответственно к потере информации о координатах и ориентации источника черенковского излучения. Тем самым, величина длины рассеяния света в байкальской и средиземноморской воде более чем на порядок превышает соответствующую величину в антарктическом льду. Это преимущество в оптических свойствах среды эффективно используется в реконструкции направления и энергии нейтрино по регистрируемой информации о ливнях в реакциях рассеяния любого типа нейтрино (каскадная мода), наряду с восстановлением траектории мюона в восходящих событиях от мюонного нейтрино (трековая мода). Кроме того, в байкальской воде, в отличие от средиземноморской, нет присутствия излучающего калия ^{40}K и биолюминисцентного свечения от глубоководной органики [140]. В тоже время, в Байкале есть собственное свечение глубинных вод озера, известное как хемилюминисценция от неорганических веществ. В эксперименте для решения задачи по регистрации природных потоков элементарных частиц, фон от излучения среды подавляется повышением порога регистрации ФЭУ. Выбор пороговых значений в Baikal-GVD, как поясняется ниже, следует из многолетних наблюдений сре-

ды и требований к выделению сигнала от прохождения нейтрино с энергией выше десятка ТэВ.

2.2. Байкальский глубоководный нейтринный телескоп Baikal-GVD

Элементы и функциональные системы телескопа. В конструкции телескопа принципиальным решением являлась его модульная структура [141], что обеспечивает возможность проведения физических исследований уже на ранних стадиях развертывания установки. В период с 2016 по 2023 год в оз. Байкал введено в эксплуатацию 12 кластеров по 8 гирлянд фотодетекторов в каждом, содержащих в общей сложности 3456 ОМ. Схематично на рис. 2.3 слева приведена конфигурация телескопа Baikal-GVD в сезон его эксплуатации в 2022 году с 10 кластерами, на 80 гирляндах которого размещены 2880 фотодетекторов, и справа - структура одной гирлянды. Отмечены года постановки каждого кластера, станции с глубоководными лазерами (L) и две экспериментальные гирлянды, на базе которых проводятся испытания модернизированных узлов детектора перед их включением в рабочую конфигурацию телескопа. В экспедиции 2023 года были установлены и запущены в режим набора данных еще 2 кластера. Вид сверху расположения 12 кластеров с 96 гирляндами в эксплуатации 2023 года отображен на рис. 2.4 (справа). В зимнюю экспедицию 2024 года установлены 14 гирлянд в кластерах 13 и 14, что соответствует общему числу модулей телескопа 3396. Кластеры гирлянд связаны с Береговым центром комбинированными электрооптическими линиями связи длиной ≈ 6 км.

Основными регистрирующими элементами Baikal-GVD являются фотоэлектронные умножители (ФЭУ) Hamamatsu-R7081-100 с полусферическими фотокатодами диаметром 250 мм и с повышенной квантовой чувствительностью (около 35% на 400 нм). Область спектральной чувствитель-

Baikal Gigaton Volume Detector

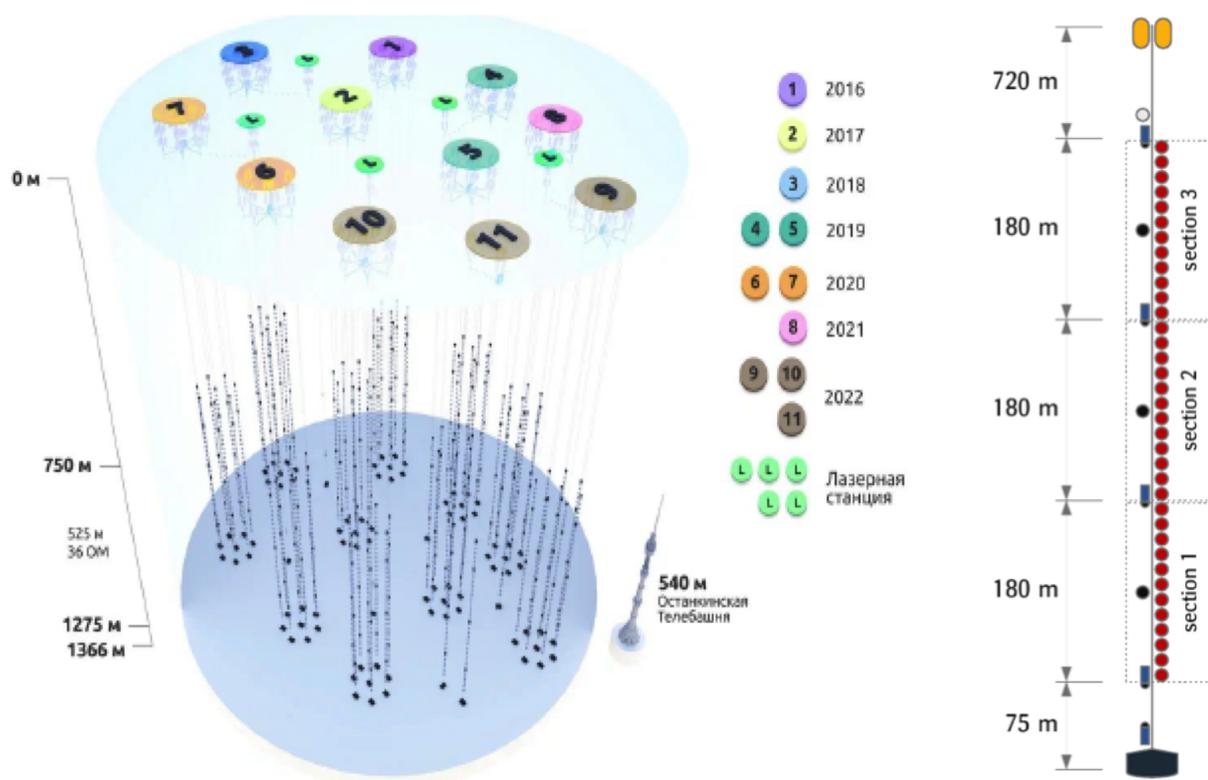


Рис. 2.3. Десять кластеров телескопа Baikal-GVD в сезоне 2022 года (слева). Диаметр одного кластера 120 м; между центрами кластеров ~ 300 м. Справа: структура гирлянды телескопа Baikal-GVD из трех секций по 12 оптических модулей (красные кружки) с центральным модулем (темные кружки) и акустическим модемом (синие прямоугольники).

ности фотокатода 300÷650 нм. ФЭУ вместе с управляющей электроникой размещаются в глубоководных стеклянных корпусах VITROVEX из боросиликатного стекла диаметром 42 см, образуя оптические модули (ОМ). Конструкция оптического модуля Baikal-GVD [142] представлена на рисунке 2.4 слева. Оптический контакт между фотокатодом и стеклянным корпусом обеспечивается при помощи силиконового двухкомпонентного геля SilGel 612A/B. Для уменьшения влияния магнитного поля Земли на работу фотоэлектронного умножителя используется защитный экран (сетка) из отожженного пермаллоя. Блок электроники оптического модуля монтируется непосредственно на цоколь ФЭУ. В состав электроники ОМ входят источник высоковольтного напряжения TRACO POWER PHV12-2.0K2500P, делитель напряжения с сопротивлением 18 МОм, усилитель сигналов ФЭУ, модуль управления (контроллер ОМ) и светодиодная калибровочная система [137]. Для измерения угловых характеристик оптических модулей был создан специальный стенд, в состав которого входили поворотный механизм для вращения ОМ, погруженного в бак с водой, и импульсный источник света. Результаты измерения зависимости отклика ОМ от угла падения света относительно оси ФЭУ представлены в работе [138]. При моделировании отклика ОМ на черенковское излучение ливней учитывались угловая и спектральная чувствительности ФЭУ и дополнительное ослабление светового потока в стекле сферического корпуса оптического модуля.

Оптические модули монтируются на вертикальных грузонесущих кабелях, формируя гирлянды, как показано на рис. 2.3 (справа). Гирлянды сгруппированы в кластеры, как изображено на схеме рисунка 2.4 (в центре). Проведенная оптимизация конфигурации кластеров оптических модулей с точки зрения обеспечения максимальной эффективной площади регистрации астрофизических нейтрино была выполнена для длины поглощения байкальской воды 22 метра [131]. Оптимизированный кластер включает в свой состав центральную гирлянду и семь гирлянд, равномерно расположен-

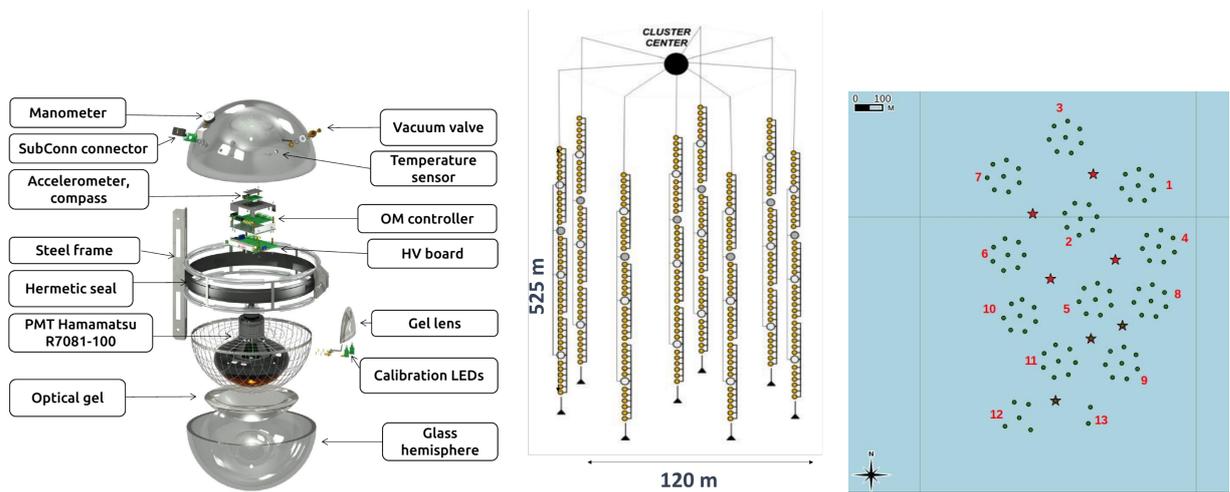


Рис. 2.4. Слева: схема конструкции оптического модуля Baikal-GVD (подробнее в тексте). В центре: схема кластера Baikal-GVD из восьми гирлянд. Справа: схематичный вид сверху расположения 12 кластеров и 7 глубоководных лазерных станций (отмечены звездочками) в эксплуатации сезона 2023 года.

ных по окружности радиусом 60 метров. Все ОМ ориентированы фотокатодами вниз, что повышает эффективность регистрации событий из нижней полусферы и предотвращает потери излучения из-за накопления слоя осадков в верхней части стеклянного корпуса. В системе сбора данных [143] основной структурной единицей гирлянды является секция оптических модулей, в составе которой 12 ОМ, расположенных на расстоянии 15 м вдоль гирлянды, центральный модуль (ЦМ), а также до 2-х акустических модемов системы позиционирования и отдельный служебный модуль (СМ) сбора данных. Секция представляет собой функционально законченный узел детектора, включающий в себя системы регистрации излучения, обработки сигналов, калибровки, формирования триггера и передачи данных. В настоящее время на каждой гирлянде кластера Baikal-GVD по 3 секции с 36-ю оптическими модулями, размещенными на глубинах от 750 до 1275 метров. Триггерная логика модуля сбора данных секции анализирует амплитуды входных сигналов и, в случае коррелированного во времени превышения за-

данных порогов на двух соседних оптических модулях, формирует сигнал *запрос*. Сигналы *запрос* от всех секций поступают в центр сбора данных кластера, где формируется сигнал *подтверждение* (триггер кластера), который одновременно передается на все секции, обеспечивая синхронность их работы. Аналоговые сигналы со всех ОМ секции передаются в ЦМ по коаксиальным кабелям одинаковой длины. По этим же кабелям к оптическим модулям подводится низковольтное питание. В ЦМ осуществляется преобразование аналоговых сигналов оптических модулей в цифровой код и передача полученной информации по линии Ethernet. Служебный модуль предназначен для калибровки временных каналов установки, электропитания ОМ, а так же определения пространственного расположения гирлянды относительно донных маяков. Местоположение гирлянды определяются гидроакустической системой измерения координат. Каналы синхронизации, электропитания и передачи данных секций объединяются в коммутационном модуле гирлянды (КМ), который связан кабельными линиями длиной ~ 1200 м с центральным блоком управления кластера.

Сбор данных осуществляется под управлением трех независимых программных модулей, которые формируют три канала сбора информации. По первому каналу передаются результаты измерений сигналов - откликов ОМ: форме, суммарном заряде и времени регистрации всех импульсов, которые были сформированы фотоэлектронными умножителями ОМ в интервале времени $\pm 2,5$ мкс по отношению ко времени поступления триггерного сигнала. Второй канал предназначен для передачи результатов измерений координат акустических модемов. На основании этих данных восстанавливаются координаты ОМ, которые используются в процессе реконструкции характеристик физических событий. Третий канал используется для передачи данных мониторинга параметров аппаратуры измерительных каналов, состояния и пространственной ориентации ОМ в горизонтальной плоскости и относительно вертикальной оси. Организация системы сбора данных

(ССД) определяется конфигурацией телескопа и формируется из электронных модулей управления кластерами, гирляндами и секциями оптических модулей. Модули управления размещаются в таких же глубоководных корпусах, как и ОМ. Секция является базовым блоком ССД, в состав которого входит 12 ОМ, 2 акустических модема (АМ) системы позиционирования и модуль управления секцией (см. рис. 2.3). Оптические модули и акустические модемы подключаются к центральному электронному модулю, функциями которого являются управление, сбор и первичная обработка данных секции. Схема организации ССД кластера Baikal GVD и ее характеристики подробно описаны в работе [143].

Для синхронизации кластеров друг с другом в центр сбора данных каждого кластера из Берегового центра по индивидуальным оптическим линиям (каналам синхронизации) передается общая тактовая частота, что обеспечивает синхронный ход часов кластеров [144]. Для определения временных сдвижек между ходом часов измеряются задержки прохождения сигналов по каналам синхронизации. Привязка к мировому времени осуществляется при помощи GPS.

Калибровочные системы телескопа. С помощью калибровочных источников света измеряются относительные временные задержки сигналов на всех оптических каналах телескопа Baikal-GVD и определяются амплитудные калибровочные коэффициенты [137]. В этом заключается временная и амплитудная калибровки. Для временной калибровки используются источники света, разработанные на основе светодиодов Kingbright L7113 с длиной волны в максимуме излучения 470 нм и длительностью импульса ≈ 5 нс. Интенсивность их излучения регулируется от единиц фотонов до 10^8 на вспышку. Световой импульс формируется в конусе раствором 15° и может быть зарегистрирован оптическим модулем на расстояниях до 100 метров от источника излучения. В каждом оптическом модуле установлено два калибровочных источника (см. рис. 2.4), со светодиодами, ориентированными

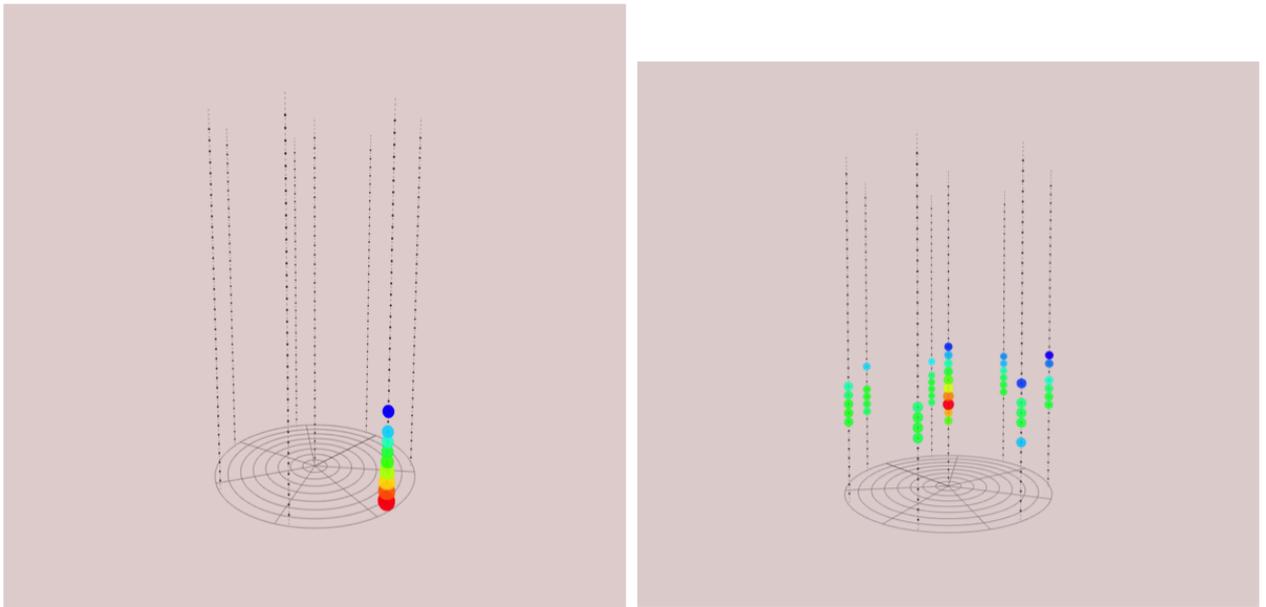


Рис. 2.5. Примеры калибровочных событий от светодиода нижнего оптического модуля секции (слева) и матрицы светодиодов, установленной на центральной гирлянде (справа). Градиент цвета сфер от красного к синему соответствует распространению фотона со временем от раннего к позднему, а их размер - измеренному числу ф.э.

в верхнем направлении. Кроме того, в 12 ОМ кластера, размещенных на центральной и двух периферийных гирляндах, дополнительно установлены по две матрицы из 5 светодиодных источников, ориентированных горизонтально и расположенных равномерно по окружности. На рисунке 2.5 представлены примеры событий, инициированных вспышками калибровочного светодиода и матрицы светодиодов. Светодиоды оптических модулей позволяют провести калибровку временных задержек каналов в пределах одной гирлянды. Светодиодные матрицы обеспечивают относительную временную калибровку каналов разных гирлянд. Точность временной калибровки составляет величину 2-3 нс. Для амплитудной калибровки каналов установки измеряются одно-фотоэлектронные распределения ФЭУ в режиме регистрации фонового свечения воды оз. Байкал. Для относительной временной калибровки кластеров используются лазерные источники света. Лазеры излу-

чают на длине волны 532 нм, длительность вспышки составляет около 1 нс, максимальная интенсивность излучения около 10^{15} фотонов. Лазерный луч через световод вводится в диффузный рассеиватель, который выступает в качестве точечного квази-изотропного источника света. Лазеры монтируются на буйрепах, формируя лазерные станции. В штатной конфигурации на одной гирлянде устанавливаются два лазера на разных горизонтах. Лазерные станции размещаются между кластерами (см. рис. 2.3) и обеспечивают взаимную калибровку группы из 3-4 кластеров. Помимо функции калибровки, лазеры используются для мониторинга параметров водной среды озера Байкал (поглощения и рассеяния) в области установки [137].

2.3. Отклик оптического модуля на ливни от нейтрино высоких энергий

Эффективность регистрации черенковского излучения ливня во многом определяется угловой и спектральной чувствительностью оптического модуля детектора. Для измерения угловых характеристик оптических модулей был создан специальный стенд, в состав которого входили поворотный механизм для вращения ОМ, источник света и управляющая электроника. Результаты измерения зависимости отклика ОМ от угла падения света относительно оси ФЭУ представлены на рис. 2.6 слева. Зависимость квантовой эффективности ФЭУ от длины волны фотонов показана справа на рис. 2.6. В оптическом модуле в качестве детектора света используется ФЭУ R7081-100 с повышенной квантовой чувствительностью фотокатода, $\sim 35\%$. При восстановлении параметров ливня вероятность срабатывания ОМ вычисляется на основе информации об отклике ОМ на излучение от каскада частиц. Отклик ОМ на черенковское излучение ливней моделируется с учетом угловой и спектральной чувствительности ФЭУ, а также дополнительным ослаблением светового потока в стекле сферического корпуса ОМ. Мето-

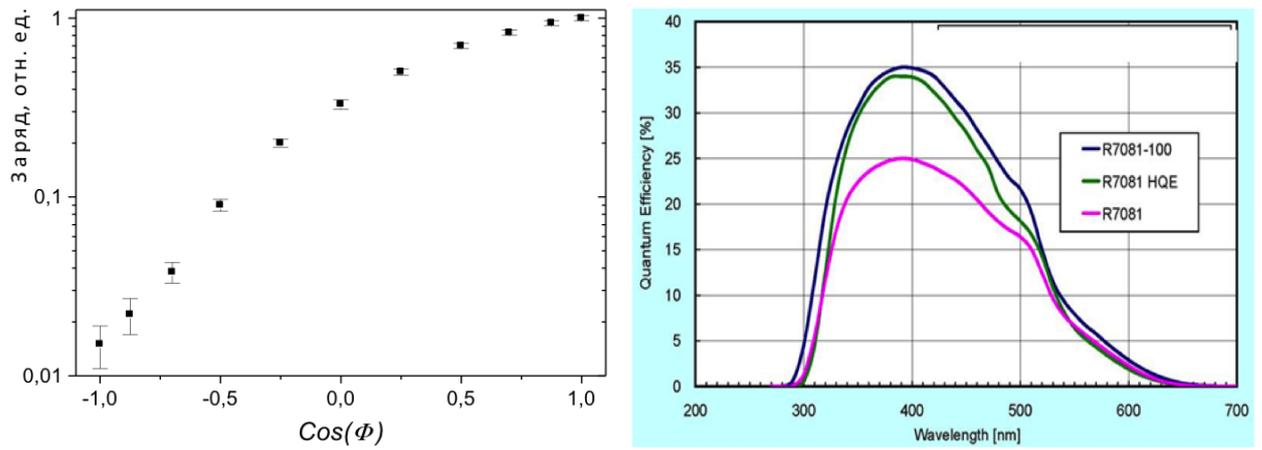


Рис. 2.6. Слева: Угловая зависимость отклика ОМ телескопа Vaikal-GVD. справа: Зависимость квантовой эффективности фотокатода от длины волны.

дика розыгрыша Монте-Карло в моделировании распространения света в прозрачной среде, как представлено в работах

Вычисленные области чувствительности ОМ к черенковскому излучению ливней в зависимости от их энергии в системе координат ОМ (пространственное расположение относительно ливня см. на рис. 2.7) представлены на рис. 2.8. Эти области соответствуют средним зарядам $Q > 1$ ф.э.. Ливни с энергией 100 ТэВ, 1 ПэВ и 10 ПэВ регистрируются до расстояний, соответственно, 90 м, 110 м и 130 м от оси ливня при ориентации ОМ на ливень. В случае ОМ, отвернутых от ливня, соответствующие расстоя-

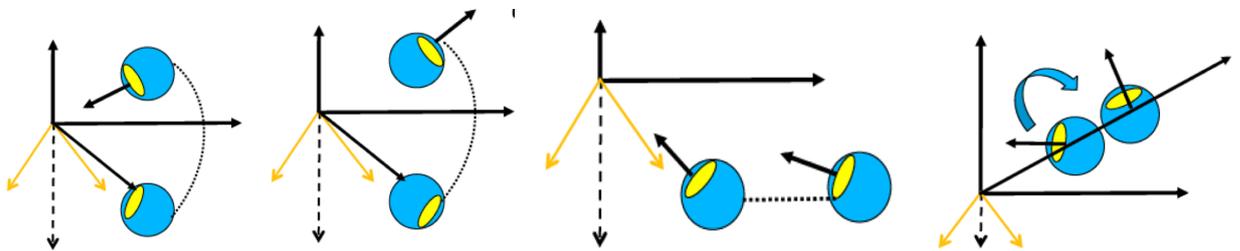


Рис. 2.7. Изменение ориентации оптического модуля в цилиндрической системе координат с центром в ОМ: на каскад, против каскада, на расстоянии по вертикали (Z), радиусу (R) и с поворотом угла.

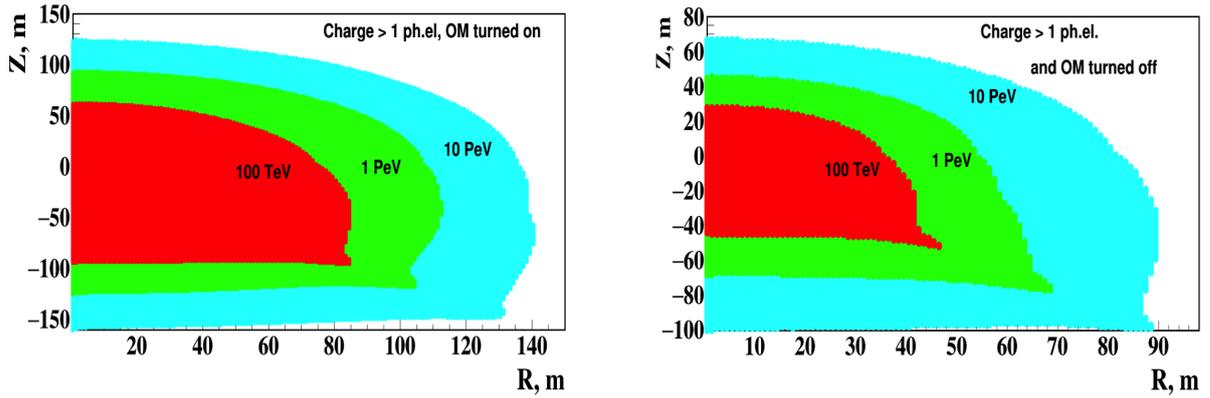


Рис. 2.8. Области чувствительности ОМ телескопа Baikal-GVD ориентированного на каскад (слева) и отвернутого от каскада (справа) с энергиями ливней фиксированных значений: 100 ТэВ, 1 ПэВ, 10 ПэВ.

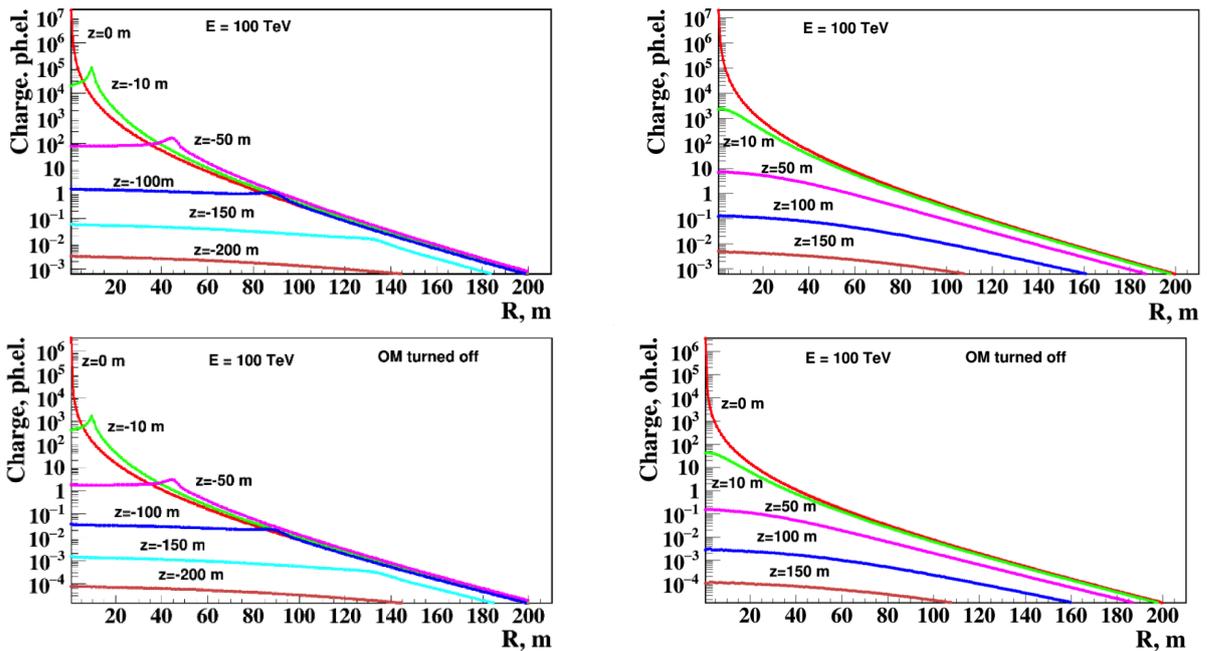


Рис. 2.9. Распределения суммированного по времени среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ на ОМ в зависимости от его расстояния от оси ливня (R). ОМ ориентирован на ливень (верхние графики) либо против ливня (нижние) и восходящим ($z > 0$) или нисходящим ($z < 0$) движением фотонов, что на левых и правых графиках, соответственно.

ния составляют 50 м, 70 м и 90 м. Отдельные распределения суммарного по времени среднего числа ф.э. в моделированном отклике ОМ на ливень с энергией 100 ТэВ приведены на рис. 2.9. В случае восходящего движения частиц ливня относительно ОМ ($z < 0$) имеются максимумы, которые соответствуют направлениям максимального излучения черенковских фотонов ливня. При этом от положения ОМ относительно направления наибольшей интенсивности излучения черенковских фотонов ливня поведение азимутальной зависимости среднего числа ф.э. меняется существенно. Из временных распределений среднего числа ф.э. от ливня относительно времени прихода прямых (не рассеявшихся) фотонов в разных пространственных точках и при разной ориентации ОМ [138], следует, что для энергии 100 ТэВ диапазон временного распределения, обусловленный рассеянием света в воде, не менее 100 нс и в несколько раз шире оцифрованного импульса ФЭУ (20-25 нс). Тем самым, временное распределение ф.э. в ливне оказывает малое влияние на точность определения времени сигнала. На расстояниях более 200 м от ливня наблюдается задержка во времени прихода фотонов порядка 10 нс и более, связанная с эффектом рассеяния фотонов в воде. Анализ отклика оптических модулей Baikal-GVD позволил оптимизировать расположение ОМ на гирлянде и в кластере из восьми гирлянд, а также расстояние между кластерами, как показано на рис. 2.3 слева.

2.4. Триггерный отбор событий, выделение ливней и критерии отбора нейтринных событий

В настоящее время в качестве базового триггера кластера используется совпадение сигналов любой пары соседних оптических модулей секций во временном окне 100 нс. Величина триггерных порогов каналов устанавливается на уровне $\sim 1,5$ ф.э. и ~ 4 ф.э., что соответствует частоте формирования триггера 30-150 Гц в зависимости от световой активности озера

Байкал. Точность измерения времени и заряда импульсов зависит от характеристик используемого АЦП и способа оценки величины этих параметров. Для 12-разрядного АЦП с частотой дискретизации 200 МГц точность определения положения сигнала на дорожке составляет менее 0,5 нс, что на порядок превышает дискретность времени измерения. Такая точность достигается за счет использования интерполяции формы импульсов. Точность синхронизации каналов одного кластера при тактовой частоте управляющей электроники секций 200 МГц составляет величину ~ 2 нс.

Собственное свечение глубинных вод озера является фоном при выделении сигнала от черенковского излучения релятивистской заряженной частицы. Общий темп счета фоновых импульсов ОМ от свечения воды составляет порядка (20-40) кГц в спокойные периоды и может достигать более 100 кГц, из-за погружения слоев воды с повышенной светимостью с поверхности озера на большие глубины. Было установлено, что свечение глубинных вод озера соответствует, в основном, засветке ОМ на уровне одного фотоэлектрона, а много-фото-электронные импульсы обусловлены процессами в фотоэлектронном умножителе, стимулированных первичным фоновым импульсом [133]. На рисунке 2.10 представлены нормированные распределения по заряду импульсов одного ОМ от собственного свечения озера в спокойный (синяя гистограмма) и в период повышенной светимости воды (красная гистограмма). Как видно из рисунка, нормированные зарядовые распределения совпадают.

Как будет показано ниже, поиск событий от астрофизических нейтрино с энергией порядка сотни ТэВ и выше предполагает анализ событий с большой множественностью сработавших оптических модулей. В этом случае эффективным методом подавления фоновых событий от собственного свечения глубинных вод озера является ограничение снизу на величину заряда (Q) импульсов ФЭУ. В анализе используется ограничение $Q > 1,5$ ф.э., которое позволяет подавить число фоновых импульсов от свечения воды бо-

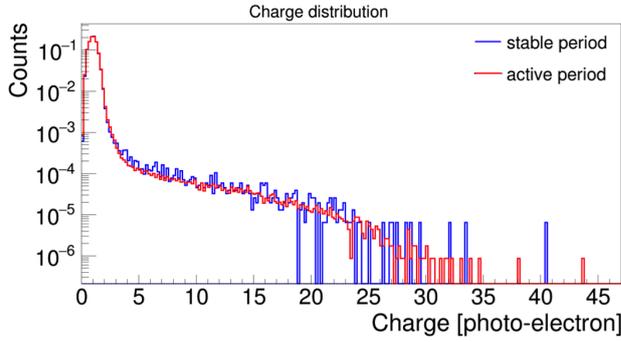


Рис. 2.10. Нормированное зарядовое распределение импульсов одного ОМ в спокойный период (синяя гистограмма) и в период повышенной светимости воды (красная гистограмма).

лее чем на порядок величины. Для дальнейшего подавления шумовых импульсов используются следующие критерии отбора: в событии должны сработать хотя бы шесть ОМ на трех или более гирляндах; времена импульсов на всех сработавших ОМ должны удовлетворять критерию причинности:

$$(t_i - t_j) < \frac{d_{ij}}{v_{ph}} + \delta t, \quad (2.5)$$

где t_i, t_j – времена срабатываний i -го и j -го модулей, d_{ij} – расстояние между модулями, $v_{ph}^{-1} = 4,58$ нс/м – величина обратной скорости света в воде, $\delta t = 20$ нс.

Алгоритм реконструкции параметров ливней основан на анализе времени и заряда импульсов сработавших ОМ, с использованием координат ОМ, полученных из анализа данных акустической системой позиционирования [134]. Восстановление параметров ливней осуществляется в два этапа [145], [146], [147]: реконструируются координаты вершины ливня и затем они используются в реконструкция энергии и направления развития ливня. Восстановление координат ливня r_{sh} проводится итерационной процедурой с использованием временной информации сработавших каналов телескопа. В качестве координат ливня x, y, z выбираются значения параметров, соот-

ветствующих минимальному значению функционала:

$$\chi_t^2 = \frac{1}{N_{hit} - N_{dof}} \cdot \sum_{i=1}^{N_{hit}} \frac{\left(T_i(\vec{r}_s \vec{h}, t_0) - t_i\right)^2}{\sigma_{t_i}^2}, \quad (2.6)$$

где t_i и T_i - измеренное и теоретически ожидаемое время срабатывания i -го канала, t_0 - время зарождения ливня, $\sigma_{t_i} = 4$ нс - неопределенность измерения времени, N_{hit} - число сработавших каналов, $N_{dof} = 4$ - количество степеней свободы. В качестве первоначальной координаты ливня выбирается координата модуля с наибольшим зарядом, затем проводится минимизация функционала. После минимизации функционала проводится анализ соответствия времени срабатывания оптических модулей гипотезе ливня:

$$t_{res}^i < |t_i - t_i^0| < \delta t, \quad (2.7)$$

где t_i^0 - ожидаемое время срабатывания ОМ от ливня, расположенного в восстановленной вершине, а δt выбирается равным 20 нс. Если на текущем итерационном шаге находятся ОМ, не удовлетворяющие условию в выражении (2.7), то на следующем шаге восстановления эти ОМ исключаются из анализа. Итерационная процедура прерывается на том шаге, когда все ОМ удовлетворяют условию (2.7).

Точность процедуры восстановления координат ливней иллюстрирует рис. 2.11, где представлены распределения расстояний между истинным и восстановленным положениями вершин ливней. Красная кривая соответствует восстановлению положения калибровочной светодиодной матрицы, расположенной на центральной гирлянде первого кластера телескопа и являющейся точечным квазиимпульсным источником света. Медианное значение этого распределения равно 2,1 м. Зеленая гистограмма представляет собой распределение, усредненное по координатам и направлениям ливней с энергией выше 100 ТэВ разыгранным методом Монте-Карло в детектирующем объеме кластера. Медианное значение этого распределения равно 2,6 м. В случае ливня, восстанавливается положение максимума ливня, которое

отстоит от точки зарождения ливня на расстоянии пропорциональном логарифму энергии ливня. Это обстоятельство обуславливает относительное смещение красной и зеленой кривых на рис. 2.11. Ограничение на вели-

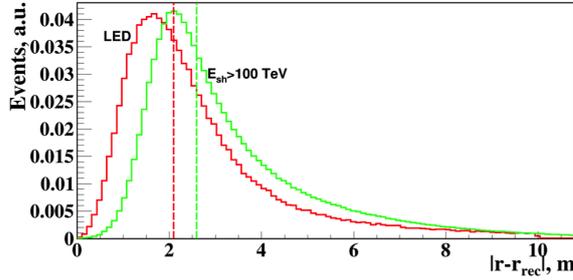


Рис. 2.11. Распределение расстояния между истинным и восстановленным положением вершины ливня. Красная гистограмма соответствует восстановлению калибровочного источника света. Зеленая гистограмма соответствует усредненному по пространству и направлениям ливням с энергией выше 100 ТэВ. Вертикальные линии соответствуют медианным значениям.

чину χ_t^2 является эффективным методом подавления фона от атмосферных мюонов в задаче выделения ливней высоких энергий. На рисунке 2.12 слева представлено сравнение нормированного распределения χ_t^2 при восстановлении событий от калибровочного источника и фоновых событий от атмосферных мюонов с числом $N_{hit}^t > 19$. Ограничение $\chi_t^2 < 3$ подавляет число фоновых событий на 3 порядка. Другим условием для подавления фоновых событий является ограничение на отношение N_{rej}/N_{hit}^{OM} числа модулей, исключенных из анализа в результате итерационной процедуры восстановления и первоначального числа ОМ используемых при восстановлении координат ливня. На рисунке 2.12 справа представлены распределения событий по переменной N_{rej}/N_{hit}^{OM} в случае восстановления событий от калибровочного источника и событий от атмосферных мюонов. Ограничение $N_{rej}/N_{hit}^{OM} < 0,2$ подавляет число фоновых событий в 2 раза. Координаты ливня, полученные на первом этапе реконструкции события, используются затем в методе максимального правдоподобия для подгонки значений энер-

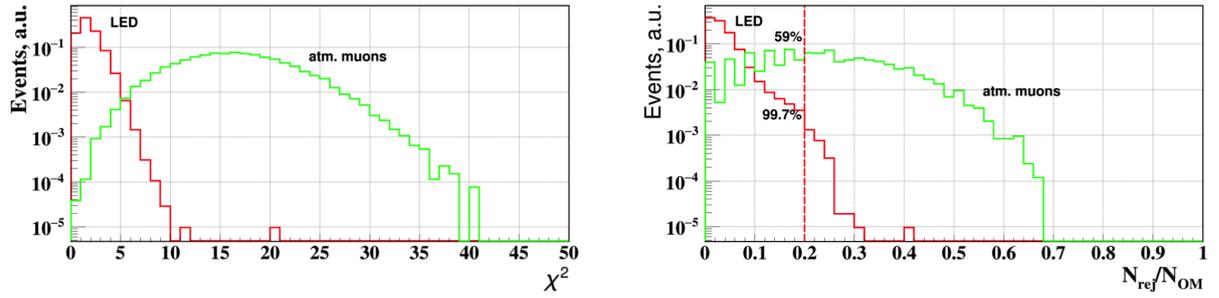


Рис. 2.12. Точность восстановления событий от калибровочного источника (красная гистограмма) и восстановления фоновых событий от атмосферных мюонов (зеленая гистограмма) в распределениях функционала χ_t^2 (слева) и по параметру отношения N_{rej}/N_{hit}^{OM} (справа).

гии E_{sh} ливня и полярного и азимутального углов θ , ϕ , характеризующих направление развития ливня, соответствующие минимальному значению логарифма функционала:

$$L_A = - \sum_{i=1}^{N_{hit}} \ln p_i (A_i, E_{sh}, \Omega(\theta, \phi)), \quad (2.8)$$

где p_i - вероятность регистрации сигнала с амплитудой A_i на i -ом канале от каскада с энергией E_{sh} и направлением $\vec{\Omega}_{sh}(\theta, \phi)$:

$$p_i = \sum_{n=1}^{\infty} P_i(n/\bar{n}_{pe}) \cdot \int_{A_i - \frac{\alpha}{2}}^{A_i + \frac{\alpha}{2}} \xi_i(A, n) dA, \quad (2.9)$$

где $P(n/\bar{n}_{pe})$ - вероятность регистрации n фотоэлектронов при среднем \bar{n}_{pe} для распределения Пуассона, $\xi(A, n)$ - плотность вероятности регистрации амплитуды A при уровне засветки в n фотоэлектронах, α - цена деления амплитудного кодировщика в фотоэлектронах. Средние значения \bar{n}_{pe} определяются в результате моделирования откликов оптических модулей на черенковское излучение ливня с энергией E_{sh} и направлением $\vec{\Omega}_{sh}$, с учетом распространения света в воде, ориентации модулей относительно ливня, и эффективной чувствительности оптических модулей. На рисунке 2.13 приводится распределение приведенных значений L_A/N_{hit} , полученных в результате восстановления ливней с энергией $E > 60$ TeV в детектирующем объе-

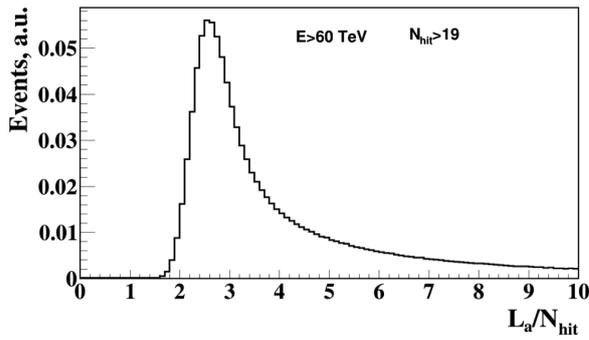


Рис. 2.13. Распределение приведенного значения функционала минимизации L_A/N_{hit} при восстановлении ливней с энергией $E_{sh} > 60$ ТэВ и множественностью сработавших ОМ $N_{hit} > 19$.

ме одного кластера Baikal-GVD. Ограничение сверху на величину L_A/N_{hit} позволяет существенно снизить число фоновых событий от атмосферных мюонов. При восстановлении событий из набора данных, разыгранных методом Монте-Карло в детектирующем объеме кластера Baikal-GVD [147], оценивались точности восстановления энергии и направления ливня. Точность восстановления энергии существенно зависит от энергии каскада и от его положения и ориентации относительно кластера и составляет (10-30)%. Точность восстановления направления ливня также зависит от его энергии, положения и ориентации и составляет 2° - 4° (медианное значение). На рисунке 2.14 показаны два интегральных по направлениям распределения: логарифма отношения восстановленной энергии каскада к разыгранной энергии (слева) и углового расстояния между разыгранным и восстановленным направлениями развития ливня (справа).

Критерии подавления фоновых событий от мюонных групп

Основным фоном для каскадов с энергией выше десятков ТэВ, инициированных нейтрино внеатмосферного происхождения, являются атмосферные мюонные группы, которые могут пройти отбор по критериям каскадных событий. В методике подавления их вклада в каскадные события высоких энергий используется процедура идентификации и разделения импуль-

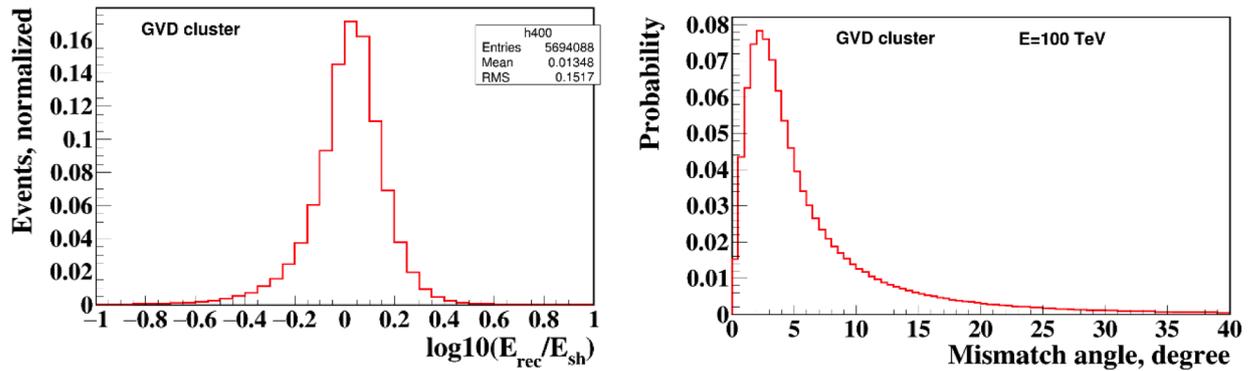


Рис. 2.14. Распределения логарифма отношения восстановленной энергии ливня к разыгранному значению (слева) и угла отклонения восстановленного направления ливня от разыгранного (справа).

сов оптических модулей от каскада частиц и от собственно мюонов. Возможность измерения временного распределения импульсов с разрешением порядка 20 нс на каждом ОМ, реализованная в регистрирующей системе Baikal-GVD, позволяет отделить нейтринные события от фоновых атмосферных мюонов.

Поток мюонов на уровне моря от взаимодействия космических лучей в атмосфере Земли вычислялся методом МК моделирования широких атмосферных ливней программой CORSIKA [61] в версии 7.74 и с использованием спектра протонов, как в работе [151]. Для ускорения процедуры моделирования и набора большей статистики на высоких энергиях, первичные протоны разыгрывались в интервале энергий от 100 ТэВ до 100 ПэВ по степенному распределению $E^{-1.7}$ с присвоением соответствующего веса каждому событию. Розыгрыш первичного взаимодействия протонов в атмосфере Земли проводился по модели SIBYLL версии 2.3 [62]. Распространение мюонов в воде до уровня установки моделировалось программой MUM [152]. Для одного кластера Baikal-GVD полное число разыгранных событий от атмосферных мюонов составило $2,1 \times 10^7$.

При прохождении релятивистского мюона в воде испускаемый им световой поток складывается из двух его составляющих: черенковского излучения, инициируемого электрическим зарядом мюона и δ -электронами, возникающими при ионизации атомов среды мюоном, и черенковского излучения ливней, образующихся в результате рождения e^+e^- пар, либо тормозного и фотоядерного взаимодействий мюона со средой. Распространение фотонов первой составляющей светового потока в их непрерывном излучении вдоль траектории движения мюона с постоянной линейной плотностью и угловым распределением (выражение 2.1), описывается в приближении линейного источника излучения, что также используется в реконструкции мюонных нейтрино в трековых событиях восходящих направлений из нижней полушферы Земли (как например, в [153]). Излучение фотонов от ливней второй составляющей потока описывается в приближении точечного источника, как было представлено выше. Вследствие ограниченного спектрального диапазона чувствительности ОМ, время первой засветки оптического модуля (t_0) оценивается по времени прихода прямых фотонов (не испытавших рассеяния) с наибольшей скоростью распространения в воде $v_{\gamma max}$ в этом диапазоне длин волн. Относительно t_0 определяются задержки ($t - t_0$) на ОМ от других фотонов. Время распространения прямых фотонов от вершины ливня до оптического модуля это $t_{sh} = \frac{|\vec{r}|}{v_{\gamma max}}$. Время распространения прямого фотона от траектории мюона до ОМ это $t_{\mu} = \frac{d_{\perp}}{v_{\gamma max} \cdot \sin(\theta_c)}$, где θ_c черенковский угол, а d_{\perp} минимальное расстояние между траекторией и ОМ. Различия во времени задержки фотонов от точечного и линейного источников излучения используется для выделения трех групп импульсов ожидаемого времени засветки ОМ и затем для подавления фона от мюонных групп. Импульсы первой группы инициируются фотонами ливня. Импульсы второй группы инициируются черенковским излучением собственно мюона. Импульсы, инициированные фотонами других мюонов в событии, составляют третью группу. Их время задержки зависит от расстояния между соот-

ветствующей траекторией мюона и оптическим модулем. Для первых двух групп импульсов временное окно допустимых значений относительно теоретически ожидаемых значений ограничено только временным разрешением импульсов регистрирующей системы Baikal-GVD, $\delta t \sim 20$ нс. В третьей группе интервал задержки времени распространения фотонов t_{bg} от какого-либо мюона в группе атмосферных мюонов берется 2,5 раза больше значения δt : для первой группы (N_{type1}): $|t - t_{sh}| < 20$ нс, для второй группы (N_{type2}): $|t - t_{\mu}| < 20$ нс, для третьей группы (N_{type3}): $t_{bg} - 20 < t < t_{bg} + 50$ нс. Условия, ограничи-

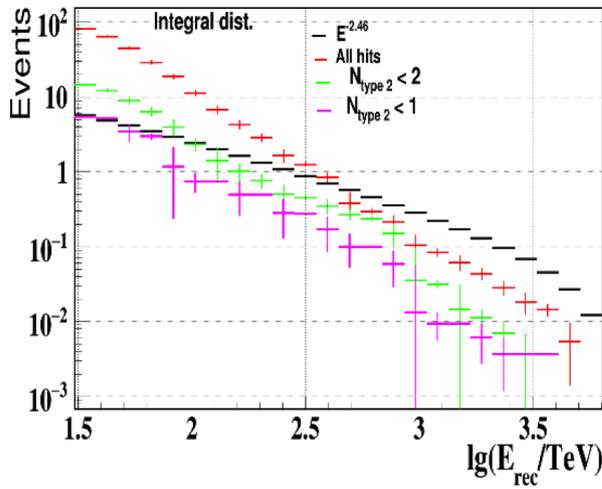


Рис. 2.15. Интегральные распределения ожидаемых событий от атмосферных мюонов: без ограничений на число импульсов (красная гистограмма) и с разными ограничениями по второй группе: $N_{type2} < 2$ (зеленая) и $N_{type2} < 1$ (фиолетовая). Черная гистограмма относится к распределению от астрофизического потока нейтрино.

вающие число импульсов второй и третьей группы в событии, существенно подавляют число фоновых событий от атмосферных мюонов, как показано на рис. 2.15. В представленных интегральных распределениях событий по восстановленной энергии ливней сравниваются гистограммы ожидаемого числа событий от атмосферных мюонов (красная) и от астрофизического потока нейтрино (черная). Астрофизический поток взят со спектром $E^{-2,46}$

и нормировкой, как оценивалось в эксперименте IceCube [23]. Красная гистограмма соответствует распределению событий без дополнительного подавления импульсов ОМ. Из рисунка 2.15 следует, что при исключении импульсов второй группы ($N_{type2} < 1$) число событий с энергией выше 60 ТэВ от астрофизического потока примерно равно числу фоновых событий от атмосферных мюонов. С ограничением на число импульсов в событиях не более одного ($N_{type2} < 2$) число событий от астрофизического потока примерно равно числу фоновых событий от атмосферных мюонов при энергии каскадов равной или выше 100 ТэВ. Условия на ограничение числа импульсов второй и третьей группы в событии применяется на заключительном отборе каскадных событий дополнительно к тем критериям, что классифицируют событие как кандидат на нейтринно высоких энергий.

Выбор критериев выделения каскадных событий высоких энергий в их реконструкции на одном кластере Baikal-GVD сформировался по результатам анализа симулированных событий, инициированных потоком атмосферных мюонов. При наименьшей энергии протонов разыгранных событий 100 ТэВ и основной доли ливней от первичной энергии в области $2 < E_p/E_{sh} < 10$ в дальнейшем анализе мы учитывали лишь события с энергией ливня $E_{sh} > 40$ ТэВ. Для выделения каскадных событий высоких энергий использовались импульсы ОМ с зарядом выше 1,5 ф.э. На следующем этапе отбиралась группа ОМ, временные отклики которых удовлетворяют условию причинности. Если число таких ОМ было больше семи, то проводилась итерационная процедура восстановления координат вершины ливня, описанная выше, и отбирались N_{hit}^t оптических модулей соответствующие гипотезе ливня. В распределении расстояний между разыгранной и восстановленной вершинами ливней полученное медианное значение распределения составляет 3,1 м. При этом, как уже отмечалось, используемая процедура реконструкции ливня определяет положение максимума ливня, которое отстоит от точки зарождения ливня на расстоянии X_r порядка ра-

дифракционной длины в воде $X_0 = 36,1$ см с поправкой на коэффициент, логарифмически зависящим от величины энергии ливня: $\sim X_0 \cdot (\ln(\frac{E_{sh}}{E_c}) - 0,5)$, где $E_c = 75,5$ МэВ [129,130], и в области сотни ТэВ возрастает примерно в восемь раз. Для оценки соответствия анализируемого события ожидаемому отклику телескопа на черенковское излучение ливня с реконструированными параметрами определялась величина параметра η_{rec} :

$$\eta_{rec} = -\ln p^\pm, \quad p^\pm = p^+ p^-, \quad p^+ = \prod_{i=1}^{N_{hit}^t} p_i^+, \quad p^- = \prod_{j=1}^{N-N_{hit}^t} p_j^-, \quad (2.10)$$

где p_i^+ и p_j^- - вероятность сработать сработавшему каналу i и вероятность не сработать не сработавшему каналу j , N - полное число рабочих каналов в данной конфигурации телескопа. Далее, проводилось многократное (100 попыток) моделирование отклика телескопа на черенковское излучение ливня с восстановленными параметрами и вычислялись значения параметров η используя выражение (ур. 2.10) и выбиралось максимальное значение η_{max} . В случае положительного значения разности $\eta = \eta_{max} - \eta_{rec}$ событие считается ливневым, в противном случае событие исключается из дальнейшего анализа. В конечном итоге, по результатам анализа реконструкции симулированных событий атмосферных мюонов были определены следующие условия выделения каскадов высоких энергий, которые при заданных условиях триггерного отбора обеспечивают наилучшую точность реконструкции направления ливня и оценку его энергии:

$$\chi_t^2 < 3; \quad N_{rej} N_{OM} < 0,2; \quad L_A < 5; \quad \eta > 0; \quad N_{hit}^t > 19. \quad (2.11)$$

Эффективность выбранных критериев отбора событий в подавлении групп атмосферных мюонов большой множественности (кратности) представлена на левой панели рисунка 2.16 как сравнение распределений по числу мюонов до и после применения критериев. Медианное значение кратности в отобранных событиях это ~ 5 мюонов. Погрешность восстановления энергии ливня в зависимости от ограничений по множественности N_{hit}^t мюонов

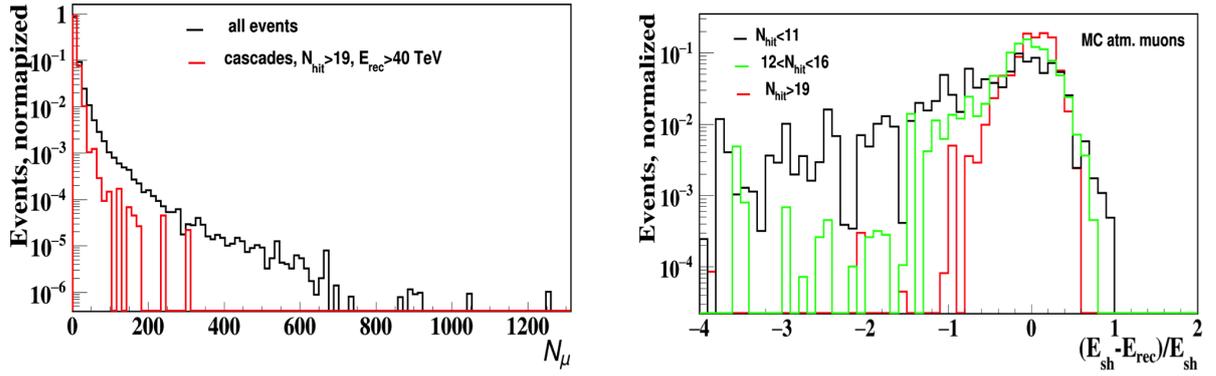


Рис. 2.16. Слева: Распределения по множественности мюонов: все события (черная гистограмма) и события, удовлетворяющие условиям (2.11). Справа: Нормированные распределения относительной разности разыгранной и восстановленной энергий ливней для разных ограничений на множественность: $7 < N_{hit}^t < 11$ (черная гистограмма), $12 < N_{hit}^t < 16$ (зеленая), $N_{hit}^t > 19$ (красная).

в группе показана на правой панели рисунка 2.16, где условие $N_{hit}^t > 19$ наиболее эффективно. Точности восстановления направлений и энергии разыгранных атмосферных мюонов, отобранных после их реконструкции по критериям ливней высоких энергий (2.11) иллюстрируются представленными распределениями на рис. 2.17. На графиках слева разыгранные события показаны гистограммой, а восстановленные события, удовлетворяющие условию (2.11), обозначены точками (красные) со статистической ошибкой. В распределении восстановленных ливней по косинусу зенитного угла видно, что присутствуют события с отрицательными значениями косинусов зенитных углов то есть с направлениями прихода из-под горизонта, что является результатом ошибочного восстановления направлений ливня. Эти события являются фоном в задаче поиска нейтрино восходящих направлений из нижней полусферы Земли. Погрешность восстановления направления зависит от направления и энергии. Об угловом разрешении ливней с энергией выше 100 ТэВ можно судить по гистограмме распределения угловых

расстояний между разыгранным и восстановленным направлениям событий, как показано на правом верхнем графике рисунка 2.17 с обозначением "mismatch angle", интегрального по направлениям разыгранных событий. Медианный угол этого распределения равен $4,2^\circ$, а средний угол равен $4,5^\circ$. На нижнем графике рисунка 2.17 приводится распределение событий по относительной разности разыгранной и восстановленной энергии ливней. Точность восстановления энергии ливня составляет 23% интегрально по всем направлениям, притом что точность восстановления существенно зависит от положения вершины и ориентации ливня относительно установки и варьируется в интервале 10%-30%, что учитывается в дальнейшем анализе экспериментальных данных.

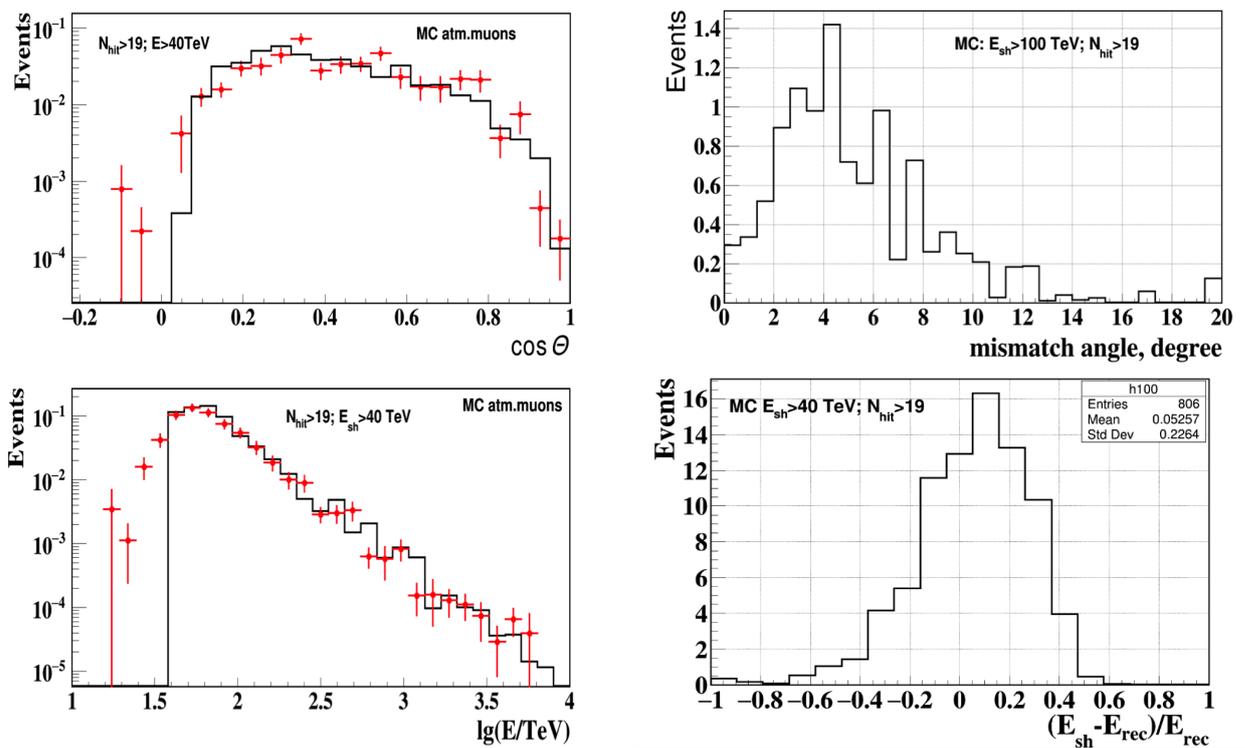


Рис. 2.17. Вверху: Распределения разыгранных (гистограмма) и восстановленных (красные точки с ошибками) событий по косинусу зенитного угла и пространственного угла. Внизу: Распределения относительной разности разыгранной и восстановленной энергии ливней (слева) и погрешности реконструкции энергии (справа).

Таким образом, использованные критерии отбора (2.11) позволяют выделить события из атмосферных мюонов, для которых отклик телескопа обусловлен черенковским излучением наиболее энергичного ливня. Для подавления фоновых событий от атмосферных мюонов с электромагнитным сопровождением в дальнейшем анализе были использованы дополнительные ограничения на число импульсов во временном распределении сигналов второй и третьей группы (N_{type2} , N_{type3}) в экспериментальных событиях: в событии должно быть менее 5 фоновых импульсов от мюонов; в событиях с энергией выше 60 ТэВ не должно быть фоновых импульсов и в случае, если энергия ливня превышает 100 ТэВ, то не более одного фонового импульса.

2.5. Измерение диффузного потока нейтрино высоких энергий по выделенным ливням высоких энергий

В поиске нейтрино астрофизического происхождения нами анализировались экспериментальные данные телескопа Baikal-GVD за время наблюдения с апреля 2018 года по март 2022 года. Объем Baikal-GVD ежегодно возрастал с увеличением числа действующих кластеров телескопа. Телескоп функционировал в конфигурации трех кластеров с сезоне 2018-2019, пяти кластеров в 2019-2020, семи кластеров в 2020-2021 и восьми с апреля 2021 по март 2022 года. За все время наблюдения, соответствующего 5522 дням эквивалентного набора данных одним кластером телескопа, по базовому триггеру телескопа было зарегистрировано $3,49 \times 10^{10}$ событий. В реконструкции каскадных событий по реальным данным нами использовались критерии отбора ливней высоких энергий (ур. 2.11) предыдущего раздела. Эти же критерии применены в расчете эффективных площадей в соответствии с определением, данным в выражении (1.11), для оценки ожидаемого числа атмосферных событий и астрофизических. На рисунке 2.18 (верхняя панель) представлены эффективные площади регистрации по кас-

кадной моде нейтрино каждого из трех ароматов как функции энергии нейтрино интегрированные по зенитному углу.

На рисунке 2.18 (в центре и внизу) для более наглядной иллюстрации представлены значения эффективной площади для электронных и тау-нейтрино в плоскости по бинам значения логарифма энергии нейтрино и по косинусу зенитного угла, где направлениям движения нейтрино сверху вниз соответствуют положительные значения косинуса. Значения площади в м^2 на правой шкале изменения цвета. Наибольшие значения эффективной площади достигаются в интервале зенитного угла 35° - 45° , что обусловлено конфигурацией установки, в которой все ОМ ориентированы вниз, и угловым распределением излучения фотонов относительно оси ливня.

Для сопоставления ливней из экспериментальных данных с предсказанием модели диффузного потока астрофизических нейтрино в качестве базовых параметров потока, показателя спектра и нормировочного множителя, в нашем расчете использовались выводы из работы [23] по данным телескопа IceCube в предположении равновесной доли нейтрино (и анти-нейтрино) трех ароматов в потоке с одноступенным спектром в единицах ($\text{ГэВ}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}$):

$$\Phi_{\nu+\bar{\nu}}^{1f} = 2,06 \times 10^{-18} \left(\frac{E_\nu}{10^5} \right)^{-2,46} \quad (2.12)$$

В начальном анализе данных [147] за меньший интервал времени, с апреля 2019 по февраль 2021, из полного числа зарегистрированных событий $1,49 \times 10^{10}$ за время эффективного (на один кластер) набора данных 2915 дней, было отобрано 72 события с восстановленной энергией $E_{sh} > 40$ ТэВ и числом модулей $N_{hit} > 19$ ОМ. В этом наборе данных было выделено 10 событий с энергией $E_{sh} > 100$ ТэВ и одно событие с энергией порядка 1 ПэВ. Это первое событие с энергией такого масштаба, выделенное из данных телескопа Baikal-GVD. Для дальнейшего подавления фона от атмосферных мюонов в задаче регистрации нейтрино астрофизической природы, были опреде-

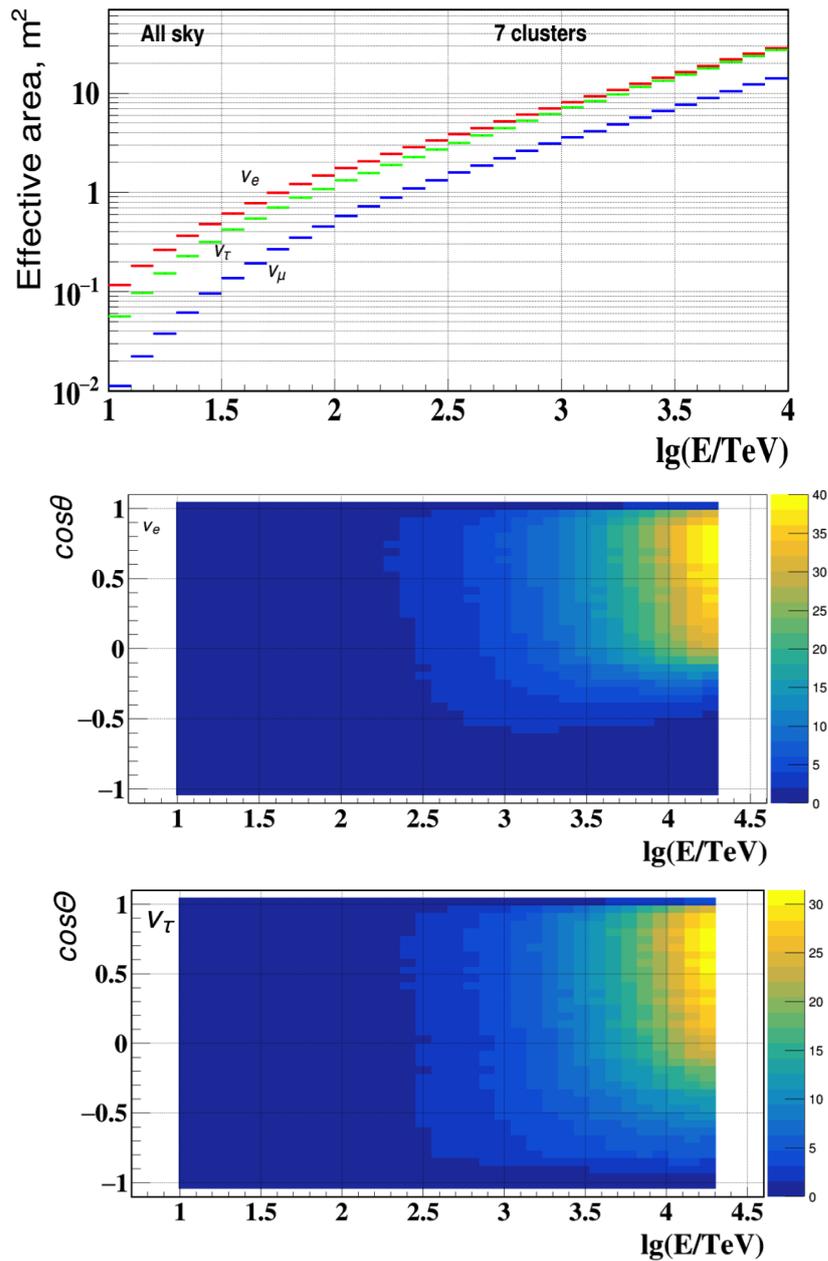


Рис. 2.18. Вверху: эффективные площади телескопа Baikal-GVD из 7 кластеров в регистрации ливней, инициированных рассеянием нейтрино в воде, для регистрации электронных, мюонных и тау-нейтрино. В центре и внизу: дифференцированные значения эффективные площади телескопа Baikal-GVD для регистрации электронных и тау-нейтрино по значению логарифма энергии нейтрино и косинусу зенитного угла. Направлениям движения нейтрино сверху вниз соответствуют положительные значения косинуса. Правая шкала цвета соответствует значениям площади в м².

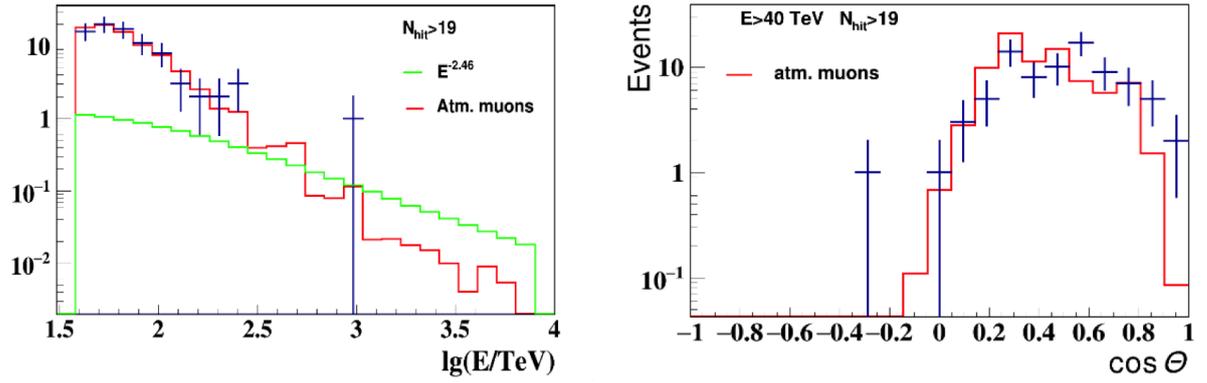


Рис. 2.19. Дифференциальные распределения по энергии (слева) и по косинусу зенитного угла (справа) выделенных ливней с $E_{sh} > 40$ ТэВ и $N_{hit} > 19$. Данные наблюдения с апреля 2019 по февраль 2021. Каскадные события отмечены крестиками со статистической ошибкой. Ожидаемое число атмосферных мюонов (красная гистограмма) и от диффузного потока астрофизических нейтрино (зеленая гистограмма) в соответствии (ур. 2.12).

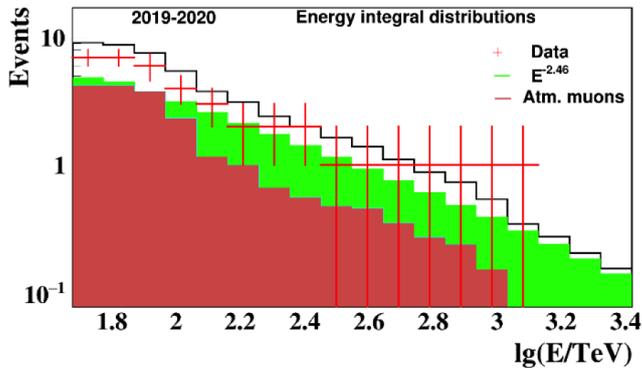


Рис. 2.20. Интегральные распределения по энергии выделенных событий с условием отбора $E_{sh} > 60$ ТэВ и числом $N_{hit} > 19$. Данные наблюдения с апреля 2019 по февраль 2021. Каскадные события отмечены крестиками со статистической ошибкой. Ожидаемое число атмосферных мюонов (коричневая гистограмма) и от диффузного потока (ур. 2.12) астрофизических нейтрино (зеленая) и их суммарное число (черная).

лены дополнительные критерии отбора событий, как описано в предыдущем разделе (2.4), основанные на анализе временного распределения сигналов на каждом ОМ и их классификации с точки зрения принадлежности к электромагнитному сопровождению атмосферных мюонов. В результате применения этих дополнительных критериев отбора было выделено семь событий – кандидатов от нейтрино астрофизической природы с энергией выше 60 ТэВ и множественностью сработавших каналов $N_{hit} > 19$ ОМ. Интегральное распределение этих событий приводится на рис. 2.20 (крестики). На том же рисунке приводятся ожидаемые распределения от атмосферных мюонов (коричневая гистограмма) и от диффузного потока (ур. 2.12) астрофизических нейтрино со спектром $E^{-2,46}$ (зеленая гистограмма). Выделенное ранее событие с энергией порядка 1 ПэВ осталось, и его атмосферное происхождение в нулевой гипотезе исключается на 99,46% доверительном уровне. В анализе полного набора данных с апреля 2018 года по март 2022 года было выделено 135 событий с энергией $E_{sh} > 40$ ТэВ и числом сработавших ОМ $N_{hit} > 19$. Из них 16 выделенных событий с энергией выше 60 ТэВ и 13 событий с энергией выше 100 ТэВ. В Таблице. 2.1 для выделенных 16 ливней приведены значения оценки энергии, сферические координаты в горизонтальной и экваториальной системах координат, а также расстояния от вертикальной оси кластера до вершины ливня. Как видно из этой таблицы, в выделенных событиях фактическая нижняя граница по энергии оказалась 70 ТэВ. Три события имеют восходящие направления из нижней полусферы Земли. По выбранным критериям отбора ливней в реальных данных число фоновых событий атмосферного происхождения ожидается на уровне 50%. Из розыгрыша атмосферных мюонов методом Монте-Карло число ожидаемых событий оценивается как 7,4. Примерно в десять раз меньше ожидаемое число событий от потока атмосферных нейтрино, рожденных в распадах пионов и каонов по модели Л.Волковой [53] и их прямого канала генерации от тяжелых мезонов по модели BERSS [64], и оценивается как 0,8 событий.

Таблица 2.1

Нейтринные события по выделенным 16 ливням с энергией выше 60 ТэВ в анализе наблюдения всего неба. Параметры: обозначение каскадного события Baikal-GVD в формате год-месяц-день, время наблюдения в Юлианских днях, оценка энергии ливня (E_{sh}), его зенитный угол (θ), галактическая долгота (l) и широта (b), восхождение (RA) и склонение (Dec), радиусы круга неопределенности, содержащих сигнал на 50% and 90% д.у., расстояние (ρ) от вершины ливня до центральной струны кластера.

Событие	MJD	E_{sh} ТэВ	θ ($^\circ$)	l ($^\circ$)	b ($^\circ$)	RA ($^\circ$)	Dec ($^\circ$)	50% ($^\circ$)	90% ($^\circ$)	ρ м
GVD181010CA	58401.77863426	105	37	142.6	30.4	118.2	72.5	2.3	4.5	70
GVD181024CA	58415.88952546	115	73	164.1	-54.4	35.4	1.1	2.5	4.5	90
GVD190216CA	58530.03428241	398	64	141.4	5.8	55.6	62.4	3.3	6.9	101
GVD190517CA	58620.31961806	1200	61	99.9	54.9	217.7	57.6	2.0	3.0	96
GVD190523CA	58626.44462963	91	109	200.4	-58.4	45.1	-16.7	2.2	4.5	49
GVD200117CA	58865.65752315	83	50	190.0	64.0	163.6	34.2	2.1	3.3	73
GVD190604CA	58638.82969907	129	50	132.7	0.1	33.7	61.4	3.5	5.5	52
GVD200826CA	59087.58636574	110	71	21.0	-19.2	295.3	-18.9	2.0	7.9	84
GVD201222CA	59205.54451389	74	92	58.3	63.1	223.0	35.4	1.8	5.1	19
GVD210117CA	59231.02799769	246	57	168.8	38.8	131.9	50.2	1.6	3.6	80
GVD210409CA	59313.79668981	263	60	73.3	-6.1	310.0	31.7	3.3	6.3	76
GVD210418CA	59322.94855324	224	115.5	196.8	-14.6	82.4	7.1	3.0	5.8	70
GVD210515CA	59349.73187500	120	80.2	175.2	17.9	103.4	41.2	2.8	5.2	68
GVD210716CA	59411.42329861	110	58.7	135.5	7.1	46.0	66.7	2.1	4.1	93
GVD210906CA	59463.98151620	138	67.7	202.2	-45.3	57.8	-12.0	2.0	5.6	98
GVD220221CA	59631.60434028	120	67.7	276.9	77.5	187.2	15.8	3.2	5.8	62

Доля астрофизических нейтрино от диффузного потока (ур. 2.12) оценивается как 7,8 событий. На рисунке 2.21 показаны распределения по энергии и косинусу зенитного угла выделенных 16 событий с энергией $E_{sh} > 60$ ТэВ в сравнении с распределением от ожидаемых атмосферных мюоонов и нейтрино, а также астрофизических нейтрино диффузного потока (ур. 2.12) со спектром $E^{-2,46}$.

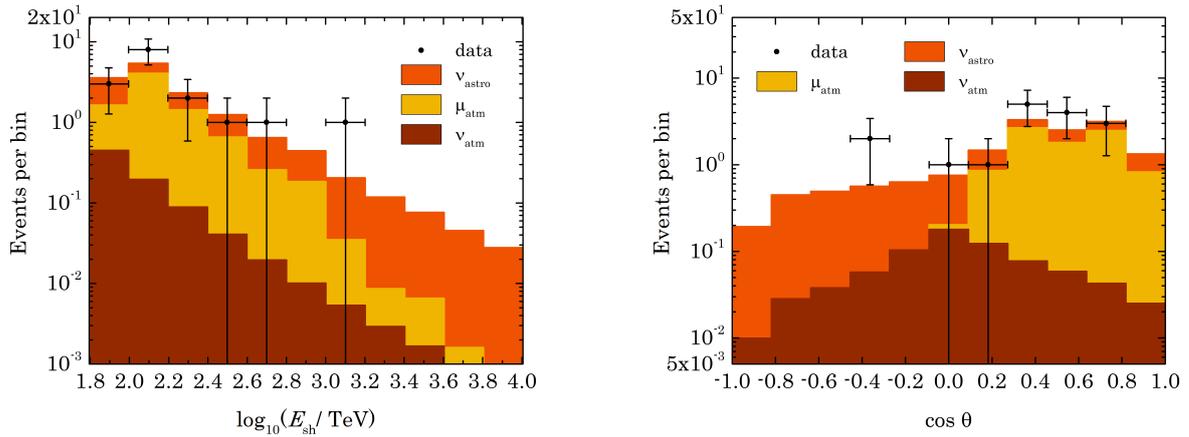


Рис. 2.21. Распределения числа высокоэнергичных ливней с энергией $E_{sh} > 60$ ТэВ и числом $N_{hit} > 19$, выделенных в реконструкции реальных данных, по энергии (слева) и по косинусу зенитного угла (справа). Данные наблюдения с апреля 2018 по март 2022. События обозначены черными точками со статистической ошибкой. Цветом обозначены вклады в суммарное распределение ожидаемых событий диффузного потока (ур. 2.12) астрофизических нейтрино (красный) с показателем спектра $(-2,46)$, атмосферных мюоонов (желтый) и атмосферных нейтрино (коричневый), смоделированных методом Монте-Карло.

Из симуляции фоновых событий атмосферного происхождения ожидаемое число событий в сумме 8,2 в пределах систематической ошибки $\pm 2,0$ события, оценка которой получена по отклику телескопа на вариацию входных параметров симуляции. Неопределенность измеренной длины поглощения света в воде составляет $\pm 5\%$, как обсуждалось выше (рис. 2.2), что

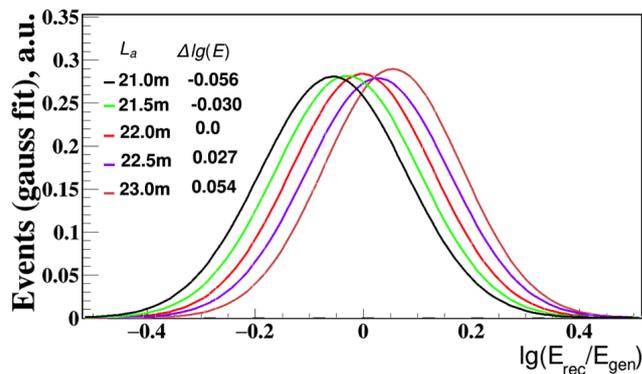


Рис. 2.22. Распределения $\lg(E_{rec}/E_{gen})$, где E_{gen} и E_{rec} , соответственно, симулированная в МК и реконструированная энергии ливня, в зависимости от длины поглощения света в воде.

изменяет эффективность регистрации каскадных событий на 16-18% и дает смещение в оценке энергии на величину $\pm 0,05$ на логарифмической шкале, как иллюстрируется на рис. 2.22. В то же время, указанная ошибка измерения в длине поглощения света слабо влияет на реконструкцию направления ливня. Неопределенность области чувствительности оптического модуля в симуляции его отклика на каскадное событие составляет $\pm 10\%$. Неопределенность в расчете атмосферных нейтрино, генерируемых пионами и каонами, составляет 15%. Значения указанных ошибок складываются квадратично. Относительно неопределенности в расчете потока от прямого канала генерации атмосферных нейтрино нами учитывался результат анализа каскадных событий IceCube, где получен верхний предел на поток прямой генерации нейтрино в атмосфере [24]. В нашей оценке числа астрофизических нейтрино влияние неопределенности потока прямых нейтрино составляет менее 8% даже при увеличении предельного значения потока в 5 раз выше потока по модели BERSS [64], что иллюстрируется в разделе 2.5.1 в проведенной численной подгонке параметров диффузного потока астрофизических нейтрино. Полученная неопределенность нормировки астрофизического потока порядка 40%-50% и погрешность потока прямого

канала нейтрино в систематической ошибке нами не добавлялась. Значимость превышения измеренного числа событий над фоном соответствует $2,4\sigma$, и нулевая гипотеза о присутствии только фоновых атмосферных событий в выделенных 16 ливнях отклонена на 97,36% доверительном уровне. Систематическая ошибка учитывалась как параметр распределения Гаусса по методике, описанной в [148], что также использовалась в анализе данных телескопа HT200 [149] (в Главе 4).

2.5.1. Численная подгонка параметров диффузного потока астрофизических нейтрино в биновом методе анализа данных

Для нейтринных событий с вершиной взаимодействия под горизонтом фон от атмосферных мюонов в разы меньше, чем при тех же энергиях для нисходящих событий. Тем самым, критерии выделения восходящих нейтрино астрофизического происхождения в наборе каскадов с направлениями из-под горизонта могут быть ослаблены по величине пороговой энергии и числу сработавших оптических модулей. В нашем анализе это $E_{sh} > 15$ ТэВ и $N_{hit} > 11$ для направлений с косинусом зенитного угла $\cos \theta < -0,25$. Всего по всем критериям отбора было выделено 11 событий за время наблюдения от апреля 2018 по март 2022 года. Параметры этих событий представлены в табл. 2.2. Значения ошибки восстановления направлений для этих событий на 50% д.у. варьируется от $1,9^\circ$ до $5,4^\circ$ и на 90% д.у. от $4,1^\circ$ до $12,6^\circ$. Два события, реконструированные с энергией 91 ТэВ и 224 ТэВ, соответствуют первому отбору событий по всему небу с энергией выше 60 ТэВ и также вошли в табл. 2.1.

Из симулированных событий с теми же критериями отбора, что выделили 11 экспериментальных ливня, ожидаемое число фоновых событий атмосферного происхождения оценивается как $3,2 \pm 1$, где доля от потока атмосферных нейтрино с учетом прямого канала их генерации это 2,7 со-

Таблица 2.2

Восходящие нейтринные события по выделенным 11 ливням с вершиной в нижней полусфере и с энергией выше 15 ТэВ. Параметры как в Таблице 2.1

Событие	MJD	E_{sh} ТэВ	θ ($^\circ$)	l ($^\circ$)	b ($^\circ$)	RA ($^\circ$)	Dec ($^\circ$)	50% ($^\circ$)	90% ($^\circ$)	ρ м
GVD180504CA	58242.5739004	25.1	111.7	299.1	3.6	185.4	-59.0	3.9	6.9	28
GVD190523CA	58626.44462963	91.0	109.0	200.4	-58.4	45.1	-16.7	2.2	4.5	49
GVD200614CA	59014.27202546	39.8	144.1	359.3	10.6	256.2	-23.6	3.4	6.8	108
GVD201112CA	59165.01353009	24.5	136.1	305.0	-15.1	202.2	-77.8	5.4	11.8	66
GVD210418CA	59322.94855324	224	115.5	196.8	-14.6	82.4	7.1	3.0	5.8	70
GVD210501CA	59335.45576389	64.6	112.3	223.4	-67.7	38.1	-28.9	2.6	12.6	109
GVD210506CA	59340.34252315	21.9	114.2	5.9	46.7	230.6	3.1	2.8	6.6	30
GVD210710CA	59405.56907407	24.5	115.5	139.8	-54.2	22.7	7.4	3.6	8.6	83
GVD210803CA	59429.58071759	20.9	136.9	321.0	-50.3	347.0	-63.0	1.9	4.1	41
GVD220121CA	59600.45934028	30.9	110.5	241.3	10.4	126.2	-19.5	3.4	7.1	49
GVD220308CA	59646.14655093	36.3	105.0	203.2	-35.2	67.3	-8.0	2.5	5.6	37

бытия и 0,5 событий в ошибочной реконструкции восходящих направлений атмосферных мюонов. С учетом систематики значимость превышения измеренного числа событий над ожидаемым фоном составляет $3,05\sigma$, и нулевая гипотеза отклонена на 99,76% доверительном уровне. Измеренные 11 событий и ожидаемое количество фоновых событий были проанализированы для характеристики диффузного астрофизического потока нейтрино. Мы параметризуем изотропный диффузный астрофизический поток нейтрино $\Phi_{astro}^{\nu+\bar{\nu}}$ в модели с одностепенным спектром по энергии, предполагающей равное количество нейтрино и антинейтрино и равных ароматов нейтрино на уровне Земли: $(\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau) = 1 : 1 : 1$.

Модель характеризуется спектральным индексом γ_{astro} и множителем нормировки ϕ_{astro} потока нейтрино на один аромат нейтрино в единицах

(ГэВ⁻¹ см⁻² сек⁻¹ стер⁻¹):

$$\Phi_{astro}^{\nu+\bar{\nu}} = 3 \times 10^{-18} \phi_{astro} \left(\frac{E_\nu}{E_0} \right)^{-\gamma_{astro}}, \quad (2.13)$$

где $E_0 = 100$ ТэВ. Для определения параметров диффузного потока астрофизических нейтрино по измеренным данным нами был выполнен численный расчет его вклада, который в сумме с ожидаемым числом от атмосферных мюонов и нейтрино имеет наилучшее соответствие измеренному распределению по энергии. В процедуре распределение по восстановленной энергии ливней разбивается на бины (ячейки) с равным шагом по логарифму, и минимизируется логарифм функции максимального правдоподобия по сумме распределений фоновых и сигнальных (астрофизических) событий относительно измеренных событий. Измеренное число n_i в каждом бине i сравнивается с числом, что предсказывается моделью как среднее значение λ_i в функции вероятности Пуассона

$$L = \prod_{i=1}^N \frac{e^{-\lambda_i} \lambda_i^{n_i}}{n_i!}. \quad (2.14)$$

При этом среднее значение λ_i включает суммарное число от астрофизические нейтрино и фона от атмосферных мюонов и атмосферных нейтрино. Для оценки λ_i использованы симулированные события сигнала и атмосферного фона с различными параметрами воды и эффективностью ОМ, и соответственно, с изменениями эффективности регистрации и сдвигом по шкале энергии, как было указано в предыдущем разделе 2.5. Основываясь на функции вероятности Пуассона (2.14), мы используем тест-статистику (TS) для сравнения количества наблюдаемых событий с предсказаниями модели Монте-Карло:

$$TS = -2 \ln L + \sum_{k=1} \left(\frac{(g_k - g_k^0)}{\sigma(g_k)} \right)^2. \quad (2.15)$$

Здесь второе слагаемое учитывает систематические неопределенности, обсуждаемые выше, которые вводятся в уравнение как несущественный параметр по форме распределения Гаусса для приора g_k с отклонением $\sigma(g_k)$ от

центрального значения g_k^0 . В численной подгонке варьируются два параметра γ_{astro} и ϕ_{astro} для нахождения минимума выражения (ур.2.15). В результате наиболее вероятные значения ("best-fit") для параметров в подгонке TS получены с индексом $\gamma_{astro} = 2,58_{-0,33}^{+0,27}$ и с нормировкой $\phi_{astro} = 3,04_{-1,27}^{+1,52}$ потока на один аромат нейтрино для $E_0 = 100$ ТэВ. На рис. 2.23 показано сравнение распределений по энергии ливней и косинуса зенитного угла в реальным данным и в симулированных событиях с предсказываемым вкладом от диффузного потока (2.13) астрофизических нейтрино с полученными значениями показателя спектра $(-2, 58)$ и нормировки. Вывод о параметрах диффузного потока астрофизических нейтрино в результате реконструкции и выделения ливней высоких энергий с восходящими направлениями, получен по данным Baikal-GVD впервые и является первым подтверждением на уровне три сигма результатов нейтринного эксперимента IceCube об астрофизической компоненте в потоке нейтрино высоких энергий.

Как обсуждалось выше, прошедшее десятилетие ознаменовано открытием астрофизического потока нейтрино в диапазоне энергий 10 ТэВ - 10 ПэВ по результатам анализа данных эксперимента IceCube. В первом анализе данных Icecube использовались наблюдения между маем 2010 и маем 2012 высокоэнергичных трековых событий с энергией выше 60 ТэВ и точкой входа мюонного трека внутри объема телескопа, известных как HESE [20]. Всего было зарегистрировано 28 нейтринных событий по всему небу при ожидаемом числе фона от атмосферных мюонов и нейтрино как $10,6_{-3.6}^{+5.0}$. С увеличением статистических данных первый результат был подтвержден в разных подходах в анализе трековых [22] и каскадных событий [24] и их комбинации [23], [26] за большие интервалы живого времени наблюдения: от 5 и до 10 лет. Для сравнения значений γ_{astro} и ϕ_{astro} , полученных по каскадным событиям Baikal-GVD, с предшествующими выводами об этих параметрах по данным IceCube и ANTARES на рис. 2.24 наиболее вероятные значения представлены в контуре доверительных интервалов 68%. В правой части

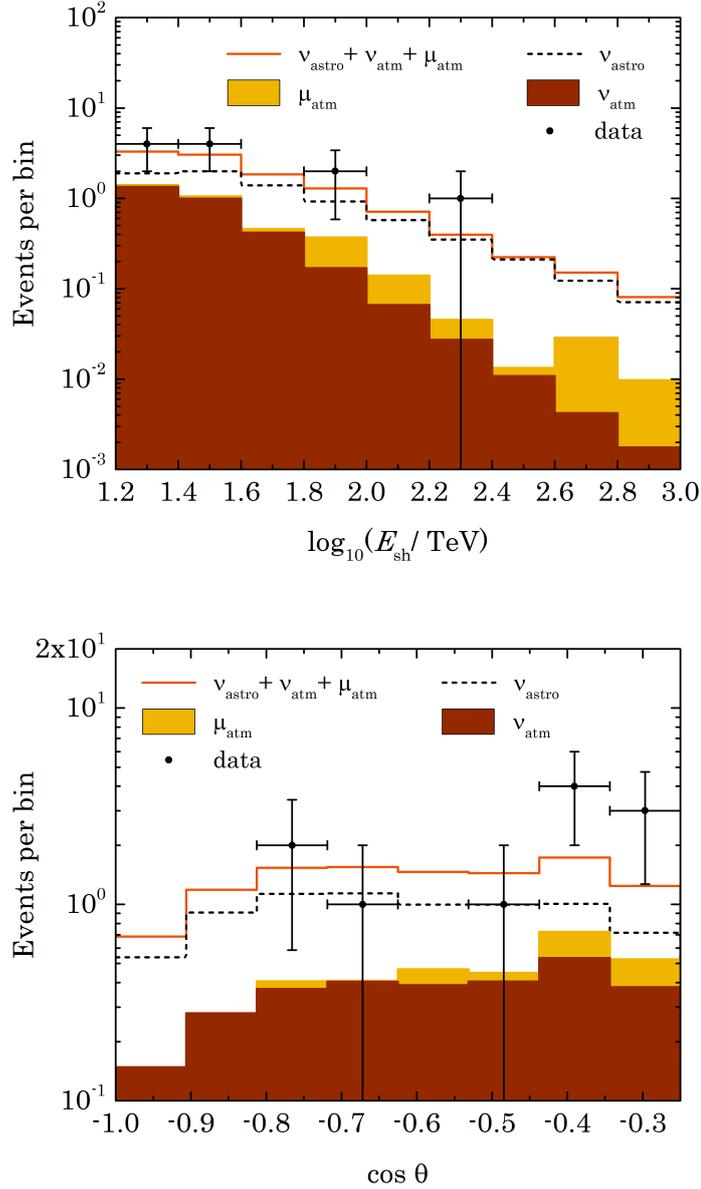


Рис. 2.23. Распределения по энергии ливня (верхние гистограммы) и по косинусу зенитного угла (нижние гистограммы) в анализе 11 ливней восходящих направлений за время наблюдения с апреля 2018 по март 2022. События обозначены черными точками со статистической неопределенностью. Пунктир - вклад ожидаемых событий от диффузного потока астрофизических нейтрино с показателем спектра $-2,58$, полученного как наиболее вероятное значение в численной подгонке симулированных и реальных данных. Цветом обозначены вклады в суммарное распределение ожидаемых событий (красная линия) от атмосферных мюонов (желтый) и атмосферных нейтрино (коричневый).

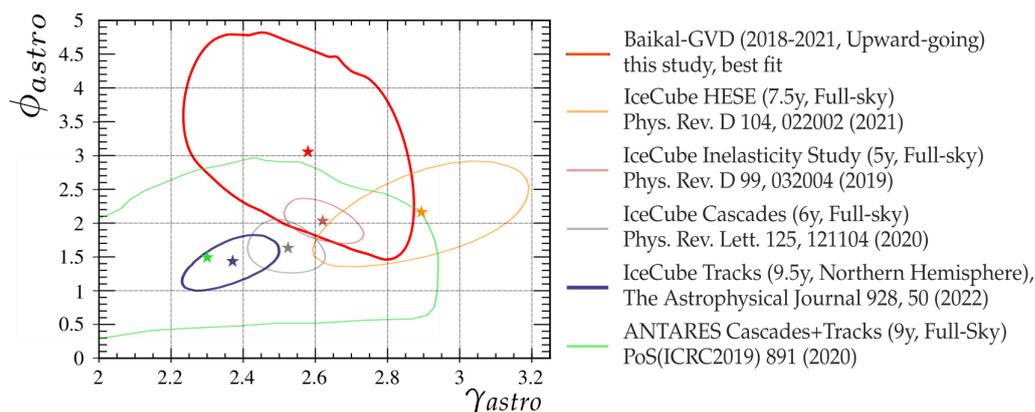


Рис. 2.24. Результаты Baikal-GVD (красный цвет) на карте параметров диффузного потока астрофизических нейтрино, показателя степенного спектра γ_{astro} и нормировки потока ϕ_{astro} при энергии 100 ТэВ, в сравнении с другими экспериментами по наиболее вероятному значению и по контуру доверительного интервала 68%. Пояснения по экспериментам в комментарии справа и в тексте.

графика указаны основные опубликованные результаты IceCube: по анализу данных всех направлений на небесной сфере в трековом канале за 7,5 лет живого времени наблюдений (оранжевый цвет); по каскадам всех направлений прихода за 6 лет (серый); по трековым событиям из Северной полусферы за 9,5 лет (темно синий); по трековым и каскадным событиям в объеме телескопа со всеми направлениями прихода за 5 лет (розовый). Также приведены результаты ANTARES по комбинированному анализу трековых и каскадных событий за 9 лет наблюдений, в диапазоне энергий от 100 ГэВ и не выше 40 ТэВ [150].

Насколько отличаются распределения реконструированных событий от ожидаемых потоков астрофизических нейтрино со спектром $-2,58$ (красный маркер), атмосферных нейтрино от распада мезонов в основных каналах генерации нейтрино (по модели Л.Волковой [53], зеленый) и в прямом канале по модели BERSS [64] (фиолетовый) показано на рис. 2.25. Доля прямых нейтрино даже при неопределенности, дающей поток в 5 раз вы-

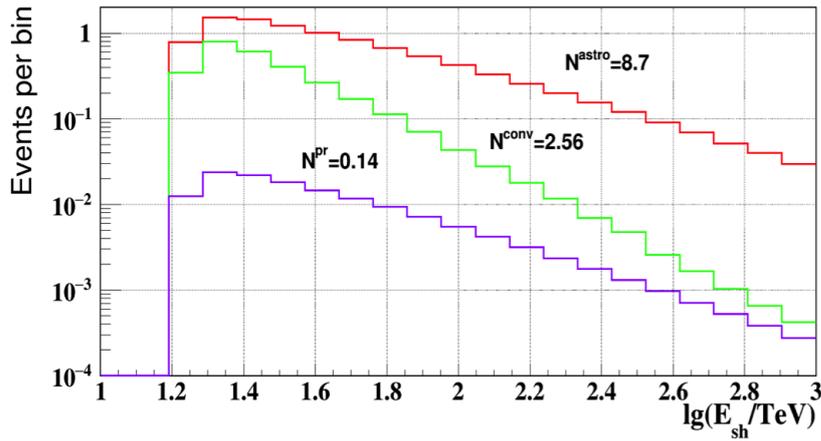


Рис. 2.25. Сравнение распределений событий по энергии и полного их числа для спектра астрофизических нейтрино с показателем $-2,58$, атмосферных нейтрино от распада мезонов в основном (*conv*) и в прямом (*prompt*) каналах генерации нейтрино.

ше, составляет порядка 8% относительно числа астрофизических нейтрино. Этот вывод использовался в оценках систематической ошибки измеренного числа ливней.

2.6. Распределение нейтринных событий на небесной сфере и возможная их ассоциация с источниками

По характерным параметрам 25-ти выделенных каскадным событиям из табл. 2.1 и табл. 2.2 на рис. 2.26 представлены два графика: по распределению на небесной сфере в галактических координатах (верхний) и по угловому разрешению индивидуальных событий (нижний), из которых следуют два значимых вывода:

- (а) заметная часть событий, с равной долей восходящих и нисходящих направлений, попадает в область галактической плоскости;
- (б) для большей части событий высоких энергий величина угловой ошибки в пределах 5° , на уровне трех сигма.

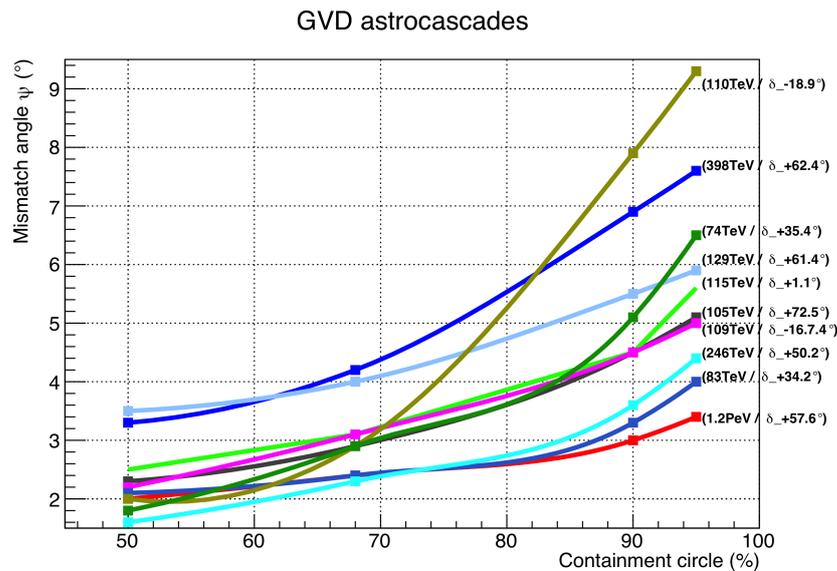
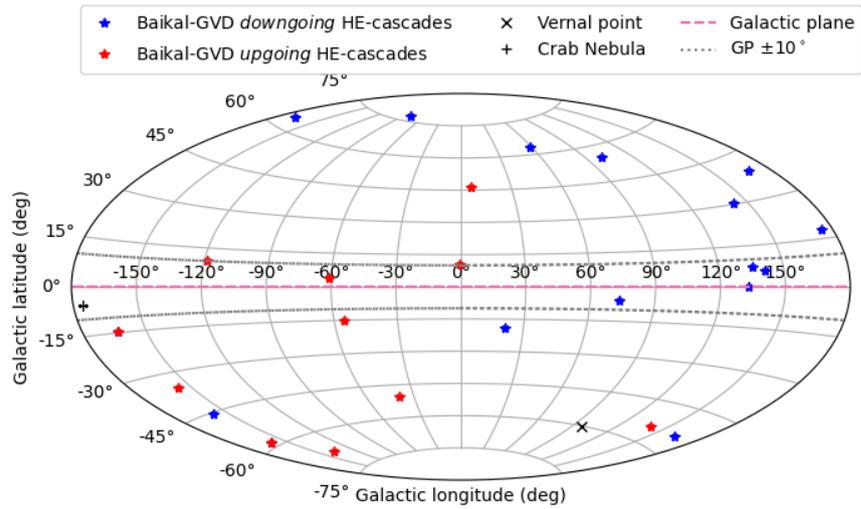


Рис. 2.26. Положение на небесной сфере 25-ти высокоэнергичных ливней Baikal-GVD в галактической системе координат. События с энергией выше 60 ТэВ из таблицы 2.1) - синие звездочки; восходящие события (из таблицы 2.2), включающие два события, реконструированные с энергией 91 ТэВ и 224 ТэВ - красные звездочки. Линия галактической плоскости и ширина вокруг нее $\pm 10^\circ$ отмечены пунктирами. Внизу: Значения величины угловой неопределенности на разных доверительных уровнях для событий из таблицы 2.1).

Ожидаемое число нейтрино атмосферного происхождения составляет примерно половину из представленных в таблицах 2.1, 2.2 каскадных событий. Соответственно, около 50% событий могут иметь высокую вероятность астрофизического происхождения. Насколько вероятно, что отдельное событие регистрируется от астрофизического источника, оценивается параметром "сигнальности" из симуляции нейтринных событий методом Монте-Карло и отклика телескопа. Сигнальность, как соотношение числа ожидаемых сигнальных (астрофизических) и фоновых событий в реконструкции ливней в зависимости от их энергии (E) и зенитного угла (θ), вычисляется на уровне конечного отбора реконструированных ливней по распределению событий в плоскости $\cos(\theta)$ и lgE :

$$SN_{i,j} = \frac{S_{i,j}^{signal}}{(S_{i,j}^{signal} + N_{i,j}^{background})}, \quad (2.16)$$

здесь i и j это индексы ячеек (бинов) двумерной гистограммы по параметрам $\cos(\theta)$ и lgE . Число $S_{i,j}^{signal}$ - сумма астрофизических нейтрино всех типов (ν_e, ν_μ, ν_τ) со степенным спектром по энергии в предположении показателя -2 либо значения, выбранного в наилучшей подгонке экспериментальных данных. Число $N_{i,j}^{background}$ - сумма событий атмосферного происхождения: мюоны, мюонные и электронные нейтрино, включая прямой канал их генерации.

С критериями отбора каскадных событий, описанных выше, на телескопе Baikal-GVD были получены следующие зависимости параметра сигнальности $SN_{i,j}$ (2.16) от энергии нейтрино, показанные для спектра нейтрино в источнике E^{-2} на рис. 2.27 и для спектра $E^{-2,46}$ на рис. 2.28. Гистограммы для нисходящих и восходящих направлений приведены, соответственно, на левом и правом графиках для десяти распределений с шагом по косинусу зенитного угла 0,1. Горизонтальные бины обозначены желтым, вертикальные бины - зеленым цветом. Таким образом, с полученными критериями выделения ливней высоких энергий вероятность идентифициро-

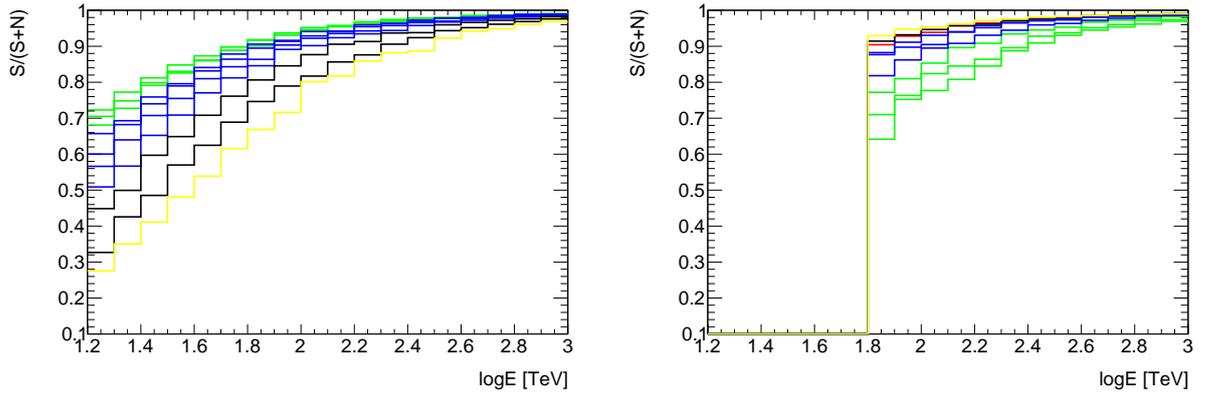


Рис. 2.27. Зависимость от энергии параметра сигналности для симулированных ливневых событий в реконструкции и критериям отбора высокоэнергичных событий со спектром астрофизических нейтрино E^{-2} . Слева: для восходящих направлений событий гистограммы по цвету от желтого (горизонтальные направления) до зеленого (вертикальные) соответствуют зенитным углам $90^\circ \div 180^\circ$ с шагом $\cos(\theta)=0,1$. Справа: то же для нисходящих событий с зенитными углами $90^\circ \div 0^\circ$.

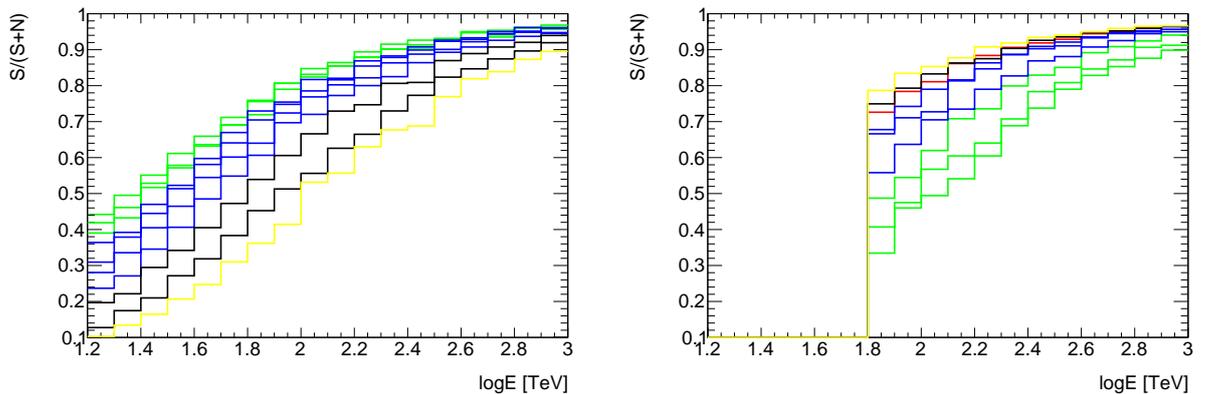


Рис. 2.28. То же, что на рис. 2.27, но для спектра астрофизических нейтрино $E^{-2,46}$.

вать астрофизическое событие возрастает с ростом энергии и тем лучше, чем более жесткий спектр сигнальных событий. Более того, в событиях с энергиями больше 100 ТэВ для восходящих направлений с большими зенитными углами значение сигналности превышает величину 0,90, и в таком случае зарегистрированное событие более вероятно астрофизическое, чем атмосферное. Для нисходящих событий вероятность выделить астрофизическое событие больше для околоризонтальных направлений событий. В предположении спектра нейтрино в источнике оценка вероятности астрофизического происхождения конкретного высокоэнергичного каскадного события определяется сплайн-интерполяцией приведенных гистограмм по энергии и зенитному углу, что используется в данном анализе. ± 10 градусов. В эту область попадает порядка 25% выделенных ливней. Для сравнения с недавним результатом IceCube по ливням от нейтрино, указывающим на выделенность плоскости Галактики как источника нейтринных событий [94], на рис. 2.29 (внизу) представлена общая карта с распределением каскадных событий Baikal-GVD и распределением плотности вероятности по оценкам IceCube своих каскадных событий. На сегодняшний день очевидной корреляции представленных распределений двух нейтринных экспериментов нет. При дальнейшем увеличении статистики высокоэнергичных каскадов Baikal-GVD такое сравнение будет точнее.

Очевидной особенностью в распределении ливней Baikal-GVD от нейтрино высоких энергий на рис. 2.29 является видимый триплет событий, с координатам в пределах полосы $\pm 10^\circ$ от галактической плоскости. Три каскада Baikal-GVD: GVD190216CA (398 ТэВ), GVD190604CA (129 ТэВ) и GVD2107161CA (110 ТэВ) (либо в альтернативном их обозначении [147], [28], GVD2018-1-656-N (398 ТэВ), GVD2019-2-153-N (129 ТэВ) и GVD2021-4-131-N (110 ТэВ)), имеют общие области пересечения кругов 90% д.у. неопределенности сигнального направления [31]. Два события в триплете, пришедшие в 2019 году, в общей области пересечения имеют весьма интересный

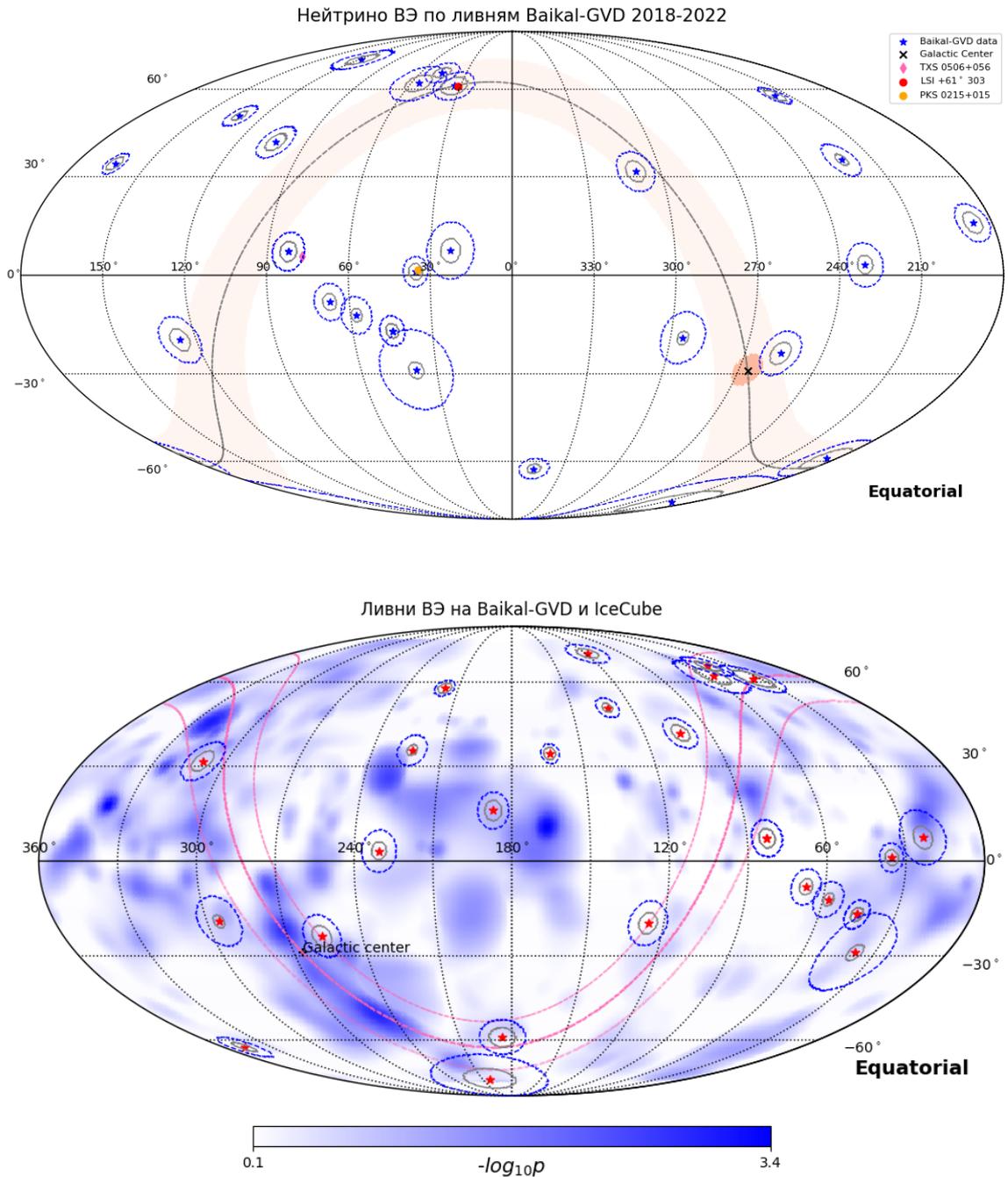


Рис. 2.29. Карта в экваториальной системе координат пространственного распределения 25 высокоэнергичных ливней Baikal-GVD на небесной сфере. Вверху: координаты отмечены синими звездочками с кругом неопределенности 50% (сплошная серая линия) и кругом 90% (синий пуктир). Внизу: координаты ливней Baikal-GVD отмечены красными звездочками на фоне распределения плотности вероятности ливней IceCube из статьи [94]. Линия галактической плоскости и ширина вокруг нее $\pm 10^\circ$ отмечены красным.

объект: микроквазар LSI+61°303, известный как яркий источник в диапазоне от радио и до гамма-излучения в области очень высоких энергий (свыше тераэлектронвольт) и представляет собой двойную систему с массивной звездой и компактным объектом, расположенную на расстоянии $2,6 \pm 0,3$ Кпк от Солнечной системы [155]. Координаты LSI+61°303 это RA= 40°,131917 и Dec= 61°,229333 (J2000.0). Компактный объект в бинарной системе LSI+61°303, скорее всего, является пульсаром [156], на что убедительно указывают пульсации с периодом $P=269$ мс ($> 20\sigma$), наблюдаемые телескопом FAST [157]. Известно о существовании лишь четырех подобных бинарных систем в нашей Галактике. Орбитальный период бинарных объектов микроквазара измерен - это 26,496 дней. С более длительным периодом ~ 1659 дней наблюдаются модуляции яркости вспышек во всех диапазонах энергий [159]. Сверхорбитальный период был предсказан в работе [158] как 1667 дней в адронной модели генерации потока нейтрино. С марта 2019 года и на протяжении 96 недель микроквазар LSI+61°303 находился в состоянии высокоэнергичного гамма-излучения, что связывают с его сверхорбитальной модуляцией [160]. В нейтринном триplete Baikal-GVD времена прихода двух первых каскадов соотносятся с интервалом высокоэнергичного гамма-излучения. Более позднее третье каскадное событие GVD210716CA в триplete в свой 90% круг неопределенности не включает источник LSI+61°303. Время этого события также вне интервала активности высокоэнергичного гамма-излучения данного микроквазара и другого галактического объекта, находящегося от микроквазара LSI+61°303 на малом угловом расстоянии, 25 мин 45,93 сек, — это Swift J0243,6+6124 с координатами RA= 40°,918437 и Dec= 61°,434377 (J2000). Этот объект известен как единственный пульсирующий ультра яркий рентгеновский источник (PULX), в нашей Галактике (2 – 6 Кпк) [161]. Пульсар был обнаружен телескопом Swift в 2017 году во время гигантского выброса энергии, порядка 10^{39} - 10^{41} эрг/сек. В момент максимума рентгеновского излучения наблюдался радио джет [162], что не

характерно для такой категории источников как магнетары. Период вращения центральной нейтронной звезды был определен как 9,86 сек [163], а период двойной системы - 28,3 дней [164]. Из доступных данных по измерению электромагнитного излучения LSI+61°303 и PULX нами проверялась возможность корреляции временного интервала изменения интенсивности потока со временем регистрации нейтринных событий в триплете Baikal-GVD. Оказалось, что время первого события GVD190216CA в феврале 2019 года приходится на окончание всплеска энергии от рентгеновского пульсара PULX, величина которого была в 6 раз слабее всплеска в 2017 году. Время второго события GVD190604CA в июне 2019 согласуется с временным интервалом увеличения интенсивности излучения микроквара LSI+61°303 по данным Swift/BAT, MAXI, HMXT и Fermi LAT [31]. Однако для вывода о связи событий триплета с рассмотренными потенциальными источниками имеющихся данных или качества данных в различных диапазонах электромагнитного излучения было не достаточно. Вероятность появления триплета в наборе высокоэнергичных 25 событий сезонов 2018-2021 года оценивалась в методе перемешивания времён прихода реальных данных относительно их распределения локальных координат, как представлено в работе [31]. Пуассоновская вероятность триплета оценивается как 2,4%, и тем самым, отклонение от гипотезы случайного совпадения порядка 2,26 сигма [147], [31] выделяет триплет Baikal-GVD как направление на потенциальный источник в данной области неба, но не доказывает его обнаружение. Интересно, что в анализе данных нейтринного телескопа IceCube за 7 лет наблюдений всего неба с 2008 по 2015 год [165] вычисленное направление максимальной плотности вероятности событий ("hot spot") в северной небесной полусфере имеет координаты RA=32,2° и Dec= 62,1° (J2000) с погрешностью меньше 0,5°. В пределах одного градуса эта точка совпадает с координатами второго каскада из триплета GVD190604CA, ближайшего к микроквару LSI+61°303. Отсутствие в дальнейших наблюдениях IceCube подтвержде-

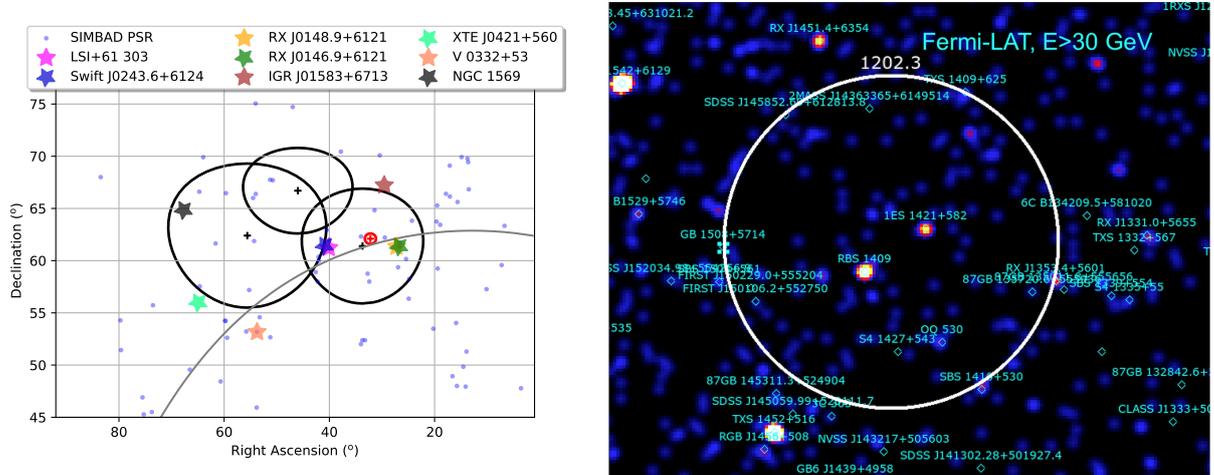


Рис. 2.30. Области неба в экваториальной системе координат с потенциальными источниками высокоэнергичных ливней Baikal-GVD из таблицы 2.1. Слева показаны: три каскадных события GVD190216CA, GVD190604CA и GVD2107161CA (черные плюсы) вблизи галактической плоскости (серая линия) с областью угловой неопределенности на 90% д.у. (круги) и ряд объектов вблизи них, известных как двойные системы большой массы (звездочки), включая микроквazar LSI+61 303 и галактический рентгеновский пульсар Swift J0243.6+6124. Пульсары из астрономического каталога SIMBAD - синие точки. Выделенное направление максимальной плотности вероятности трековых событий по данным IceCube за 2008-2015 годы [165] - красный плюс с областью угловой ошибки 90% (красный кружок). Справа: координаты пэвного каскадного события GVD190517CA в центре круга радиусом 5° на карте Fermi LAT с источниками гамма-излучения с энергией выше 30 ГэВ из каталога 4FGL.

ния выделенной области как "hot spot не исключает возможность вспышек нейтринного излучения от микроквара, как рассматривается в [166] для модели двойных систем. Обобщенная картина ближайших к нейтринному триплету Baikal-GVD активных источников приведена на левой панели рисунка 2.30.

Из приведенных нейтринных событий в таблицах 2.1 и 2.2 по энергии выделяются два: нисходящий каскад GVD190517CA с энергией выше 1,2 ПэВ и каскад GVD210418CA с энергией 224 ТэВ, как самое яркое событие с направлением из нижней полусферы и вблизи радиоблазара TXS 0506+056 [180]. Радио-блазар TXS 0506+056 с момента известного 290-тэвного нейтринного алерта IC170822A [168] рассматривается признанным источником нейтрино в мультиволновых исследованиях астрофизических источников [79]. Характеристики байкальского события GVD210418CA с направлением вблизи TXS 0506+056 подробно представлены в Главе 3 по слежению за мультиволновыми астрономическими оповещениями.

Первое пэвное байкальское событие GVD190517CA по своим координатам удалено от плоскости Галактики, и его внегалактическое происхождение наиболее вероятно. Среди потенциально возможных источников сверхвысоких энергий по каталогам [82], [170] вблизи этого события в радиусе трех градусов угловой ошибки (на 90% д.у.) есть яркие объекты 1ES 1421+582 и RBS 1409, как видно на рис. 2.30, где показана часть карты Fermi-LAT в экваториальных координатах с объектами излучения выше 30 ГэВ в круге радиуса 5 градусов от GVD190517CA. Эти объекты пока слабо изучены по спектральным характеристикам, для них не определена (z -) удаленность, но известно, что это АЯГ с жестким спектром гамма илучения. В обозначенном на карте круге можно также видеть радиоблазар OQ 530 (J2000 RA= 214, 94° и Dec= 54, 39°), самый яркий в оптике, удаленный от нашей Галактики на 608 Мпк ($z=0,152$) и идентифицированный в наблюдениях многих (порядка двадцати) астрономических обсерваторий. Квазар OQ 530

является одновременно сильно поляризованным и сильно мерцающим объектом: в оптике его диапазон составляет почти 6 звездных величин, при этом имеется суточная оптическая изменчивость. Однако возрастания потока или вспышки при высоких энергиях в электромагнитном излучении в момент времени пэвного нейтрино в опубликованных данных указанных источников не было. Помимо известных объектов по каталогам, в ассоциации GVD190517CA нами рассматривались транзиентные источники [169]: в частности, ядерный транзиент AT2019ehz (2019ATel12789) [176], зарегистрированный 23 апреля 2019 мониторами ZTF (Zwicky Transient Facility), и обнаруженный телескопом Gaia 29 апреля как вспышка в центре галактики SDSS J140941,88+552928,0 в квалификации события от приливных сил черной дыры в ее центре (TDE, tidal disruption event). Нейтринное событие GVD190517CA пришло на 25 дней позже вспышки транзиента, что в ряде моделей [172] соответствует времени роста потока нейтрино до максимума. В целом, по измерительным данным источников нет однозначности для идентификации происхождения пэвного нейтрино GVD190517CA.

Как обсуждалось выше, блазары являются доминирующими внегалактическими источниками среди астрофизических объектов гамма-излучения и особым подклассом квазаров, в самой общей модели которых релятивистская струя направлена на наблюдателя или очень близко к линии видимости наблюдателя. В радио и оптическом диапазонах излучение блазаров является поляризованным. Тем больший интерес представляют нейтринные события, приходящие с направлений вблизи радио-блазаров. С выделенными на Baikal-GVD ливнями от нейтрино высокоэнергичных энергий, выше 60 ТэВ, был проведен совместный анализ характерных кривых блеска активных ядер галактик по данным 600-метрового радиотелескопа РАТАН [173] и 40-метрового телескопа радиобсерватории долины Оуэнс (OVRO) [174] в их наблюдении АЯГ порядка десяти лет. Потенциальные радио-источники отбирались в круге 90% неопределенности направления на нейтринный сиг-

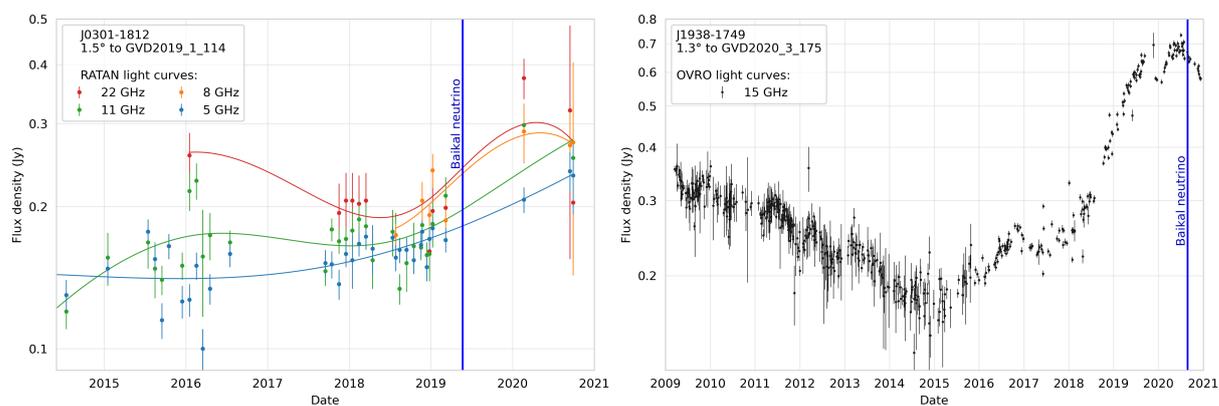


Рис. 2.31. Кривые блеска (плотность потока в Ян) радио-источников ближайших по координатам к нейтринным алертам Baikal-GVD по данным радио-телескопов и время алерта (синяя линия). Слева: каскадное событие GVD190523CA (или GVD2019-1-114 [147]) и данные РАТАН по источнику J0301-1812 на четырех частотах: 22 ГГц, 11 ГГц, 8 ГГц и 5 ГГц. Справа: каскадное событие GVD200826CA (или GVD2020-3-175 [147]) и данные обсерватории OVRO по радио-источнику J1938-1749 на частоте 15 ГГц.

нал с ограничением на частоту не менее 8 ГГц и с направленностью дже-та на наблюдателя [72]. Названия этих источников обозначены на карте распределения событий на верхней панели Рис. 2.29. Для двух радиоблазаров, ближайших к положению нейтринных событий Baikal-GVD (менее $1,5^\circ$), на рис. 2.31 показаны кривые блеска по данным РАТАН и данным OVRO и время нейтрино (синяя линия). Высота прихода событий относительно локального горизонта $\pm 20^\circ$: одно из нижней полусферы - каскад GVD190523CA (его альтернативное обозначение [147] с указанием года, номера кластера и номера рана GVD2019-1-114) с энергией 91 ТэВ и другое - нисходящий каскад GVD200826CA (или GVD2020-3-175 [147]) с энергией 110 ТэВ. Оба нейтринных события попадают на возрастающую часть кривых блеска радио-источников. Эта тенденция также отмечается для других нейтринных событий, что интересно проверить в дальнейшем на большей статистике высокоэнергичных нейтринных событий. Сравнительный ана-

лиз двадцати пяти высокоэнергичных каскадов Baikal-GVD с ближайшими к ним по угловому расстоянию активными радиоблазарами (не менее семи) свидетельствует о их доле не менее 30% как источников нейтрино в области ТэВ-ПэВ в диффузном нейтринном потоке, что является подтверждением такой оценки в работах [72], [73].

2.7. Выводы

Интенсивность черенковского излучения электромагнитных и адронных ливней пропорциональна их энергии. В случае электромагнитных ливней число черенковских фотонов пропорционально энергии ливня с коэффициентом пропорциональности порядка 10^8 фотонов/ТэВ. Это обстоятельство, наряду с высокой прозрачностью байкальской воды, позволяет вести поиск событий от нейтрино с энергией $E_{sh} > 10$ ТэВ в эффективном объеме (порядка $0,05 \text{ км}^3$) вокруг каждого кластера телескопа. Строительство телескопа Baikal-GVD из отдельных кластеров, функционирующих как независимые детекторы в режиме синхронизации времени между всеми кластерами, позволяет вести набор данных с самых первых сезонов запуска установки с последующим наращиванием общего рабочего объема до кубического километра. За период наблюдений 2018-2022 гг выделены первые 25 каскадных событий-кандидатов на нейтрино астрофизического происхождения по критериям, полученным на основе анализа моделированных событий, и с критериями подавления фона от атмосферных мюонов. Из распределения по энергии 11 выделенных восходящих каскадных событий следует вывод о наблюдении потока астрофизических нейтрино высоких энергий на уровне достоверности три сигма, что является первым подтверждением результатов наблюдения обсерваторией IceCube на Южном полюсе. По распределению энергии ливней из нижней полусферы с энергией выше 15 ТэВ и ожидаемого фона атмосферного происхождения был вычислен показатель одностепен-

ного энергетического спектра нейтрино диффузного потока с равновесным 1:1:1 отношением ароматов нейтрино, и его соответствие измерениям нейтринных телескопов IceCube и ANTARES на уровне достоверности 68% с учетом систематических ошибок. С учетом систематических погрешностей в результате численной подгонки измеренных данных в энергетическом спектре значение индекса $\gamma = -2,58_{-0,33}^{+0,27}$ и нормировка потока при энергии 100 ТэВ $\phi_{astro} = 3,04_{-1,21}^{+1,52}$. Для оценки вероятности ассоциации выделенных событий с астрофизическими источниками вычислены зависимости параметра сигналности от энергии и зенитного угла ливней. Среди двадцати пяти высокоэнергичных нейтринных событий Baikal-GVD около 50% имеют высокую вероятность астрофизического происхождения. В распределении на небесной сфере до 25% из них попадают в полосу $\pm 10^\circ$ относительно линии плоскости Галактики. Порядка 30% нейтринных событий пришли из области неба вблизи активных радиоблазаров, но для однозначной ассоциации с ними требуется дальнейшее наблюдение источника в электромагнитных диапазонах и на нейтринных телескопах.

Глава 3. Байкальский глубоководный нейтринный телескоп ВАИКАЛ-GVD в сети мультиканального поиска источников потока частиц высоких энергии

Идентификация возможных источников космических нейтрино высокой энергии может быть достигнута путем глобального и комбинированного анализа сигнальных астрофизических событий, регистрируемых в реальном времени различными телескопами на разных длинах волн и в разных диапазонах энергий. За прошедшие несколько лет значительный прогресс в наблюдательной астрономии и астрофизике достигнут в создании роботизированной сети телескопов, чьи автоматизированные системы обработки данных формируют оповещения (алерты) в реальном времени о регистрации астрофизического события с мощным энергетическим выбросом в спектре электромагнитного излучения в диапазоне от радио до гамма-излучения или в измерениях детекторов первичных частиц космических лучей и нейтрино высоких и сверхвысоких энергий. Алертные наблюдения телескопов координируются открытым сетевым ресурсом NASA, GCN (General Coordinates Network) [177]. Содружество (коллаборация) эксперимента Baikal-GVD участвует в международной мультимессенджер-программе с декабря 2018 [178], [171]. Обмен алертами дает возможность идентифицировать источник одновременно в разных каналах излучения, включая нейтрино, гамма-излучение и гравитационные волны, при отслеживании направления во временном окне ожидаемого сигнала от доли секунд до часов или дней в зависимости от модели предполагаемого процесса.

3.1. Автоматическая система сбора и обработки данных

Реализация и внедрение системы автоматического процесса обработки данных на Baikal-GVD во всей цепочке анализа данных от оцифрованной информации первичных сигналов ФЭУ в каждом сработавшем оптическом модуле до реконструкции направления и энергии отдельного события была осуществлена в 2021 году [28]. Дальнейшее совершенствование системы имеет целью сокращение времени задержки оповещения о кандидате на астрофизическое нейтрино до секунд по сравнению с уровнем 3 минуты в настоящее время [179]. Сопоставление измеренного нейтринного события на телескопе Baikal-GVD с данными, поступающими с гравитационно-волновых детекторов и одновременно в оптическом, рентгеновском, гамма-диапазонах имеет большую научную ценность. Для первичной обработки, реконструкции событий и дальнейшего анализа данных Baikal-GVD разработано специализированное программное обеспечение BARS (Baikal Analysis and Reconstruction Software) [184]. Оно состоит из двух программных пакетов. Первый из них - это набор C++ программ, написанный в единой программной среде на базе ROOT [185], и выполняющий задачи обработки данных, зависящих друг от друга в том смысле, что выходные данные одной программы используются в качестве входных данных другими программами. Второй из них - это набор программ, написанный на Python на базе пакета Luigi [186], который занимается запуском C++ программ в нужной последовательности и отслеживанием их исполнения. В течение осени 2020 года Байкальский телескоп Baikal-GVD впервые вышел на режим онлайн анализа первичных данных [178]. Обработка внешнего оповещения и формирование собственного оповещения о высокоэнергичном нейтрино осуществляется в результате реконструкции событий после завершения последовательной цепочки передачи данных от подводного телескопа на берег по оптоволоконному кабелю, в г. Байкальск по радио-каналу (300 Мб/сек)

и, далее, по каналу Internet в центр обработки и хранения данных ОИЯИ (Дубна). Объем передаваемой информации в день порядка 40 ГБ. Задержка передачи данных с Берегового Центра до сервера в ОИЯИ составляет меньше минуты. На данный момент полностью реализованы и эксплуатируются два режима обработки информации. В так называемом "порановом" режиме обработки информации старт обработки наступает при получении всех файлов сеанса набора данных. Длительность обработки сеанса и, соответственно, задержка формирования оповещения о событии с заданными характеристиками, зависит от числа файлов в сеансе (который в свою очередь зависит от уровня фонового свечения озера) и, как правило, составляет 3–5 часов. С уменьшенной задержкой между реальным временем события и доступностью обработанных данных разработан так называемый "пофайловый" режим работы, когда обработка начинается сразу же, как отдельный файл сеанса появился на основном хранилище данных. Как правило, временной интервал с момента формирования файла на Береговом центре и до появления его в хранилище данных составляет менее одной минуты. Обработка одного файла занимает несколько минут.

Организация хранилища исходных данных Baikal-GVD, их прием и управление данными осуществляется современными системами управления базами данных (СУБД), использующих язык программирования структурированных запросов (SQL), таких как высокопроизводительная база данных InfluxDB [187] и более масштабная и эффективная система MariaDB [188]. Возможности этих баз позволяют использовать их для приема в режиме реального времени сигнальных оповещений (алертов) от различных обсерваторий, объединенных международной системой GCN. Помимо этого, через распределённую роботизированную систему-посредник Kafka [177] на Baikal-GVD принимаются алерты IGWN гравитационно-волновых обсерваторий LIGO, Virgo, KAGRA в соответствии их формату [189].

Отслеживание нейтринных оповещений в реальном времени. В обработке данных в реальном времени первая задача – это иметь корректную информацию позиционной системы по координатам оптических модулей в реальных условиях глубоководных течений и фонового уровня свечения озера. В режиме быстрой пофайловой обработки используется стационарная геометрия фотоприемников кластера, и пропускается автоматическая проверка качества мониторируемых данных (DQM), будучи медленной процедурой. После передачи всей информации за 12 часов набора ("ран") в обработке применяется динамическая геометрия, получаемая по акустическим данным телескопа, а первичные данные проверяются в DQM анализе. Тем самым, на этой стадии выделенные в онлайн реконструкции события корректируются или исключаются. Как представлено в Главе 2, нейтринные события восстанавливаются по каскадной и трековой модам. Оповещение о кандидате на нейтринное событие астрофизического происхождения ("алерт") формируется по трем категориям:

- (а) восходящие ливни с энергией $E_{sh} > 40$ ТэВ и числом $N_{hit} > 11$;
- (б) нисходящие ливни с энергией $E_{sh} > 100$ ТэВ и числом $N_{hit} > 19$;
- (в) восходящие треки с вероятной энергией $E_{\mu} > 30$ ТэВ и числом $N_{hit} > 7$;

Критерии выделения ливней высоких энергий приведены в Главе 2. В онлайн отборе они такие же. В отслеживании внешних алертов порог по энергии снижен до нескольких ТэВ [178], при этом процедура подгонки наилучших параметров продолжает совершенствоваться как по ливням, так и по мюонным трекам. Выбранный формат для оповещений был взят нами в стандарте формата GCN алертов, включающий в лист обязательных параметров: время события, то есть дату и универсальное время; склонение и восхождение; оценку энергии; оценки углового разрешения; сигнальность (как определено в Главе 2); частоту фоновых событий за год; значимость в нулевой гипотезе. В оповещениях участникам коллаборации Baikal-GVD формат расширен информацией о кластере, условиях фона и измерениях

в локальной системе координат. К настоящему времени все алерты Baikal-GVD проверяются офф-лайн и затем публикуются. Автоматическая отправка нейтринных алертов Baikal-GVD готовится по протоколу GCN системы. Для быстрых сообщений используется такой ресурс как The Astronomers's Telegram ("ATel"). Так, в фазе активности радиоблазара PKS0735+178 в декабре 2021 года и ассоциации с ним нейтринного оповещения от IceCube [190] на Baikal-GVD был выделен алерт, анализ которого приведен далее, и его данные опубликованы в сообщении ATel15122 [191].

В пакет программ по восстановлению направления прихода событий включены коды астрономических библиотек ASTERICS-RoAst (C++) [193] и SLALIB (Fortran) [194], что позволяет сохранить точность в вычислении астрономических величин и координат в сферических системах. Для визуализации события на карте небесной сферы и быстрого доступа к каталогам астрофизических объектов, известных активностью в электромагнитном излучении, используется ряд приложений в программной среде Python, как `astropy`, `numpy` и `matplotlib`.

Поиск корреляции между нейтринными алертами действующих телескопов представляет наибольший интерес в теме отслеживания внешних оповещений на Baikal-GVD. На телескопе ANTARES алертный триггер формировала автоматическая система TAToO (Telescopes-Antares Target of Opportunity) [195] с реализованной в реальном времени реконструкцией направления траекторий мюонов от взаимодействия нейтрино в воде с точностью до $0,5^\circ$ для энергий выше нескольких ТэВ. Коллаборация Baikal-GVD получала оповещения ANTARES с декабря 2018 года [171]. В случае телескопа IceCube его информацию в онлайн принимает автоматизированная сеть AMON [196] и при восстановлении мюонной траектории с оценкой энергии выше сотни ТэВ передает алерт в циркуляр оповещений астрономических событий GCN [177]. Прием нейтринных алертов от IceCube телескопом Baikal-GVD по каналу GCN начался с августа 2020 с режиме квази-онлайн

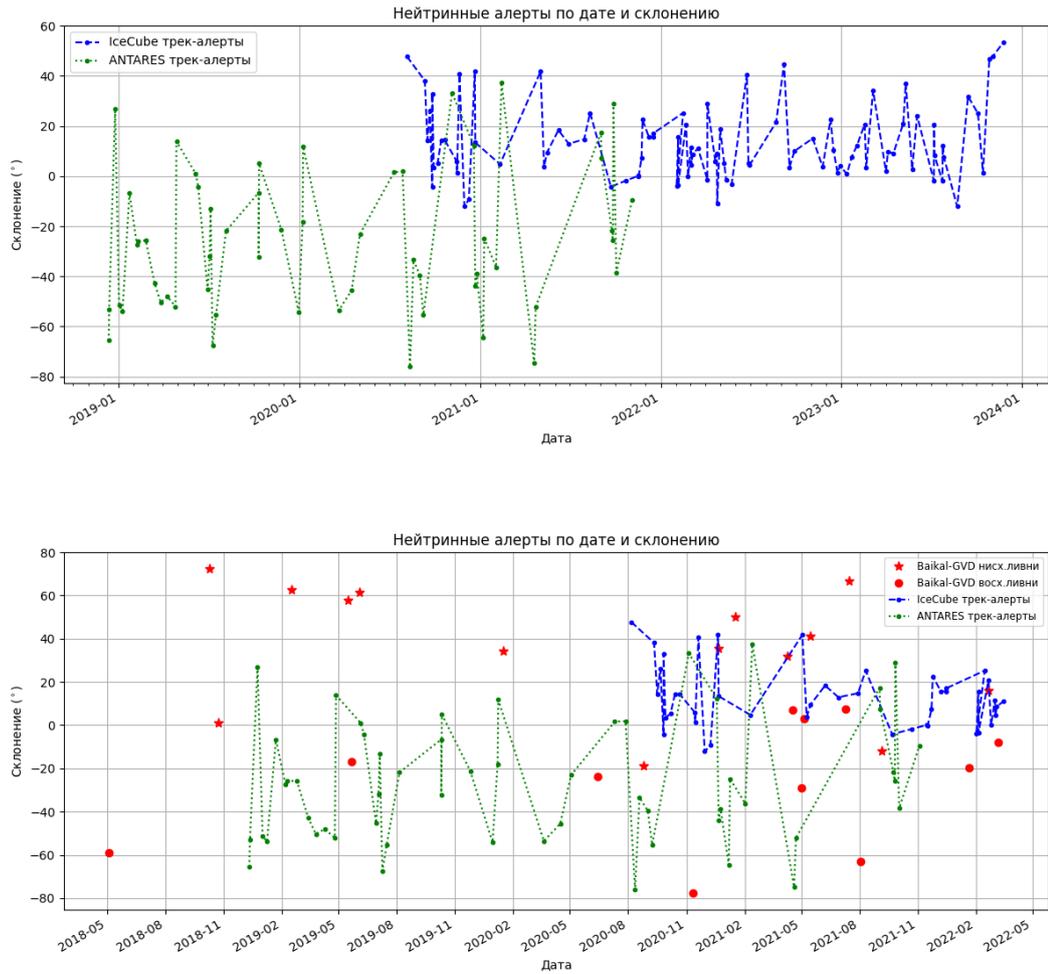


Рис. 3.1. Вверху: История слежения нейтринных алертов на Baikal-GVD, принятых от ANTARES (зеленый пунктир) и IceCube (синий), на шкале времени. Внизу: Нейтринные алерты Baikal-GVD (красные символы), ANTARES (зеленый пунктир) и IceCube (синий) на шкале времени.

обработки данных [178]. Анализ включал обе моды реконструкции событий на каждом кластере Baikal-GVD для интервалов времени относительно сигнала ± 500 секунд, ± 1 час и ± 1 сутки и углового расстояния до алерта в пределах $\psi < 5^\circ$, что соответствовало медианному значению углового разрешения ливней с энергией выше 1 ТэВ. В поиске событий на совпадение с алертами отбирались события, удовлетворяющие критериям качества ливня или трека с множественностью сработавших оптических модулей $N_{\text{hit}} > 7$ и

энергией выше ТэВ. История отслеживания нейтрино по триггеру телескопа ANTARES и по GCN/AMON алерту телескопа IceCube представлена на рис. 3.1 (верхняя панель), где алерты от ANTARES - зеленые точки, алерты IceCube - синие. Нейтринные алерты этих экспериментов это трековые события мюонных нейтрино с восходящими направлениями относительно горизонтов видимости телескопа. На графике указаны соответствующие алертам значения склонений и время прихода. Для сравнения, на рис. 3.1 (нижняя панель) приведены первые 25 нейтринных алертов Baikal-GVD (отмечены красным цветом), выделенные по ливням высоких энергий, как представлено в Главе 2, в двух категориях поиска: по всему небу из табл. 2.1 (звездочки) и с восходящими направлениями (точки) из табл. 2.2. Повышение частоты алертов на Baikal-GVD со временем связано с увеличением числа кластеров в эффективном объеме телескопа в течение сезонов 2018–2021. Также видно, что в корреляции направлений с алертами IceCube более вероятны нисходящие ливни Baikal-GVD.

3.1.1. Приём и анализ нейтринных оповещений от телескопа ANTARES

Нейтринные алерты ANTARES отслеживались на Baikal-GVD до остановки набора данных телескопом ANTARES в феврале 2022 года. Прием оповещений осуществлялся через компьютерный обмен Клиент-Сервер в режиме онлайн регистрации триггерного события робототизированной системы TAToO. Описание скрипта запроса Клиента и описание формата получаемой информации приведены в Приложении Б. Нейтринные алерты ANTARES - это трековые события реконструкции мюонного нейтрино, приходящие из нижней полусферы Земли. Критерии выделения нейтринного кандидата из фона атмосферных мюонов по ранее выработанным критериям уменьшили число онлайн событий до частоты миллигерц. В алерт-

ной системе TAToO были определены четыре категории триггера нейтринных событий, для которых вероятность внеатмосферного происхождения повышена [198]: (1) оценка вероятной энергии $\langle E \rangle$ больше 5 ТэВ; (2) $\langle E \rangle$ больше 30 ТэВ; (3) угловое расстояние менее $0,4^\circ$ на источник из каталога GWGC [197] локальных галактик, кандидатов генерации гравитационно-волновых событий; (4) два и более нейтрино во временном интервале менее 15 минут и на угловом расстоянии менее 3° .

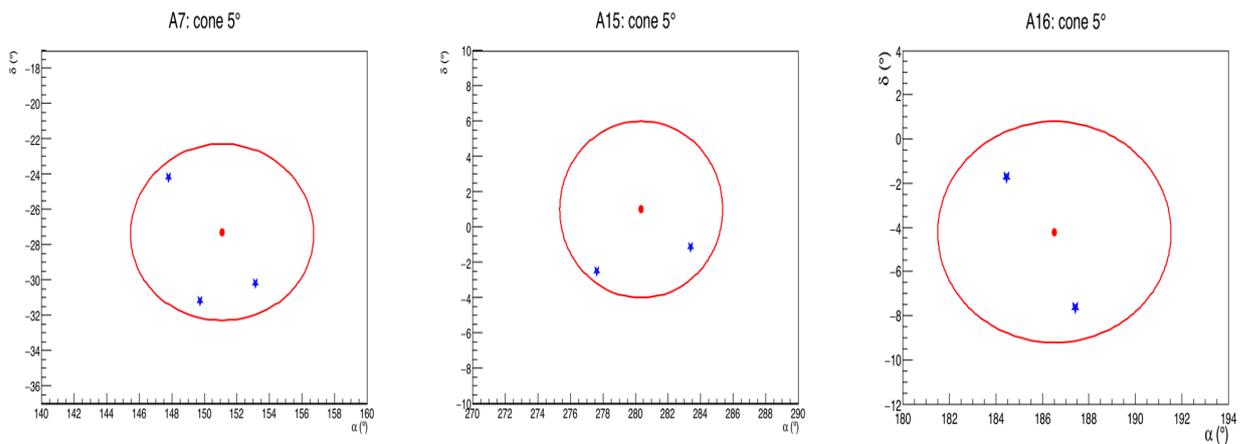


Рис. 3.2. В экваториальных координатах: алерты ANTARES (красные точки) и каскады Baikal-GVD (синие звездочки) во временном окне ± 1 день и в конусе с угловым радиусом 5° .

Прямого совпадения с алертами по времени и по направлению за все время наблюдений обнаружено не было. Тем не менее, для трех алертов в 2019 году были выделены повторяющиеся каскады во временном интервале ± 1 день. Значения зенитных углов этих алертов меньше 120 градусов, и реконструкция событий на Baikal-GVD по трековой моде исключала кандидаты на нейтрино в конусе поиска по условиям фильтров фона [171]. Направления выделенных алертов A7, A15 и A16 (название по порядковому номеру принятых алертов от ANTARES) приведены в круге радиусом 5° на Рис. 3.2, в размер которого попадают реконструированные ливни Baikal-GVD за время одни сутки и одно в интервале час. Суточные траек-

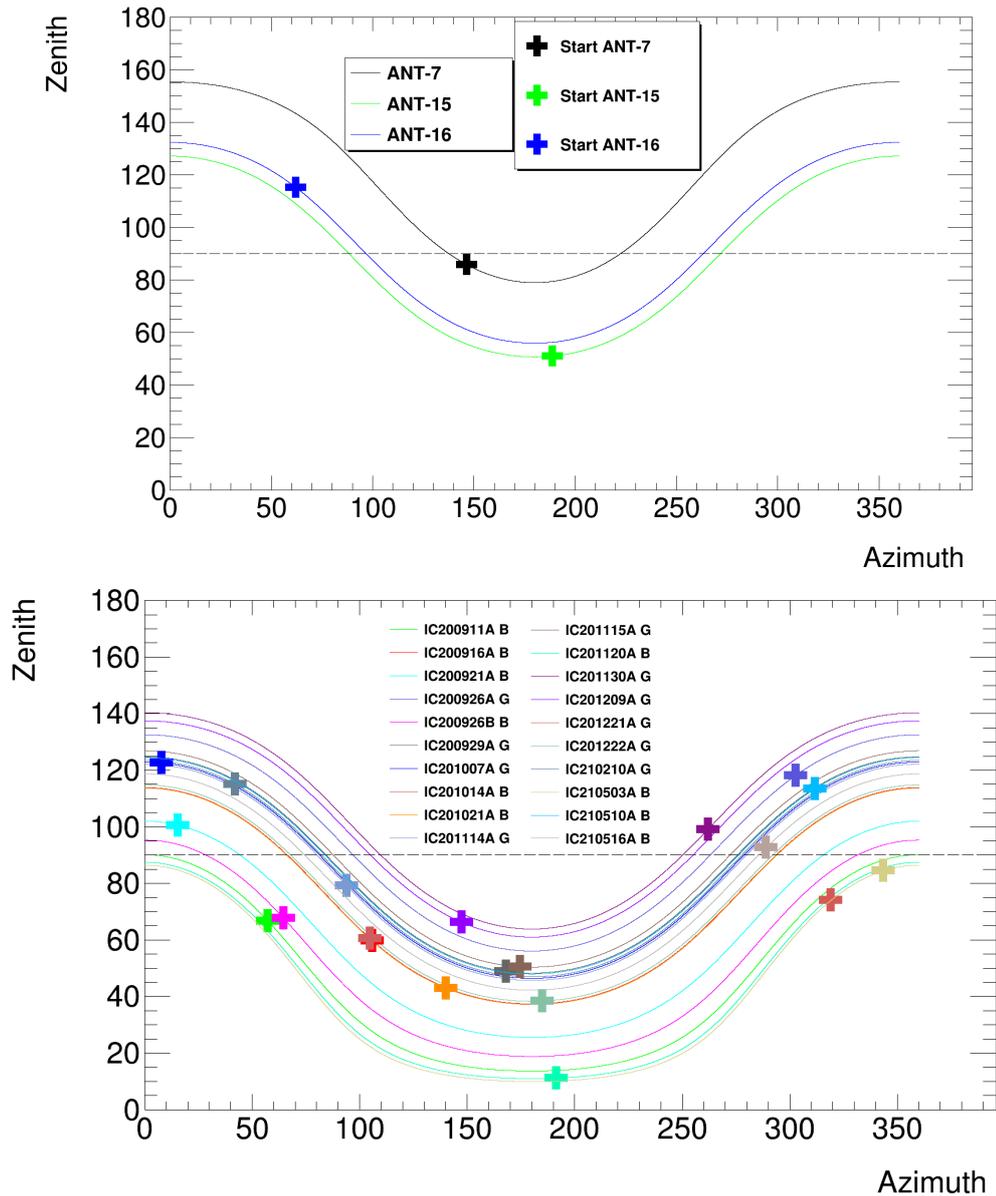


Рис. 3.3. Суточные траектории алертов от нейтринных телескопов ANTARES (вверху: три выбранных события в 2019 году) и IceCube (внизу: "астротреки" 2020 года) в локальных координатах телескопа Baikal-GVD. Линия горизонта 90° (пунктир). Над горизонтом события с $Zenith < 90^\circ$.

траектории видимости этих трех направлений в локальных координатах Baikal-GVD показаны на рис. 3.3 (вверху). Положения алертов отмечены цветными крестиками: выше линии горизонта (зеленый), ниже (синий) и вблизи горизонта (черный). В выделенных ливнях в круге 5 градусов для алертов A15 и A16 оценка по энергии порядка 3–4 ТэВ, для алерта A7 энергии вос-

становленных ливней сильно различаются: 2,9 ТэВ, 13,5 ТэВ и 158,0 ТэВ. Значимость событий анализировались в предположении нулевой гипотезы. Ожидаемый фон был вычислен процедурой смешивания данных по восхождению в реальных событиях в их реконструкции за 2019 и 2018 годы и полное живое время наблюдения одним кластером 690 дней. Полученные соотношения числа измеренных и фоновых событий: 14/14,64 (A7); 32/37,23 (A15); 37/31,21 (A16). Во временном окне ± 1 день и в конусе совпадений 5° вероятности отклонения гипотезы только фоновых событий в каждом случае получились порядка 3 сигмы: $3,1\sigma$, $2,6\sigma$ и $2,7\sigma$. Дальнейший анализ проводился совместно с участниками коллаборации ANTARES в методике "слепого" анализа и симуляции фона методом МК, в результате которого были получены верхние пределы на 90% д.у. на поток нейтрино нисходящих (каскадов) и восходящих (треков) направлений в интервале значений 2 – 6 ГэВ/см² [199].

3.1.2. Приём и анализ оповещений о нейтрино высоких энергий от телескопа IceCube

Нейтринные алерты от IceCube отслеживаются и анализируются на Baikal-GVD по настоящее время с августа 2020 года [178]. Они классифицируются как "астротреки", представляя собой восходящие мюоны, обнаруженные в режиме реального времени, с оценками вероятной энергии выше 100 ТэВ и с хорошей точностью восстановления направления в двух категориях: около $0,5^\circ$ (категория "Gold") с оценкой вероятности их внеатмосферного происхождения как 50% и до $2,5^\circ$ ("Bronze") с вероятностью сигнала $\sim 30\%$ [200]. На Baikal-GVD потоки нейтрино от источников северного неба наблюдаются в большинстве случаев как нисходящие или вблизи горизонта с зенитными углами менее 120° , что иллюстрируется суточными траекториями на Рис. 3.3 (внизу) с обозначением фиксированных координат алертов

IceCube (крестики; Gold и Bronze). Соответственно, в направлении алертов от IceCube на Baikal-GVD восстановление ливневых событий эффективнее трековых, но фон в обоих случаях зависит от временного окна относительно оповещения. В онлайн поиске совпадений событий мы использовали только каскадный режим реконструкции. Для поиска корреляций с алертом в конусе 5° были установлены два временных интервала продолжительностью ± 1 час и ± 12 часов.

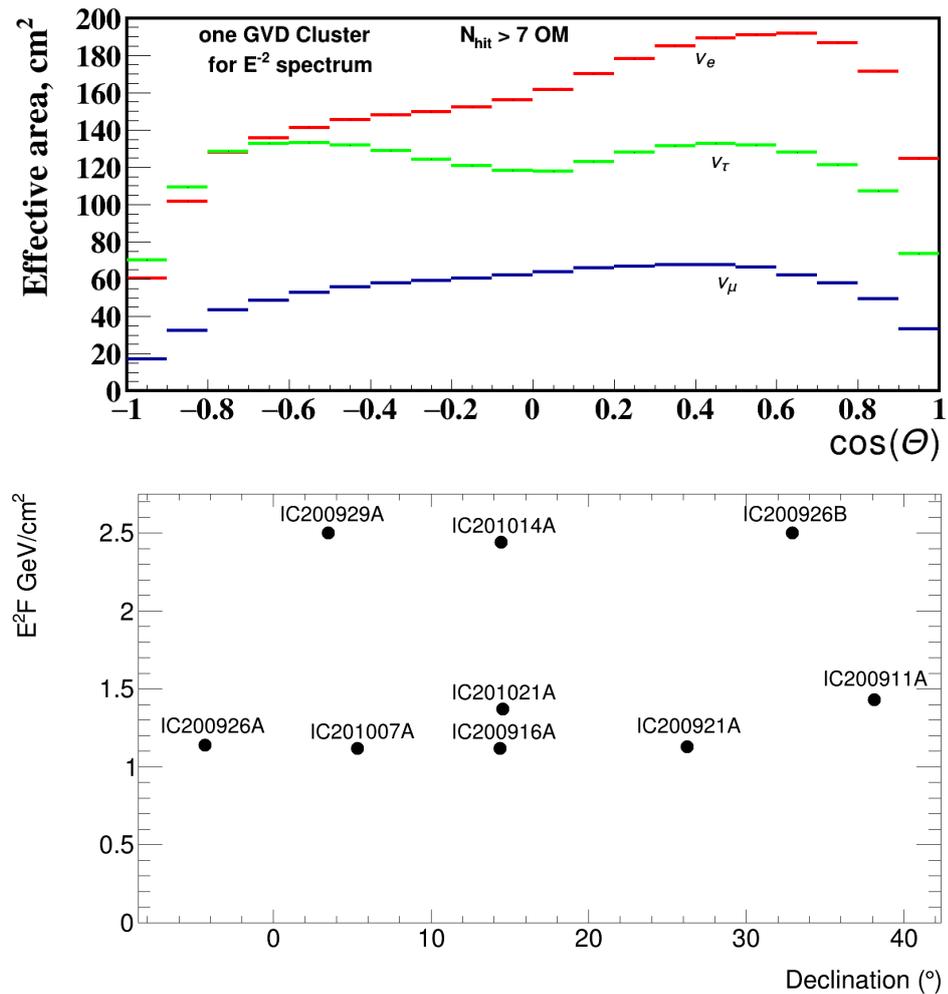


Рис. 3.4. Вверху: Эффективная площадь одного кластера Baikal-GVD в регистрации ливней от астрофизических нейтрино со спектром E^{-2} , для трех ароматов нейтрино. Внизу: Верхние пределы на 90% д.у. на потоки нейтрино $E^2 \cdot F(E)$ со спектром в источнике E^{-2} в направлении нейтринных алертов IceCube в зависимости от склонения алерта.

Таблица 3.1

Верхние пределы на 90% д.у. на потоки нейтрино $E^2 \cdot F(E)$ со спектром в источнике E^{-2} в направлении нейтринных алертов IceCube.

Алерт	Событие	Тип	Энергия,	Высота,	N_{obs}	N_{bg}	Уровень	Предел $E^2 \cdot F(E)$
	GCN		ТэВ	градусы	± 12 ч	в сутки	значимости	ТэВ см^{-2}
IC200911A	28411	Bronze	110.79	23.2 ^(o)	-	0.33	-	1.43x10 ⁻³
IC200916A	28433	Bronze	110.48	30.3 ^(o)	-	0.29	-	1.12x10 ⁻³
IC200921A	28468	Bronze	117.17	-10.6 ^(o)	-	0.36	-	1.13x10 ⁻³
IC200926A	28504	Gold	670.50	-28.2 ^(o)	-	0.19	-	1.14x10 ⁻³
IC200926B	28509	Bronze	121.42	22.3 ^(o)	1	0.39	0.32	2.5x10 ⁻³
IC200929A	28532	Gold	182.89	41.1 ^(o)	1	0.35	0.29	2.5x10 ⁻³
IC201007A	28575	Gold	682.65	-32.5 ^(o)	-	0.25	-	1.12x10 ⁻³
IC201014A	28616	Bronze	146.93	29.5 ^(o)	1	0.44	0.36	2.44x10 ⁻³
IC201021A	28715	Bronze	105.27	47.1 ^(o)	-	0.37	-	1.37x10 ⁻³

Для первого десятка принятых на Baikal-GVD алертов от IceCube был сделан полный анализ с определением фона и верхних пределов на 90% д.у. на поток астрофизических нейтрино со спектром E^{-2} с равной долей ароматов нейтрино в общем потоке (как обсуждается в Главе 2). Характеристики алертных событий и полученные результаты приведены в Таблице 3.1. Во временном интервале ± 1 час относительно времени каждого алерта и в конусе 5° вокруг них выделенных событий не было. Для временного интервала ± 12 часов для некоторых из алертов в конусе поиска было по одному событию. Основным источником фоновых событий в данном анализе являются группы атмосферных мюонов и каскады, генерируемые атмосферными мюонами высоких энергий. Уровень ожидаемого фона в конусе 5° во временном окне ± 12 часов варьируется от 0,29 до 0,45 событий. Тем самым, статистически значимого превышения количества наблюдаемых событий над ожидаемым фоном нет. В соответствии со статистикой Фельдмана и Казинса [201] при нулевом числе измеренных событий в конусе на источник, предельное значение числа ожидаемых событий на 90% д.у. составляет $n_{90\%} = 2,44$, а в случае наблюдения одного события, $n_{90\%} = 4,36$. Для установления верхних пределов на поток астрофизических нейтрино от потенциальных источников с координатами алертов вычисляется эффективная площадь для этих направлений (как представлено в Главе 1). На Рис. 3.4 (вверху) показана зависимость от косинуса зенитного угла эффективных площадей регистрации изотропных потоков нейтрино трех ароматов в окрестности Земли, усредненных по спектру E^{-2} в диапазоне энергий 1 ТэВ - 10 ПэВ, с учетом ослабления потоков нейтрино в Земле. Из отношения $n_{90\%}$ и эффективной площади регистрации нейтрино, в направлении каждого алерта были получены ограничения на 90% д.у. на поток нейтрино одного типа $F(E)$ в единицах измерения $\text{ТэВ}^{-1}\text{см}^{-2}$ со спектром E^{-2} в предположении о равной доле типов нейтрино в полном потоке, как представлено в Таблице 3.1. Установленный уровень ограничений $1,5 \div 2,5 \text{ ГэВ}/\text{см}^2$ в диапазоне энергий

1 ТэВ – 10 ПэВ не сильно зависит от склонения приходящего алерта, как иллюстрируется на графике Рис. 3.4 (внизу).

3.2. Нейтринный алерт GVD211208CA и активность радио блазара PKS0735+178

Единственное на сегодняшний день совпадение нейтринных событий высокой энергии, наблюдаемых двумя телескопами в один день и в одном направлении в пределах точности измерений, было зарегистрировано 8 декабря 2021 года. Коллаборация IceCube сообщила об обнаружении события IceCube211208A [190] (его номер в каталоге GCN 31191), которое с высокой вероятностью (сигнальность 50,2%) могло объясняться астрофизическим нейтрино с расчетной энергией 172 ТэВ. Непосредственно на границе 90-процентной области вероятности локализации события IceCube находится известный радио- и гамма-блазар PKS 0735+178. В электромагнитном излучении в это время блазар был активен: наблюдалась сильная вспышка в гамма-лучах (ATel 15099), рентгеновских лучах (ATel 15102, 15108, 15109), оптическом (ATel 15098, 15100) и радио (ATel 15099) диапазонах. Дополнительных сообщений о нейтринных алертах от IceCube или от ANTARES (ATel 15106) из области источника не было. В эксперименте Baikal-GVD, как в быстрой обработке данных, так и в проверке офф-лайн, в реконструкции ливней было выделено нисходящее нейтринное событие GVD211208CA с энергией 43 ТэВ в "коротком" временном окне (3,95 ч) от алерта, с координатами восхождения $119,44^\circ$ и склонения $18,00^\circ$, то есть на угловом расстоянии $4,68^\circ$ от блазара PKS 0735+178 и в $5,30^\circ$ от наиболее вероятного направления IceCube211208A. От коллаборации Baikal-GVD было отправлено оповещение в The Astronomers's telegram, (Atel 15112).

Величина угловой ошибки ливневого события была получена с помощью моделирования методом Монте-Карло для условий данного каскадного

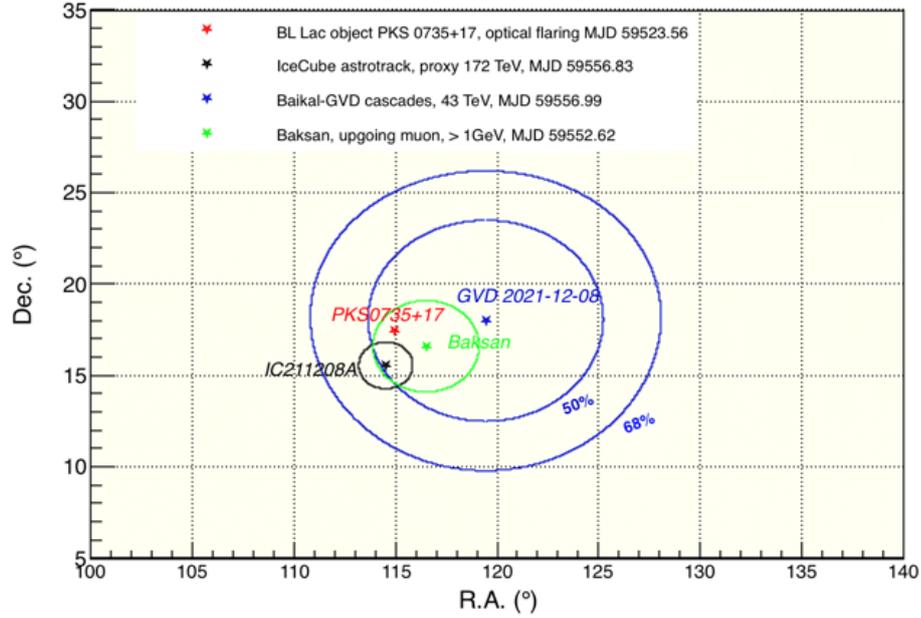


Рис. 3.5. Высокоэнергичное ливневое событие GVD211208CA, выделенное на Baikal-GVD, с направлением близким к радиоблазару PKS 0735+178 в период его активности в декабре 2021г.

события и его реконструкции на отдельном кластере (по методике в главе 2) и определена как $5,5^\circ$ на 50% д.у. и $8,1^\circ$ на 68% д.у. Из экспериментальных данных по выделенным каскадным событиям за все время наблюдений была получена оценка ожидаемого числа событий 0,0044 за интервал 24 часа на угловом расстоянии от блазара $5,5^\circ$, что при наблюдаемом одном событии в статистике Пуассона соответствует значимости случайного совпадения $2,85\sigma$. С учетом, что до прихода алерта нами проверялись еще 40 направлений алертов IceCube, то этот фактор снижает значимость (пост-триал) до 1,5 сигма. В течение последующих дней после алерта IceCube211208A появились дополнительные сообщения о нейтринных событиях: мюонные нейтрино на Баксанском телескопе (БПСТ, порог 1 ГэВ, ATel 15143) за несколько дней до алерта – 4 декабря, и на строящемся большом телескопе KM3NeT/ARCA (энергия ~ 18 ТэВ, ATel 15290) через несколько дней после алерта – 15 декабря. Общая карта с нейтринными алертами в экваториаль-

ных координатах вблизи радиоблазара показана на Рис. 3.5. В наблюдениях астрономов и радио-астрономов блазар PKS 0735+178 имеет историю в несколько десятилетий [202], где наблюдались вспышки до 5 Ян на сантиметровых длинах волн, что делает его одним из самых ярких известных радиоблазаров и вероятным источником нейтрино [72], [73]. Структуру блазара и модель его вспышечной активности могут прояснить новые данные мониторинга радио обсерваторий, как РАТАН САО РАН [203]. Потенциал радиоблазара PKS 0735+178, как источника четырех нейтрино, что были зарегистрированы в декабре 2021 г, исследовался в недавней статье [204] с точки зрения корреляции с гамма-излучением, и заключением о большей её вероятности в случае потока нейтрино с энергией выше 100 ТэВ.

Для уточнения статистической значимости события GVD211208CA относительно фона, мы сделали оценку с функцией максимального правдоподобия (метод подробно описан в главе 4) в интегральном по времени подходе. В минимизации функционала в небинном методе, оценка значимости получилась порядка 1,13 сигма [192]. Таким образом, событие GVD211208CA, имеет низкую сигнальность. Однако отслеживание нейтринных алертов от радиоблазара PKS 0735+178 относится к приоритетному в поиске потенциальных источников.

3.3. Нейтринный алерт GVD210418CA и радио блазар TXS 0506+056

С 2017 года экспериментально идентифицированным источником нейтрино рассматривается лишь один радиоблазар – TXS 0506+056. Нейтринный алерт IC170922A [168], зарегистрированный телескопом IceCube 22 сентября 2017 года как мюонное нейтрино с наиболее вероятным значением энергии 290 ТэВ, ассоциировался с локализацией блазара TXS 0506+056 на уровне 3 сигма. По алерту IC170922A наземные и спутниковые установки,

регистрирующие электромагнитное излучение, отследили активность этого радиоблазара: максимальное возрастание интенсивности было подтверждено в гамма, рентгене, оптическом, инфракрасном спектрах [79] и позднее в радио диапазоне [175]. Анализ данных по блазару не закончен до настоящего времени в определении всей картины ускорения частиц внутри джета: доминирующих там процессов генерации нейтрино и гамма-излучения, структуры джета или возможной прецессии двух джетов для объяснения обнаруженной в данных IceCube возрастания числа нейтрино от блазара в период 2014-2015 гг (превышение над фоном $\sim 3, 5\sigma$) при его низкой светимости в потоке гамма-излучения. Вопросы обсуждаются в большом числе публикаций различных исследовательских групп (например, в [205], [206]), где в том числе анализируются данные по радиоблазарам.

В сезоне 2017 года рабочий объем телескопа Baikal-GVD соответствовал примерно объему телескопа ANTARES. На карте Рис. 3.6 в системе экваториальных координат показаны линии горизонта телескопов Baikal-GVD (красная линия и область, заштрихованная красным, под горизонтом) и ANTARES (синяя линия) в момент алерта IC170922A и положение блазара TXS 0506+056 (синяя точка) и область алертного сигнала с неопределенностью 90% (синий кружок). Видно, что источник сигнала для Baikal-GVD находится выше горизонта и, тем самым, в анализе можно использовать лишь нисходящие события по восстановлению ливней от взаимодействия любого из трех ароматов нейтрино в воде с применением критериев подавления фона от атмосферных мюонов (по методике в Главе 2). Также показана линия горизонта ANTARES, где анализ делался по трековым восходящим событиям, кандидатам на мюонные нейтрино [207]. Оба телескопа сигнального события не выделили. Как показано на рис. 3.6 (справа), в распределении каскадных событий Baikal-GVD относительно направления на блазар TXS 0506+056 нет событий ближе, чем 20° в интервале ± 1 сутки относительно времени алерта IC170922A.

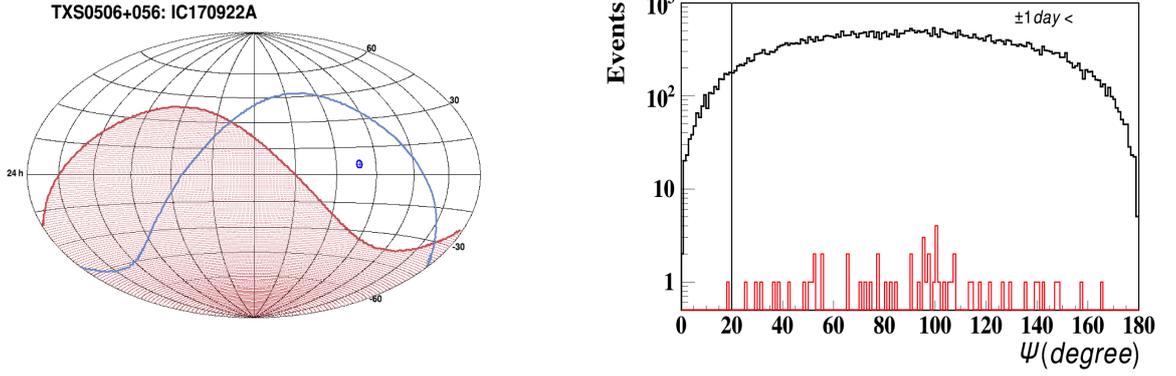


Рис. 3.6. Слева: Экваториальные координаты. Линии горизонта телескопов Baikal-GVD (красная линия и область, заштрихованная красным, под горизонтом) и ANTARES (синия линия) в момент алерта IC170922A и положение блазара TXS 0506+056 (синия точка) и область алертного сигнала с неопределенностью 90% (синий кружок). Справа: Распределение угловых расстояний каскадных событий Baikal-GVD в направлении источника TXS 0505+056 в течение интервала времени ± 1 сутки относительно времени алерта IC170922A телескопа IceCube.

За все время сезонов наблюдений 2018-2022 на Baikal-GVD было выделено одно восходящее каскадное событие с энергией выше двухсот ТэВ, как можно видеть в табл. 2.1. Высокоэнергичный ливень GVD210418CA с энергией 224 ± 75 ТэВ и числом сработавших модулей $N_{hit} = 24$ был зарегистрирован 18 апреля 2021 года, его точное время по юлианской дате $MJD = 59322,94855324$. Координаты ливня, его восхождение $82,4^\circ$ и склонение $7,1^\circ$, указывали на близкое расположение к радиоблазару TXS 0506+056. Для выделенного каскадного события GVD210418CA, при заданных значениях энергии, числа сработавших модулей и зенитного угла, оценка вероятности его атмосферного происхождения из симуляции методом МК, получена как $P_{atm} = 0,0033$ [182], тем самым, отклонение нулевой гипотезы на уровне трех сигма. В предположении источника астрофизического нейтрино со спектром $E^{-2,46}$ сигналность события соответствует 97,1%. Для сравне-

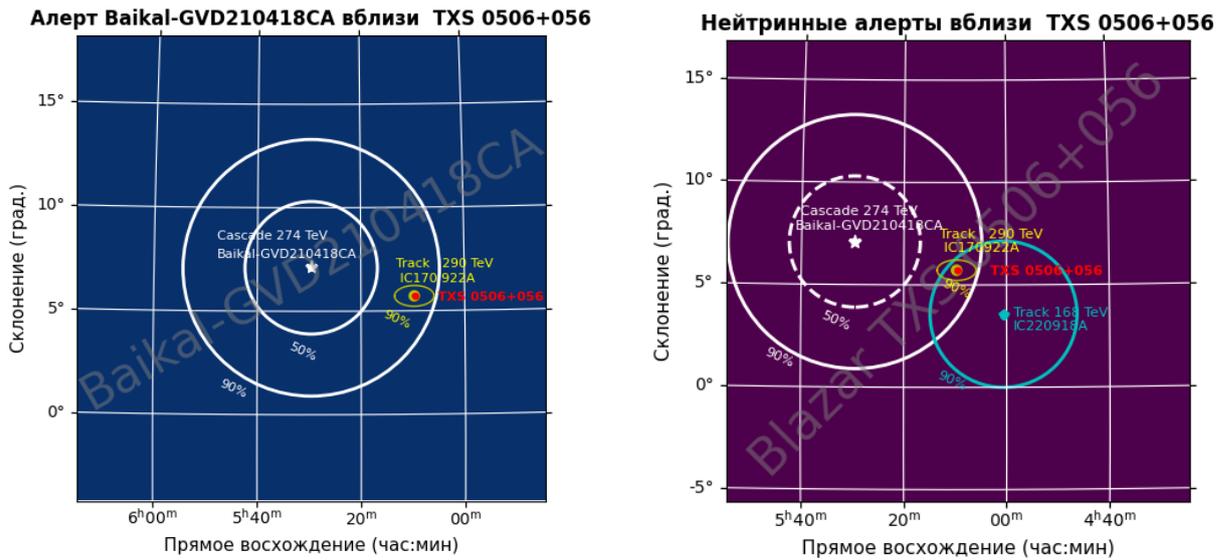


Рис. 3.7. Высокоэнергичное ливневое событие GVD210418CA, выделенное на Baikal-GVD, с направлением вблизи радиоблазара TXS 0506+056.

ния, сигнальность нейтринного алерта IC170922A оценивалась только как 56,5%. Полученные из симуляции значения углового разрешения события — $3,4^\circ$ (50% д.у.) и $6,2^\circ$ (90% д.у.) [182], при этом в контур неопределенности 90% попадают блазар TXS 0506+056 и наиболее вероятная локализация нейтринного алерта IC170922A, как показано на картах на Рис. 3.7. На правом графике добавлен новый алерт телескопа IceCube, зарегистрированный в 2022 году, IC220918A с энергией 168 ТэВ и сигнальностью 41,8%. В отличие от первого алерта IC170922A, алерт IC220918A категории "Bronze" и его неопределенность направления больше, но в область ошибки 90% ($\sim 3,5^\circ$) источник попадает. В интерпретации зарегистрированного байкальского высокоэнергичного нейтрино GVD210418CA, с его высокой вероятностью отклонения нулевой гипотезы и высокой сигнальностью, как указание на сигнал от радиоблазара TXS 0506+056 были проверены данные по его электромагнитной активности [30], в частности по кривым блеска гамма телескопа FERMI-LAT и радио обсерватории RATAN-600. На рис. 6 статьи [30] показаны гамма- и радио- активности источника в сравнении с приходом

нейтринных алертов. В гамма-излучении в момент события GVD210418CA нет возрастания интенсивности. Его отсутствие ограничивает предпочтение гипотезы одновременной генерации нейтрино и гамма-излучения. При этом время прихода нейтрино GVD210418CA попадает на возрастающую часть радио вспышки на частоте 11 ГГц, хотя ее амплитуда много меньше предшествующей в 2020 году. Наконец, сделанные оценки потока нейтрино от TXS 0506+056 для спектров E^{-2} и $E^{-2,5}$ на Baikal-GVD, с регистрацией единственного события с энергией выше 200 ТэВ за все время наблюдения, по порядку величины в единицах $10^{-14} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ [30] не противоречат результатам телескопа IceCube по алерту 2017 года и потоку гамма излучения в измерениях Fermi-LAT [79]. Возможности повторных нейтринных алертов от радиоблазара TXS 0506+056 рассматриваются в теоретических работах, как например в [208], где период выброса плазмы от центральной черной дыры порядка $4 \div 5$ лет. Можно заключить, что TXS 0506+056 безусловно в приоритете отслеживания нейтринного астрофизического сигнала.

3.4. Гравитационно-волновое событие GW170817A

В астрофизических объектах, известных как двойные системы, предсказывается распространение гравитационной волны от слияния двух гравитационно связанных компактных объектов: двух нейтронных звёзд, или нейтронной звезды и черной дыры порядка звездной массы, или двух гравитационно связанных черных дыр. При этом возникающие мощные ударные волны ускоряют релятивистские протоны и электроны в джете до высоких и сверхвысоких энергий. Во взаимодействии протонов с окружающим фотонным газом, в адронном процессе $p\gamma$, генерируются заряженные и нейтральные пионы, в распаде которых рождаются, соответственно, нейтрино и фотоны высоких энергий с примерно одинаковой величиной потока. Таким образом, гравитационно-волновой сигнал может сопровождаться гамма

вспышкой с энергиями выше десятков ГэВ и потоком нейтрино в диапазоне энергий выше десятков ТэВ. Формирование сопутствующего электромагнитного импульса предсказывается в явлении слияния в двойных системах с нейтронными звездами, что косвенно подтверждается наблюдением коротких гамма всплесков (Gamma Ray Burst, GRB), длительностью порядка секунды.

Отсутствие в наблюдениях сопровождающего электромагнитного излучения во время гравитационно-волнового события не исключает присутствия нейтринного сигнала. В области слияния компактных объектов плотность вещества может оказаться достаточной для затухания фотонного потока, но прозрачной для прохождения нейтрино. При энергии 1 ТэВ пробег до взаимодействия нейтрино 10^{10} г/см², тогда как для фотона – ~ 100 г/см². Генерация нейтрино также возможна в лептонном канале, в процессах ($e\gamma$), с генерацией только заряженных пионов и лептонов, то есть без образования фотонного потока с энергиями в ТэВ диапазоне. В двойных системах из двух гравитационно связанных черных дыр от их слияния сопутствующего электромагнитного излучения не ожидается, но его появление возможно в среде с плотностью порядка величины плотности в диске активного ядра галактики [209].

Первый гравитационно-волновой сигнал был зарегистрирован в 2015 году обсерваториями LIGO и Virgo (LVC) [210], [211] в прямом детектировании лазерными интерферометрами явления слияния двух черных дыр в двойной системе, известного как событие GW150914. С него начались серии измерений LVC гравитационных волн, и развитие самого актуального направления в современной многоканальной астрофизике [212]: отслеживание сопутствующего электромагнитного излучения от источника катастрофических явлений и возможной его ассоциации с происходящим ускорением частиц до энергий, измеренных в потоках астрофизических нейтрино и в потоках КЛ сверхвысоких энергий.

Известным гравитационно-волновым сигналом в серии измерений LVC (O1-O3) за 2015-2020 гг является событие GW170817, как единственный пример гравитационного события с наблюдением сопровождающего электромагнитного излучения, возникновение которого предсказывалось для двойных системах от слияния нейтронных звезд (НЗ). На Baikal-GVD видимость галактики NGC4993, где произошло слияние НЗ, соответствовала подгоризонтальному направлению, как показано на рис. 3.8.

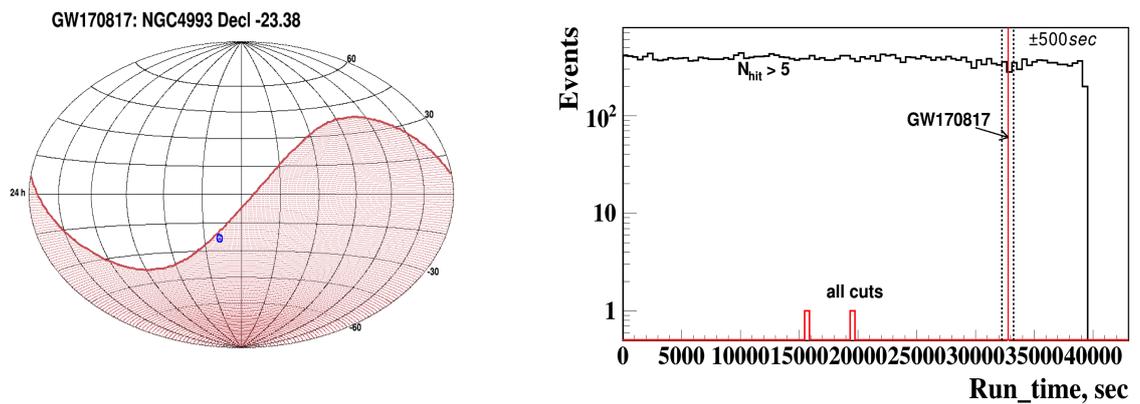


Рис. 3.8. Карта в экваториальной системе координат. Слева: Линия горизонта нейтринного телескопа Baikal-GVD в момент времени гравитационно-волнового события GW170817 и положение галактики NGC4993. Справа: Временное распределение событий в течение сеанса набора данных, содержащего временное окно ± 500 сек вокруг GW событий. Черная гистограмма соответствует всем событиям, удовлетворяющим начальным условиям отбора. Красная гистограмма соответствует событиям, удовлетворяющим всем критериям отбора событий.

Гравитационная волна GW170817 сопровождалась гамма-вспышкой GRB170817A продолжительностью 1,7 секунд, зарегистрированной телескопами FERMI [213] и INTEGRAL [214] от источника в галактике NGC 4993, спустя 2 секунды от времени GW170817. Излучение от него наблюдалось во всем спектре от рентгеновского до инфракрасного диапазона на других орбитальных телескопах и наземных установках в течение нескольких дней.

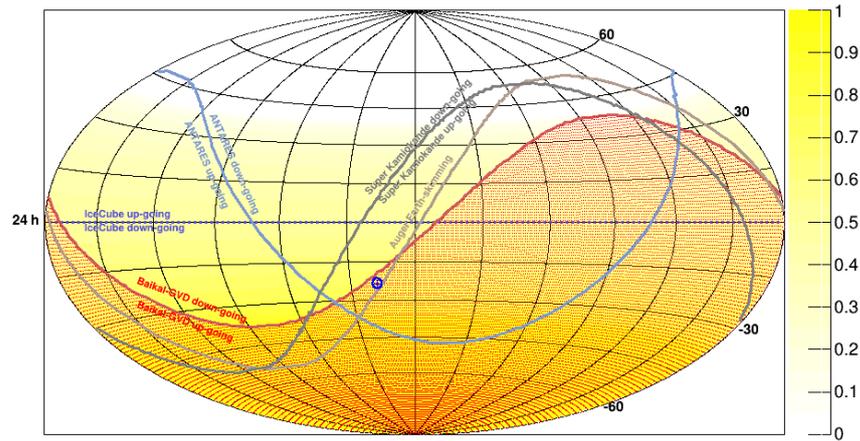


Рис. 3.9. Расположение источника NGC 4993 (точка) и линии горизонта отделяющие события от нейтрино сверху и снизу для IceCube, ANTARES, Super-Kamiokande and Baikal-GVD в момент события от гравитационной волны в экваториальных координатах. Зенитный угол источника в момент прихода гравитационной волны составлял 73.8° для ANTARES, 66.6° для IceCube, 108° для SK и 93.3° для Baikal-GVD.

В то же время на действующих нейтринных телескопах, в том числе и на двух работавших в 2017 году кластерах Baikal-GVD, корреляций с событием GW170817 и вспышкой GRB170817A не обнаружено [183].

Вспышка была классифицирована как килонова [215], где гамма-излучение возникает от распада тяжелых радиоактивных элементов, образовавшихся в нуклеосинтезе (r -процесс), и частично поглощается материалом оболочки, из-за чего излучение наблюдается во всем спектре от рентгеновского до инфракрасного диапазона. Измеренное расстояние до источника сигнала в галактике NGC 4393 составило 41 Мпк, что не столь характерно для наблюдаемых двойных систем с нейтронными звездами (более 100 Мпк). При этом величина интенсивности гамма-вспышки GRB170817A оценивалась как необычно низкая, на уровне светимости темных карликовых

галактик в архиве данных FERMI [213], что возможно из-за большого угла обзора струи релятивистских фотонов.

Для Baikal-GVD на момент регистрации GW170817 зенитный угол NGC 4993 составлял $93,3^\circ$ (см. рис. 3.8 слева и рис. 3.9). Поскольку обработка данных проводилась в фиксированных временных интервалах, ± 500 сек и 14 суток от времени регистрации гравитационной волны, и были известны координаты источника, ожидаемый фон от атмосферных мюонов и нейтрино ниже, чем при обычной обработке данных. Это позволило применить к восстановленным событиям более мягкие критерии отбора для выделения нейтринных событий в каскадной моде реконструкции. В окне ± 500 секунд было выделено 731 событие, с условиями на количество засвеченных модулей больше 5. После процедуры реконструкции и применения критериев отбора осталось два события. Однако они не совпали по направлению с NGC 4993. На рис. 3.8 справа приводится временное распределение событий, удовлетворяющих начальным условиям отбора, а также события, удовлетворяющие всем критериям отбора зарегистрированных в течение сеанса набора данных длительностью 39347 сек, который содержит временной интервал 500 сек вокруг GW170817. Среднее число ожидаемых фоновых событий от атмосферных мюонов составляет 0,05 событий во временном окне наблюдения. Верхний предел на поток рассчитывался в соответствии эффективной площади в растворе угла $4,5^\circ$, как медианного значения углового разрешения направления, для спектра E^{-2} и одного аромата нейтрино в предположении об их равной доле в потоке. В диапазоне энергий от 5 ТэВ до 10 ПэВ для временного окна ± 500 секунд верхний предел на 90% доверительном уровне на плотность нейтринного потока (флюэнс) со спектром E^{-2} составил $5,2 \cdot (E/\text{ГэВ})^{-2} \text{ГэВ}^{-1} \text{см}^{-2}$. Для поиска нейтрино от источника, ассоциированного с гравитационной волной во временном интервале 14 дней после гравитационного события, было использовано более жесткое ограничение на число сработавших оптических модулей – $N_{hit} > 7$.

В расчете экспозиции учитывается, что зенитный угол источника в локальных координатах телескопа в течение суток изменяется в диапазоне от 74° до 150° . В данном анализе для временного окна 14 суток от времени регистрации гравитационной волны также не были зарегистрированы события, совпадающие с источником гравитационной волны. Получен верхний предел на поток нейтрино со спектром E^{-2} в том же диапазоне энергий, что и для временного окна ± 500 сек, который составил $9 \cdot (E/\text{ГэВ})^{-2} \text{ГэВ}^{-1} \text{см}^{-2}$.

Верхние ограничения на 90% д.у. на флюэнс нейтрино были получены на телескопах IceCube, ANTARES, Pier Auger [216] и SuperKamiokande [217]. На рис. 3.9 показаны линии горизонта видимости источника NGC 4993 соответствующих телескопов в момент гравитационно-волнового сигнала GW170817A. Как видно из рис. 3.10, достигнутая чувствительность телескопа Baikal-GVD в композиции двух кластеров выше полученных пределов на нейтринных телескопах ANTARES и IceCube к нейтринному потоку от источника в галактике NGC 4993 в указанных диапазонах энергий и в соответствующих интервалах времени наблюдений, ± 500 сек от вспышки и 14 дней после вспышки. В настоящее время, с апреля 2024 года Baikal-GVD включает тринадцать кластеров, увеличив примерно в семь раз эффективный объем детектирования нейтрино (до $0,7 \text{ км}^3$) и чувствительность к нейтринным потокам от источников Северного неба в области энергий выше ста ТэВ.

В составленных по трем сериям измерений O1-O3 (2015-2020 годы) на LVC каталогах гравитационных событий с классификацией объектов двойных систем [218] были выделены несколько кандидатов на слияние двойных систем с нейтронными звездами. Однако в них не было сопутствующих сигналов в электромагнитной части спектра, и не выявлено ассоциированных нейтрино в анализе данных телескопов [219], [220], [221]. В новой серии измерений, O4, (с конца апреля 2023 года) участвуют три гравитационные антенны: технически улучшенные лазерные установки обсерваторий LIGO и

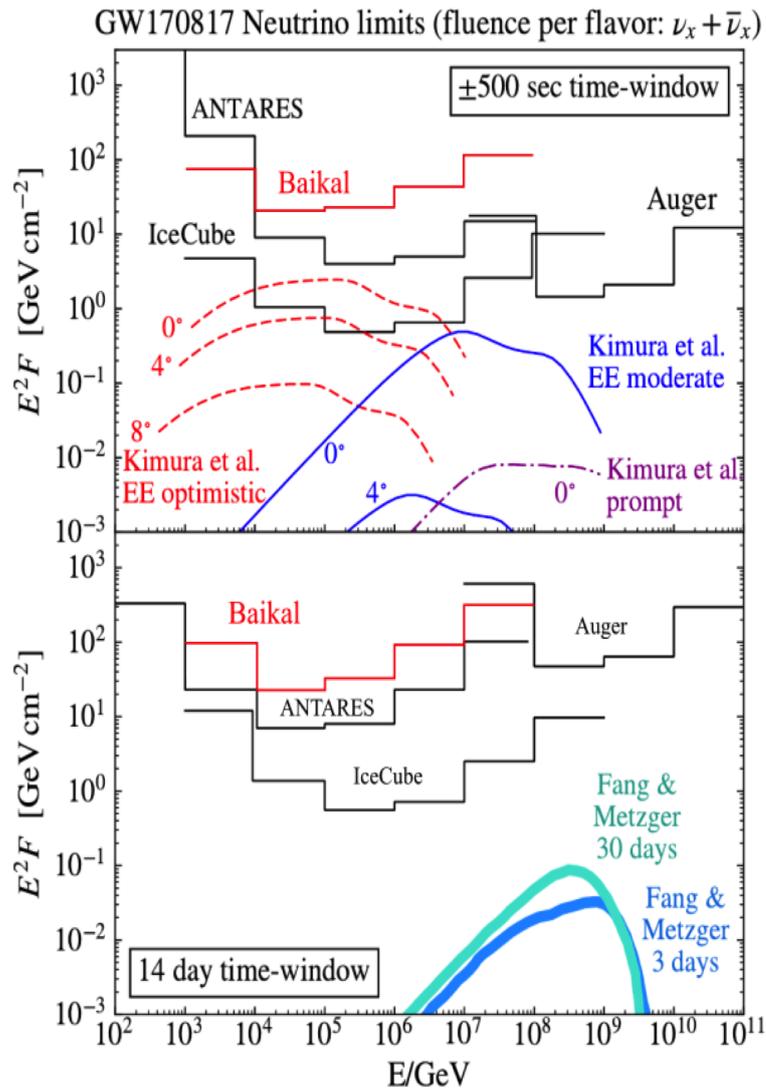


Рис. 3.10. Верхний предел по данным телескопа Baikal-GVD (на уровне достоверности 90%) на поток нейтрино от GW170817 во временном окне ± 500 секунд вокруг гравитационного события (сверху) и в течение 14 суток после гравитационного события (снизу). Также показаны результаты других телескопов и оценки на поток в моделях излучения нейтрино.

Virgo, и новый комплекс лазерного интерферометра обсерватории KAGRA. Ожидаемая ими частота гравитационно-волновых сигналов порядка ста в год [189]. Оповещение о гравитационно-волновом сигнале (IGWN) рассылается через клиентский сервер Kafka. Реализованная система автоматического процесса обработки данных в эксперименте Baikal-GVD позволяет обработать IGWN алерты в режиме реального времени [179].

3.5. Выводы

Благодаря достигнутому на Baikal-GVD уровню автоматизированной обработки данных с минимальной задержкой ~ 3 минуты относительно времени регистрации события, на телескопе впервые был реализован режим онлайн-анализа и слежения внешних алертов в реальном времени на регулярной основе. При отсутствии совпадений с алертами IceCube по направлению и времени регистрации восстановленных событий на Baikal-GVD были получены предельные значения потоков астрофизических нейтрино в направлении потенциальных источников северной небесной полусферы. В отслеженных на Baikal-GVD нейтринных алертах от ANTARES в трех случаях были выявлены повторяющиеся совпадения с каскадными событиями на Baikal-GVD, однако дополнительный "слепой" анализ показал согласие с гипотезой фона, где большая доля атмосферных мюонов. Частота собственных алертов, нейтрино высоких энергий, с увеличением эффективного объема Baikal-GVD повышается, что дает основания ожидать обнаружения в реальном времени сигнала от мультиволнового источника. Первым подобным событием стал алерт GVD с энергией 43 ТэВ в направлении радиоблазара PKS0735+178 в период его электромагнитной активности и в корреляции с нейтринным алертом IceCube. Другим значимым событием является обнаружение алерта с энергией выше 200 ТэВ и сигнальностью 97,1% в направлении радиоблазара TXS0506+056, известного первого источника в идентификации нейтринного алерта IceCube. Полученный на Baikal-GVD в составе двух кластеров результат поиска нейтрино, ассоциированных с гравитационно-волновым событием GW170817, впервые показал его уровень чувствительности и потенциал в поиске источников гравитационного сигнала от двойных систем. В настоящее время алерты гравитационно-волновых обсерваторий LVK принимаются на Baikal-GVD в режиме онлайн.

Глава 4. Темная материя в астрофизических объектах

"Вселенная в целом может оказаться микроскопической частицей. Микроскопическая частица может содержать в себе целую Вселенную ... и иерархия бесконечно разнообразных форм материи как бы замыкается на себя."

М.А.Марков. О природе материи [33].

В данной Главе представлены результаты анализа по поиску сигнала от холодной темной материи по измерениям потока мюонных нейтрино на Байкальском глубоководном нейтринном телескопе НТ200, с низким по энергии порогом регистрации 10 ГэВ. Проведенный анализ стал продолжением предыдущей работы автора по этой теме на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе (БПСТ) [37], [222] но уже в рамках обновленных представлений, сложившихся за последние двадцать лет в области физики элементарных частиц, после ряда фундаментальных открытий и новых экспериментальных данных, а также с модификацией способов оценки предельных значений параметров моделей темной материи в методе "непрямого" детектирования [223], [35], [225], [224].

Совокупность наблюдаемых явлений в ближнем и дальнем космосе указывает на существование необычных форм материи и энергии, заполняющих Вселенную на 95%. Первые выводы о присутствии в галактиках и их скоплениях темного вещества в значительно большей массовой доле, чем приходится на обычное барионное вещество, были сделаны Ф.Цвикки в его работах тридцатых годов прошлого века по наблюдениям больших скоплений галактик [34]. Гипотеза скрытой массы в виде неизлучающего вещества следовала из оценки массы по теореме вириала и по светимости. В проводимых дальнейших космологических экспериментах были установлены

фундаментальные свойства Вселенной в видимой ее части и наблюдаемой иерархической структуры - это расширение Вселенной, ускорение расширения, однородность и изотропность. Скорость динамического расширения характеризуется параметром Хаббла H , который не является константой, а меняется со временем как t^{-1} , так что радиус Хаббла H^{-1} определяет временную шкалу расширения, а постоянная Хаббла, $H_0 \equiv \dot{R}(t_0)/R(t_0)$, - величину ее скорости. Из линейной "зависимости Хаббла", связывающей величину красного смещения и радиус светимости объекта, оценивается значение H_0 . Современное значение постоянной Хаббла определяется с точностью до параметра h как $H_0 = 100h$ км с $^{-1}$ Мпк $^{-1}$, где пределы изменения параметра: $0,4 < h < 1$, из чего следует неопределенность в оценке возраста t_0 Вселенной: от 10 до 20 миллиардов лет. На сегодняшний день из данных измерения угловых флуктуаций космического микроволнового фона (Cosmic Microwave Background, CMB) и барионных акустических осцилляций (BAO), наиболее вероятное значение параметра h установлено как $0,674 \pm 0,005$ [43].

Фундаментальной величиной, определяющей эволюцию Вселенной является её полная плотность энергии всех форм материи, ρ_{tot} . Согласно космологическим данным и существующими теоретическими аргументами (в обзоре [226]) величина ρ_{tot} близка к критической плотности энергии $\rho_c = 3H_0^2/(8\pi \cdot G) = 1,88h^2 \cdot 10^{-29}$ г/см 3 , где G - гравитационная константа, и величина $\Omega_{tot} = \rho_{tot}/\rho_c$ близка к единице:

$$\Omega_{tot} = 1,006 \pm 0,006, \quad (4.1)$$

согласуясь с общим предсказанием инфляционных моделей. Такой результат получен главным образом на основе анализа спектра угловых флуктуаций микроволнового фона.

Скрытая масса проявляет себя гравитационно по данным измерения скоростей вращения галактик на удаленных от центральных областей рас-

стояниях в десятки килопарсек и на гораздо более дальних окраинах галактик доступных измерению (открытие Веры Рубин); в измерении отклонения света при его прохождении через галактические скопления до наблюдателя (открытие “линзирования” А.Энштейна), а также точные измерения космологических параметров плотности вещества и энергии космическими телескопами, измеряющими высокочастотный фон реликтовых фотонов (от COBE до WMAP и PLANCK). Подтверждениями присутствия темной материи являются наблюдаемое гравитационное удержание горячего газа в больших галактических скоплениях, что требует гравитационного потенциала в несколько раз большего, чем по оценке видимого вещества, а также примерно в три раза большее число наблюдаемых галактических кластеров при $z \sim 1$, чем ожидаемое по оценке эволюции образования галактических скоплений как функции красного смещения. Прямое доказательство существования темной материи было получено сравнительно недавно из наблюдения редкого явления (впервые в 2006 году по данным телескопов Chandra и Hubble): когда скопление галактик возникает при столкновении и слиянии двух скоплений. Используя метод линзирования при восстановлении картины распределения масс и сравнивая изображения галактик в рентгеновском и оптическом диапазоне длин волн, было получено, что основная масса в галактиках распространилась без столкновения, подтверждая наличие скрытой массы, не проявляющей себя в излучении или поглощении света. В наши дни количественная оценка плотности вещества во Вселенной определяется с беспрецедентной точностью благодаря экспериментам по измерению анизотропии реликтового излучения [227], [228], гравитационного линзирования [230], [229], динамики галактик и их скоплений [231].

Оценка плотности излучения Ω_{lum} в излучающей астрономической системе определяется по измерениям отношения масса-свет, $Y = M/L$. Так, для солнечной системы $\Omega_{lum} = 0,003 \cdot h^{-1} = 0,003 - 0,007$ [232]. Если предположить, что Солнечная система является типичной, то полное количество

вещества в звездах, в звездной пыли и газе оказывается далеко от критического значения. Количество вещества в скоплениях галактик в масштабе расстояний 10-30 Мпк дает вклад 0,1 - 0,3 от критической плотности. В наиболее вероятной (стандартной) космологической модели Λ CDM, в предположении модели плоской Вселенной, кинематические и динамические методы определения количества вещества обнаруживают, что излучающее вещество составляет лишь малую часть от критической плотности (меньше 0,01). Доля неизлучающего (темного) вещества превосходит вклад излучающей материи почти в десять раз. Динамические измерения не исключают некластерную и, возможно, равномерно распределенную компоненту, которая и дает основной вклад в плотность. В гравитационном потенциале темное вещество доминирует на разных космических масштабах: от крошечных карликовых галактик до больших спиральных галактик, как наша, и до самых больших расстояний, какие только доступны для измерений в наблюдательной астрономии. Информация о гравитационных эффектах скрытой массы должна также рассматриваться в совокупности с ограничениями на барионное содержание Вселенной, полученными из согласования модели первичного нуклеосинтеза и современного количества гелия, дейтерия и лития. По совокупности данных космологическая плотность барионной компоненты вещества соответствует $\Omega_b h^2 \simeq 0,022$, и в полной космологической плотности доля барионов примерно 5%: $\Omega_b \simeq 0,05$, при том что в ней присутствует неизлучающая компонента. Результаты поиска барионной темной материи на сегодняшний день вполне определенно показывают, что массивные компактные объекты с массой порядка масс коричневых карликов дают вклад в плотность гало Галактики по величине такой же, как излучающий диск. Из комбинированного анализа измерений в космологии и астрономии следует, что значение полной плотности вещества Ω_m , то есть суммы обычной и темной материи, кластеризованной и гравитирующей, составляет $\simeq 0,315$.

Наилучшая подгонка космологических теорий по всей совокупности экспериментальных данных (включая первичный нуклеосинтез [233], удаленные сверхновые [234]) соответствует модели Λ CDM (lambda cold dark matter), где доминирующая форма темной материи должна быть нерелятивистской (холодной) и небарионной (CDM) и где величина Λ рассматривается как константа в плотности энергии вакуума $\Lambda/(3 \cdot H^2)$ [?]. В теории нет определенного предсказания на величину константы Λ на сегодняшний день. Вклад темной энергии как $\Omega_\Lambda \sim 0,685$ в сумме с экспериментально установленным значением $\Omega_m \simeq 0,315$ обеспечивает измеренную полную космологическую плотность Ω_{tot} (ур.4.1), близкую к критическому значению $\Omega_{tot} = 1$. Таким образом, в полной плотности доля темной энергии Ω_Λ является основной [42]:

$$\Omega_{tot} = \Omega_b + \Omega_{CDM} + \Omega_\Lambda = 1, \quad (4.2)$$

$$\Omega_b : \Omega_{CDM} : \Omega_\Lambda = 0,05 : 0,25 : 0,70. \quad (4.3)$$

Пространственное распределение темного вещества во Вселенной неоднородно, оно скапливается вокруг гравитационных центров (например, галактик) в виде гало или внутри крупных астрофизических объектов, таких, как Солнце. По сути, роль темного вещества состоит в гравитационном удержании разбегающихся кластеров обычного вещества, ускорение которым в этой модели придает такая субстанция как энергия вакуума (или темная энергия). Величина космологической плотности небарионной холодной материи (CDM) с точностью измерения параметра h укладывается в узкий интервал значений $0,1109 < \Omega_{CDM}h^2 < 0,1177$ [228]. Присутствие холодного темного вещества объясняет наблюдаемую структуру Вселенной и относительно небольшие первичные флуктуации плотности. Рост флуктуаций плотности в моделях с небарионным веществом начинается в момент равенства энергии вещества и излучения, когда скорости частиц уже нерелятивистские. Основная идея холодного темного вещества состоит в том, что все флукту-

ации масс больше чем $\approx 10^5 M_{sun}$ законсервированы в холодной темной материи. Вследствие этого флуктуации плотности, приводящие впоследствии к образованию галактик, устойчивы.

Вопрос о природе неизлучающей темной материи, которая составляет не менее 25% баланса массы и энергии Вселенной, остается одной из самых фундаментальных проблем в физике на сегодняшний день. Противоречивость проблемы определения формы темного вещества проявляется, как в том, что среди элементарных частиц Стандартной модели нет рассматриваемых кандидатов, так и в том, что предлагаемые модели модификации теории гравитации и динамики Ньютона (в обзорах [236]) даже при успешном воспроизведении ротационных кривых спиральных галактик не работают на всей гравитационной шкале, где темное вещество доминирует. Гипотетически, возможно существование реликовых частиц χ , возникших в ранней Вселенной, чьи свойства обеспечивают наблюдаемую плотность темной материи Ω_χ и наблюдаемую эволюцию крупномасштабных структур. Физика их возникновения в ранней Вселенной может быть разная: либо за счет тепловой энергии (например, нейтралино как легчайшая и стабильная частица в теориях суперсимметрии или гравитино в супергравитации), либо в нетепловом фазовом переходе (например, аксионы, происхождение которых связано со спонтанным нарушением PQ-симметрии [237] в ранней Вселенной, а само их существование решает CP-проблему квантовой хромодинамики). В зависимости от того, с какой скоростью (релятивистской или нерелятивистской) реликтовые частицы двигались в начальный момент формирования галактик, их относят к горячей (и теплой) или холодной темной материи. Совокупность экспериментальных данных наилучшим образом согласуется с моделью смешанного состава темного вещества, включающая небарионную холодную и горячую компоненты в соотношении 3:1 и не более 10% барионной темной материи. Релятивистское темное вещество не может скапливаться в масштабах галактик, пока скорость его частиц не станет

нерелятивистской, и поэтому дает первичный спектр флуктуаций плотности существенно отличающийся от того, что дает холодное темное вещество. Естественным и единственным кандидатом горячей темной материи является реликтовое нейтрино. Однако существует ряд проблем, связанных с числом ароматов и массой нейтрино в совокупности с космологическими ограничениями на плотность нейтрино.

Диапазон масс рассматриваемых возможных кандидатов на роль небарионного холодного темного вещества охватывает 75 порядков: от массы аксионов 10^{-5} эВ = $9 \times 10^{-72} M_{sun}$ до масс черных дыр $\approx 10^4 M_{sun}$. Соответственно, для поиска разных кандидатов применяют разные методы в зависимости от их предполагаемых физических свойств. Предпочтительными в экспериментальном поиске кандидатами холодной темной материи являются аксионоподобные частицы и класс стабильных массивных слабо взаимодействующих частиц (weakly interacting massive particle WIMP, ВИМП) [235]), поскольку определяемая их свойствами реликтовая плотность Ω_χ соответствует узкому интервалу измеренных значений $\Omega_{CDM} h^2$. Теории, где возникают WIMP-частицы, это различные сценарии расширения Стандартной модели - суперсимметричные теории, где легчайшая стабильная частица нейтралино является массивной и участвует в слабых взаимодействиях: аннигиляции нейтральных пар в фермионы и/или электро-слабые калибровочные и хиггсовские бозоны и в упругом рассеянии на нуклонах. Масса нейтралино или подобной ей ВИМП частицы ограничена областью от нескольких единиц гигаэлектронвольт до нескольких сотен ТэВ. Согласно электрослабой теории слабые взаимодействия обусловлены обменом калибровочными бозонами. В суперсимметричных теориях скалярные и псевдоскалярные бозоны Хиггса также являются обменными частицами. Из-за большой массы бозонов слабые процессы отличаются малым радиусом взаимодействия и сечениями на много порядков меньше, чем в сильных и электромагнитных процессах. Именно на шкале слабого взаимодействия се-

чение процесса аннигиляции массивных частиц темной материи удовлетворяет оценке реликтовой плотности (см., например, обзор [238]). Слабые взаимодействия выделены, кроме того, тем, что только в них участвуют нейтрино. Реликтовые (или космологические) нейтрино, являясь релятивистскими, могут составить так называемую горячую темную материю (hot dark matter, HDM) и также теплую (warm dark matter, WDM) в случае его стерильного состояния. Интенсивный поиск суперсимметричных частиц велся в экспериментах на большом адронном коллайдере (БАК) в ЦЕРН [239] в течение 20 лет, в результате которых получен ряд строгих ограничений на модельные параметры суперсимметричных теорий в минимальных расширениях Стандартной модели (как MSSM, BMSSM, mSUGRA, pMSSM) и неминимальных (как NMSSM). В 2012 году на БАК был открыт бозон Хиггса и определена его масса [240]. Однако подтверждений, что Хиггс-бозон относится к сектору суперсимметрии или что обнаружены суперсимметричные частицы, установлено не было. В настоящее время в поиске экзотических частиц темной материи в экспериментах ЦЕРН проверяется гипотеза долгоживущего темного фотона в распаде Хиггс-бозона [241], [242].

Поиск сигнала от темной материи на нейтринных телескопах в методе непрямого детектирования проводится по измерениям потоков нейтрино в направлении потенциальных источников и в рамках гипотезы, что слабо-взаимодействующие ВИМП, накопленные в недрах астрофизических объектов за время существования Вселенной, при аннигиляции их пар или возможного распада производят поток частиц, включающих нейтрино. Область центра Галактики с большим гравитационным потенциалом предполагается наиболее ярким источником потока вторичных частиц от аннигиляции или распада ВИМП. Солнце, как потенциальный центр скопления ВИМП от гравитационного их захвата и удержания, также представляет интерес как источник генерации потока нейтрино с энергиями ГэВ-ТэВ на гораздо более близком расстоянии от наблюдателя, чем галактические или внегалак-

тические источники. В направлении указанных астрофизических объектов по теме темной материи ведется анализ данных на нейтринных телескопах как IceCube, KM3NET и Super-Kamiokande, а ранее на БПСТ, NT200, ANTARES (в обзорах [223], [35], [225], [224]), детекторами гамма излучения (Fermi-LAT, HAWC, LHAASSO) и обсерваториями космических лучей (Pierre Auger, CTA).

К настоящему времени на нейтринных телескопах не обнаружено значимого превышения числа событий относительно ожидаемых фоновых событий атмосферного происхождения в направлении исследуемых потенциальных источников сигнала от темной материи. Результаты анализа нейтринных потоков сопоставимы с поиском частиц ТМ в многочисленных лабораторных экспериментах прямого детектирования с разными мишенями и методами (например, большой проект - XENONnT, с жидким ксеноном в качестве мишени, или в болометрических экспериментах со сверхтекучим ${}^3\text{He}$ [243]) и с непрямыми измерениями ожидаемых эффектов на больших установках как адронный коллайдер в ЦЕРН. С развитием в астрономии комбинированного мультиканального поиска единого источника излучений в электромагнитном спектре, в гравитационно-волновом, в космических лучах и в нейтринных потоках, расширяются возможности выделения процессов, связанных с темным веществом и, в целом, с новой физикой за рамками Стандартной Модели.

4.1. Поиск нейтринного сигнала по данным Байкальского глубоководного телескопа NT200 от темной материи в Солнце

В этом разделе приводятся верхние пределы на скорость аннигиляции ВИМП частиц темной материи в Солнце и на сечения их упругого рассеяния на нуклонах солнечного вещества, полученные по данным наблюдения NT200 с апреля 1998 года по февраль 2003 год и в результате анализа за-

регистрированных мюонов от нейтрино с энергией выше 10 ГэВ. Телескоп НТ200 состоял из восьми гирлянд длиной 72 м со 192 оптическими модулями. Семь гирлянд устанавливались вокруг одной центральной гирлянды на расстоянии радиуса 21,5 м по краям гептагона со стороной 18,5 м. На каждой гирлянде 24 оптических модуля, они размещались парами на 12 уровнях с интервалом 6,25 м. Оптический модуль вмещал полусферический фотоприемник Квазар-370, с диаметром фотоумножителя 37 см, специально разработанный для Байкальского эксперимента [244]. Конфигурация НТ200, функциональные и структурные элементы телескопа НТ200, методы калибровки и подавления шумов озера и фона атмосферного происхождения, а также алгоритмы и критерии отбора нейтринных событий с направлениями прихода из-под горизонта (зенитный угол больше 100°) приведены, например, в работах [245], [246], [247], [249].

Поток мюонов из верхней атмосферы на глубине телескопа ~ 1360 м в миллион раз превышает поток мюонных нейтрино из нижней полусферы Земли. Отклик телескопа НТ200 на атмосферные мюоны и атмосферные нейтрино детально анализировался в работе [250] симуляцией их потоков методом Монте Карло на основе стандартных пакетов программ, как CORSIKA5.7 [61] и MUM [152], и с использованием расчетов потока атмосферных нейтрино по модели Bartol [253]. В результате подгонки оптимальных фильтров ("катов") для подавления фоновых событий, включая ошибочное восстановление мюонных траекторий с направлением сверху, были получены критерии отбора восходящих трековых событий [250], по которым за все время наблюдений набор экспериментальных событий включает 510 мюонных нейтрино для дальнейшего анализа в поиске сигнала от темной материи.

Энергетические спектры нейтрино от аннигиляции ВИМП. Измерения величины локальной плотности темной материи в Солнечной системе в современную эпоху, ρ_0 , относятся к интервалу

значений (0,2–0,4) ГэВ/см³ [43]. Стандартное значение для прямых и непрямых экспериментов в оценке отклика детектора на сигнал частиц темной материи ВИМП берется как $\sim 0,3$ ГэВ/см³. Захват гравитационным полем Солнца тех ВИМП, чьи орбиты оказываются в плоскости эклиптики или пересекают ее, приводит к изменению траектории частицы. (Эффект гравитационного влияния планет на скорость захвата ВИМП в Солнечной системе обсуждается в литературе и оценивается в приближении задачи взаимодействия трех тел [251], [252]). Частица темной материи ВИМП в реакциях рассеяния на нуклонах солнечного вещества, на 70% состоящего из водорода, теряет энергию, уровень ее орбитального движения снижается по спирали к центру. В результате многократных циклов рассеяния частица темной материи оказывается в центральной сверхплотной части Солнца, где аннигилирует с накопленными ранее ВИМП, что и должно приводить к генерации нейтринного потока от Солнца. За время существования Солнечной системы устанавливается равновесие процессов, и изменение числа (N) частиц темной материи со временем выражается уравнением Больцмана:

$$\frac{dN}{dt} = C_C - C_A N^2 - C_E, \quad (4.4)$$

где C_C - количество ВИМП, захваченных в единицу времени (скорость захвата) в процессе рассеяния и потери энергии в солнечном веществе, C_A - количество ВИМП, аннигилирующих в единицу времени на единицу объёма Солнца (удельная скорость аннигиляции), а величина $\Gamma_A = C_A N^2$ - скорость аннигиляции. Величиной C_E , относящейся к процессу испарения ВИМП, пренебрегают в рассматриваемом диапазоне масс частиц (выше десятка ГэВ). Уравнение (ур. 4.4) решается относительно N, и несложно показать, что в условиях равновесия скорость аннигиляции по величине равна половине скорости захвата, которая пропорциональна сечениям упругого рассеяния ВИМП на ядрах солнечного вещества и не зависит от вероятно-

сти (сечения) аннигиляции. Детальные расчеты в рамках суперсимметричной модели MSSM были выполнены ранее в анализе отклика Баксанского телескопа ПСТ на аннигиляцию нейтралино в Солнце и Земле [35]. В анализе данных на других нейтринных телескопах, которые проводились много позднее, использовалась программа DarkSusy [118] с моделями mSUGRA или BMSSM. Модели отличаются количеством свободных параметров суперсимметрии. В последнее время принимается во внимание, что экспериментального подтверждения суперсимметричным моделям не выявлено, и в анализе поиска сигнала рассматривается обобщенная модель ВИМП частицы со свойствами аналогичными нейтралино: аннигиляции пар в обычные частицы и реакции упругого рассеяния на нуклонах в скалярном и спин-зависимом взаимодействии.

В суперсимметричных моделях, где роль реликтовой частицы выполняет нейтралино, будучи легчайшей и стабильной, в процессе аннигиляции двух нейтралино рождаются пары обычных частиц и античастиц, в том числе кварки, лептоны, γ -кванты. Кинематически возможно рождение пары бозонов, калибровочных и хиггс-бозонов, или топ-кварков, если масса нейтралино тяжелее этих частиц. Для нейтралино, как майорановской частицы, сечение аннигиляции в пару нейтрино-антинейтрино сильно подавлено фактором пропорциональным массе вылетающей частицы. В отличие от моделей с нейтралино для ВИМП частиц разрешены прямые каналы аннигиляции в нейтринные пары трех ароматов, то есть в точке их рождения это монохроматические энергетические источники, с наилучшей эффективностью их регистрации. Нейтрино высоких энергий рождаются в результате адронизации кварков и последующей фрагментации мезонов, а также в распаде лептонов и в полулептонном распаде бозонов. Генерированный поток нейтрино (и антинейтрино) зависит от массы нейтралино и его композиционного состава [37]. В общем случае, начальный спектр нейтрино и антинейтрино, образующихся при аннигиляции темной материи в Солнце,

складывается из инклюзивных спектров нейтрино $\frac{dN_{\nu_j}^i}{dE_\nu}$ от распада кварковых и лептонных каналов пропорционально их доли (B_i) и с вероятностью аннигиляции (B_F) в фермионный или бозонный канал:

$$F_{\nu_j} = \sum_F B_F \int_{E_{min}}^{E_{up}} \sum_i B_i \frac{dN_{\nu_j}^i}{dE_\nu} dE_\nu, \quad \nu_j = \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \quad (4.5)$$

где верхний предел интегрирования E_{up} соответствует массе ВИМП, E_{min} - минимальная энергия, зависящая от кинематики распада. В области генерации нейтрино, спектральный индекс изменяется от -1 в лептонных каналах до -1,5 в кварковых каналах распада. Расчеты спектров нейтрино и вероятностей основных диаграмм аннигиляции нейтралино, используемых в определении B_i , были выполнены ранее в работе [37]. Для консервативных оценок потоков нейтрино, не зависящих от модельных параметров ВИМП, спектры по энергии нейтрино и антинейтрино (в ур.4.5) берутся со 100% вероятностью B_i отдельных каналов. При этом примером источника мягкого спектра нейтрино рассматривается канал аннигиляции в пару $b\bar{b}$ кварк и антикварк, по их адронизации и фрагментации, а примером жестких спектров берутся распады пары W^+W^- бозонов и пары $\tau^+\tau^-$ лептонов. Для сравнения своих расчетов спектров нейтрино в точке их рождения и моделированием их прохождения от центра Солнца до уровня детектора (как приведено в Главе 1) нами использовался известный программный пакет WimpSim [115] со спектральными распределениями нейтрино (и антинейтрино) по энергии от аннигиляции ВИМП в Солнце и на уровне Земли. Энергетические спектры мюонного нейтрино, возникающие в аннигиляциях пары ВИМП частиц по каналам $b\bar{b}$, W^+W^- и $\tau^+\tau^-$ в центре Солнца и регистрируемые на уровне телескопа, представлены на рисунках 4.1, 4.2, 4.3, где $z = E_\nu/m_{DM}$ - энергия нейтрино в долях массы ВИМП частицы. Из приведенного сравнения расчетов следует их хорошее согласие [39], [249].

Оптимизация размера угла раствора в направлении на Солнце в поиске сигнала от ВИМП. В измерениях на телескопе НТ200

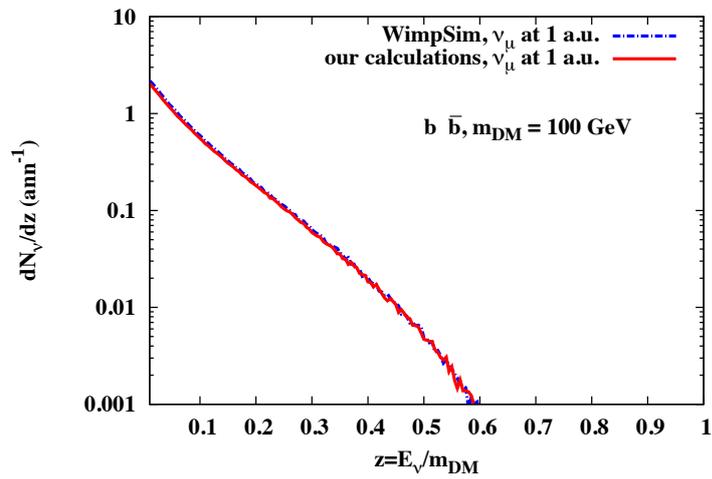
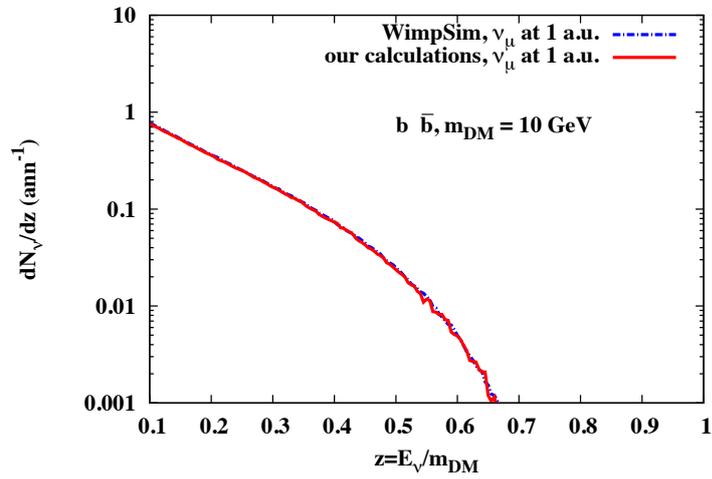


Рис. 4.1. Спектр мюонных нейтрино на уровне детектора от аннигиляции в Солнце ВИМП с массой 10 ГэВ и 100 ГэВ в пару $b\bar{b}$ кварк и антикварк.

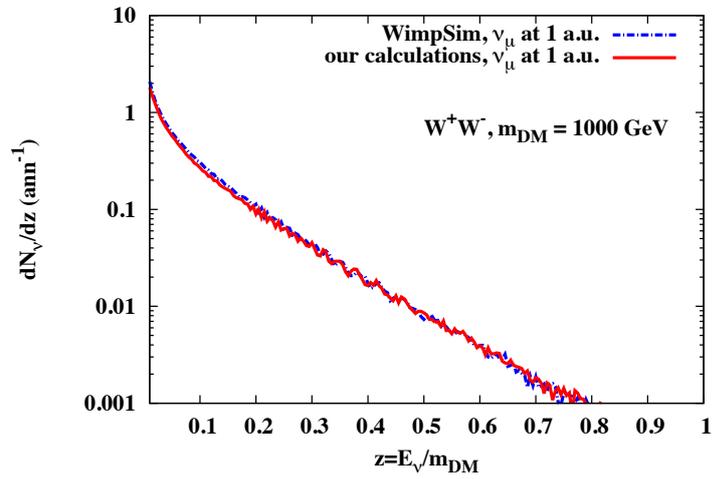
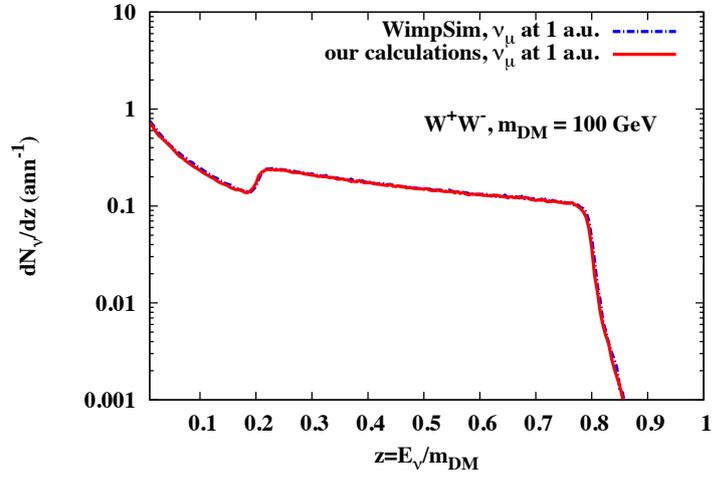


Рис. 4.2. Спектр мюонных нейтрино на уровне детектора от аннигиляции в Солнце ВИМП с массой 100 ГэВ и 1 ТэВ в пару калибровочных бозонов W^+W^- .

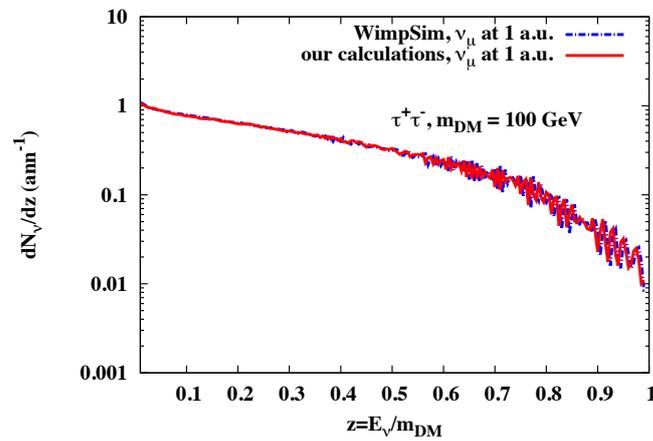
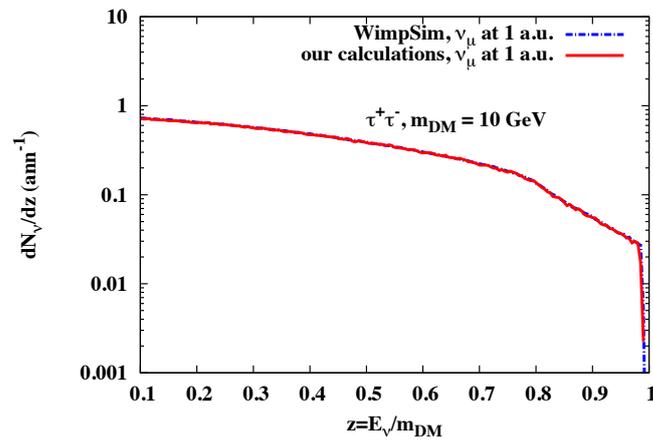


Рис. 4.3. Спектр мюонных нейтрино на уровне детектора от аннигиляций Солнце ВИМП с массой 10 ГэВ и 100 ГэВ в пару $b\bar{b}$ кварк и антикварк.

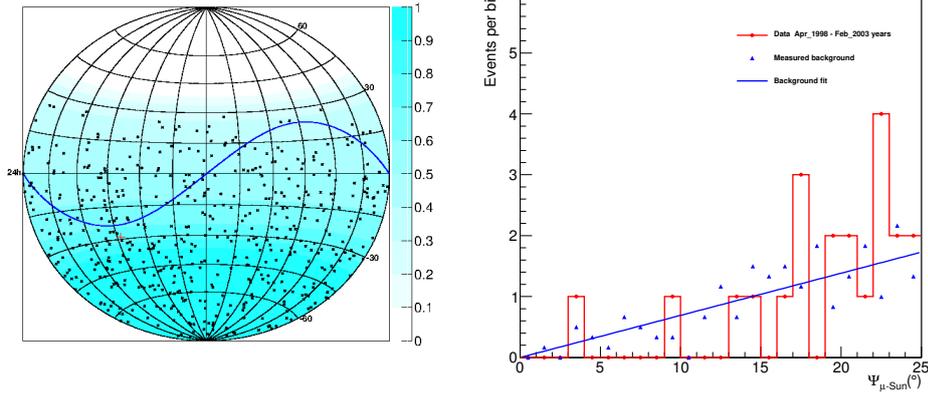


Рис. 4.4. Слева: Карта небесной сферы с мюонными нейтрино телескопа НТ200 в экваториальных координатах. Градиент цвета соответствует параметру видимости за сутки. Показана плоскость эклиптики (линия) и отмечен центр Галактики (красный крестик). Справа: Число измеренных событий (красные точки) и ожидаемого фона (синие) на угловых расстояниях в направлении на Солнце.

за 1998-2003 годы с реконструкцией событий, приходящих из нижней полусферы Земли, было выделено 510 мюонных нейтрино за живое время наблюдения 1038 дней. Эффективный объем НТ200 соответствовал примерно 100 килотоннам. В реконструкции событий фактор подавления атмосферных мюонов составлял 10^{-7} для пороговой энергии мюонов от нейтрино ~ 10 ГэВ. В распределении МК событий в реконструкции их направлений точность восстановления соответствует $2,5^\circ$, как медианное значение [250]. В дальнейшем анализе данных в определении оптимального размера конуса для поиска сигнала в направлении на Солнце нами использовалась полная форма углового распределения [249]. Распределение нейтринных событий на небесной сфере в экваториальных координатах показано на рисунке 4.4 слева. Шкала градиента цвета соответствует доли времени наблюдения за сутки по склонениям в измерении направлений из нижней полусферы и, в соответствии географическим координатам телескопа, астрофизические ис-

точники на склонениях δ ниже 39° Южного неба наблюдаются 100% времени. На рисунке 4.4 справа представлены распределения измеренных событий (n_0) и ожидаемого числа фоновых событий (N_B) в направлении на Солнце в зависимости от углового расстояния. Распределение направлений ожидаемого фона было получено случайным перемешиванием реальных данных по значению восхождений и по форме распределения склонений, что обеспечивает корректную экспозицию по направлениям прихода нейтрино. Превышения измеренного числа событий над ожидаемым фоном в направлении на Солнце не установлено в пределах углового расстояния (половинного угла конуса на источник) вплоть до 25° и, соответственно, устанавливается верхний предел на поток мюонов, инициированных сигнальными нейтрино, в определенном конусе на источник.

Верхний предел на число событий от источника N_S можно определить из решения следующего уравнения из [254] (ур.4.6), подразумевая, что флуктуации числа наблюдаемых событий n_0 подчиняются распределению Пуассона:

$$1 - \alpha = \frac{e^{-(N_B+N_S)} \sum_0^{n_0} \frac{(N_B+N_S)^n}{n!}}{e^{-N_B} \sum_0^{n_0} \frac{N_B^n}{n!}} \quad (4.6)$$

где α - доверительный уровень (д.у.), N_B - ожидаемое среднее фона. Решением уравнения (4.6) для значения $\alpha = 0,1$ является верхний предел на 90% д.у. на сигнальное число событий N_S^{90} . В дальнейших численных расчетах для вывода верхних пределов на заданном д.у. нами использовался унифицированный метод Фельдмана-Коузинса [201] и имеющееся приложение в программной среде ROOT(C/C++) [185]. Ожидаемое число сигнальных событий от аннигиляции ВИМП в Солнце определяется как интегральное значение по энергии нейтрино от произведения эффективной площади телескопа и потока нейтрино от источника в растворе угла на Солнце вдоль траектории его движения. На рисунке 4.5 с обозначением "total" (для черной линии) приведена эффективная площадь детектирова-

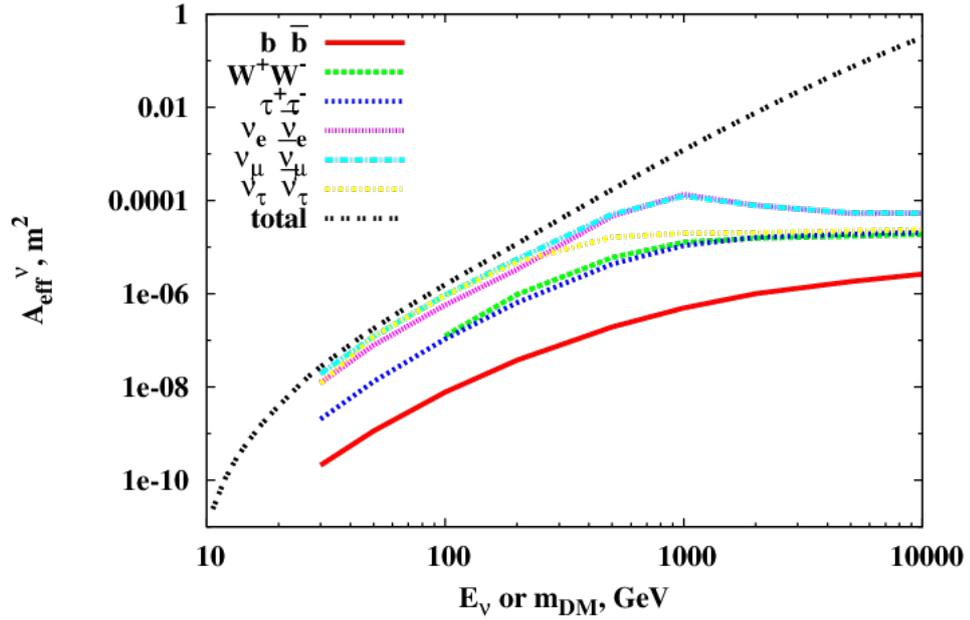


Рис. 4.5. Эффективная площадь телескопа НТ200 по регистрации мюонных нейтрино в зависимости от энергии нейтрино показана черной пунктирной линией "total". Цветные линии соответствуют эффективным значениям площади в интеграле по спектру нейтрино в отмеченных символами каналах аннигиляции ВИМП и в зависимости от массы ВИМП (m_{DM}).

ния мюонных нейтрино $A(E_{\nu_\mu}, E_{th})$ телескопом НТ200, вычисленная в соответствии выражению в Главе 1 (1.11) и с величиной эффективного объема $V_{MC} = 4.406 \times 10^{14} \text{cm}^3$ как среднее его значений в 12-ти конфигурациях телескопа в течение времени его функционирования. На том же рисунке рисунке 4.5 приведены зависимости от массы m_{DM} эффективных площадей мюонных нейтрино A_{eff} , усредненных по спектру нейтрино от аннигиляции ВИМП, для каналов аннигиляции $b\bar{b}$, W^+W^- , $\tau^+\tau^-$ и для прямых каналов рождения монохроматичных нейтрино каждого из трех ароматов, ν_μ, ν_e, ν_τ . Очевидно, что наибольшие значения площади $A_{eff}(\psi)$ получены для более жестких спектров от $\nu\bar{\nu}$, а наименьшие - для мягких спектров от $b\bar{b}$.

Видимый размер Солнца около $0,5^\circ$ и может рассматриваться как локальный точечный источник. Однако ожидаемый мюонный сигнал имеет

гораздо больший угловой разброс из-за кинематики начального взаимодействия нейтрино заряженными токами с энергиями ниже сотни ГэВ (и зависит от Q^2 квадрата переданного 4-х импульса между лептонами и от их энергии, см. в Главе 1) и из-за углового разрешения Ψ телескопа. Для установления наиболее строгих пределов на потоки регистрируемых мюонов от нейтрино в разных каналах аннигиляции ВИМП проводится оптимизация значений угла конуса поиска сигнала, используя известный подход MRF [255] как метод потенциального отклонения модели в оптимизации соотношения сигнал/фон (S/\sqrt{B}) в статистике Пуассона. Объективность метода состоит в том, что для подгонки искомого наилучшего предельного значения используются величины ожидаемого сигнала и ожидаемого фона. При заданной массе ВИМП и данном канале аннигиляции ожидаемый предел потока нейтрино $\Phi_{\nu+\bar{\nu}}^{exp}$ является функцией раствора угла ψ в направлении на источник, и определяется следующим образом:

$$\Phi_{\nu+\bar{\nu}}^{exp}(\psi) = \frac{\bar{N}_S^{90}(\psi)}{A_{eff}(\psi) \times T}. \quad (4.7)$$

Здесь \bar{N}_S^{90} это верхний предел на 90% д.у. на количество нейтринных событий в данном угловом растворе ψ , усредненный по количеству сигнальных событий с распределением Пуассона, $A_{eff}(\psi)$ эффективная площадь и T - живое время наблюдения. Минимизируя функцию (ур.4.7), находим оптимальное значение угла ψ для поиска сигнала с учетом указанного выше углового разрешения телескопа [250]. В найденном оптимальном растворе угла ψ верхние пределы на поток на 90% д.у. по реальным данным вычисляются так же из (ур. 4.7), где вместо \bar{N}_S^{90} берется значение N_S^{90} из (ур. 4.6). В расчетах предельного потока нейтрино со спектром $\frac{dN_{\nu\mu}}{dE_{\nu\mu}}$ эффективная площадь $A_{eff}(\psi)$ в растворе угла ψ на источник вычисляется как

$$A_{eff}(\psi) = \frac{\sum_{\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu} \int_{E_{th}}^{m_{DM}} dE_{\nu_\mu} A(E_{\nu_\mu}, E_{th}) P(E_{\nu_\mu}, \psi) \frac{dN_{\nu\mu}(E_{\nu\mu})}{dE_{\nu\mu}}}{\sum_{\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu} \int_{E_{th}}^{m_{DM}} dE_{\nu_\mu} P(E_{\nu_\mu}, \psi) \frac{dN_{\nu\mu}(E_{\nu\mu})}{dE_{\nu\mu}}}. \quad (4.8)$$

Здесь функция $P(E_\nu, \psi)$, (определение в Главе 1), это вероятность обнаружить мюон с энергией выше порога регистрации телескопа от нейтрино с энергией E_ν и с углом вылета относительно начального направления нейтрино в пределах половинного угла конуса ψ .

В численном решении ур. (4.6) использовался код TRolke программной среды ROOT(C/C++) [185], где функция правдоподобия также включает систематические ошибки в качестве уточняющих параметров, флуктуирующих по Гауссу. Систематическая ошибка в эксперименте оценивается как 30%, и включает неопределенности, связанные с оптическими свойствами воды (как обсуждалось в Главе 2), и с чувствительностью оптических модулей (подробнее, например, в [256], [257]). Существенны те теоретические неопределенности, что связаны со свойствами нейтрино, то есть осцилляции и взаимодействие со средой. Неопределенность в осцилляционных параметрах, как обсуждается в [119], дает ошибку $\sim 8\%$ для лептонных каналов аннигиляции и $\sim 5\%$ для W^+W^- и $b\bar{b}$. Теоретические неопределенности в сечениях взаимодействия нейтрино-нуклон, что рассмотрены в обзоре [258], в энергетическом диапазоне от 10 ГэВ до 30 ТэВ приводят к систематической ошибке от 8% до 4%. Другая часть систематических неопределенностей относится к оценке сечений скалярных взаимодействий ВИМП-нуклон, включающих неопределенности ядерных форм-факторов показано в [259], обсуждается в [37] и [38], а также в скоростях частиц темной материи, которые подчиняются распределению Максвелла-Больцмана [260], [261] в обычно используемой модели сферически изотермального ядра.

Верхние пределы на физические величины, связанные с поиском сигнала от ВИМП в Солнце. Полученные верхние ограничения сверху на 90% д.у. на потоки нейтрино и мюонов от нейтрино в аннигиляции ВИМП в Солнце в пределах оптимальных значений угла поиска сигнала от Солнца [249] приведены в Таблице 4.1 в зависимости от массы ВИМП в диапазоне от 30 ГэВ до 10 ТэВ для всех выделенных каналов. На рисунке 4.6

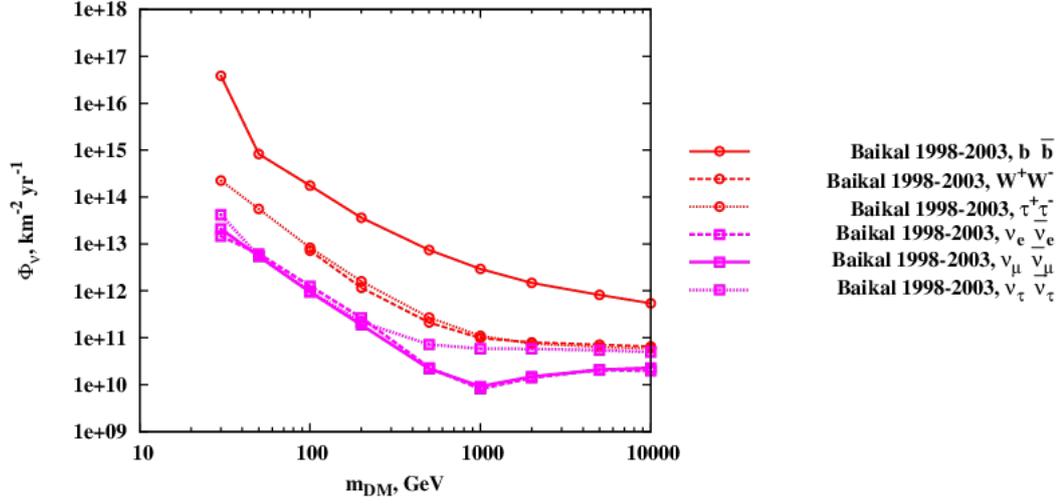


Рис. 4.6. Верхние пределы на 90% д.у. по данным телескопа НТ200 на поток мюонных нейтрино от аннигиляции ВИМП в Солнце в зависимости от массы ВИМП m_{DM} по выбранным каналам аннигиляции в пары нейтрино, $\tau^+\tau^-$ лептоны, $b\bar{b}$, W^+W^- .

результаты показаны для нейтринных потоков всех выделенных каналов. На рисунке 4.7 показаны пределы на мюонные потоки для каналов $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$ and W^+W^- в сравнении с результатами других экспериментов на момент публикации наших работ с пересчетом к потоку нейтрино с пороговой энергии нейтрино 1 ГэВ.

В модели аннигиляции частиц темной материи в центре Солнца скорость аннигиляции Γ_A определяет величину потока нейтрино:

$$\Phi_{\nu_j} = \frac{\Gamma_A}{4\pi R^2} \times F_{\nu_j}, \quad \nu_j = \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu \quad (4.9)$$

где R - расстояние до Солнца, F_{ν_j} - начальный спектр нейтрино и антинейтрино, образующихся при аннигиляции темной материи в Солнце (ур. 4.5). Соответственно, величина мюонного потока ожидаемого от нейтрино, рожденных в Солнце от аннигиляции ВИМП частиц, прямо пропорциональна

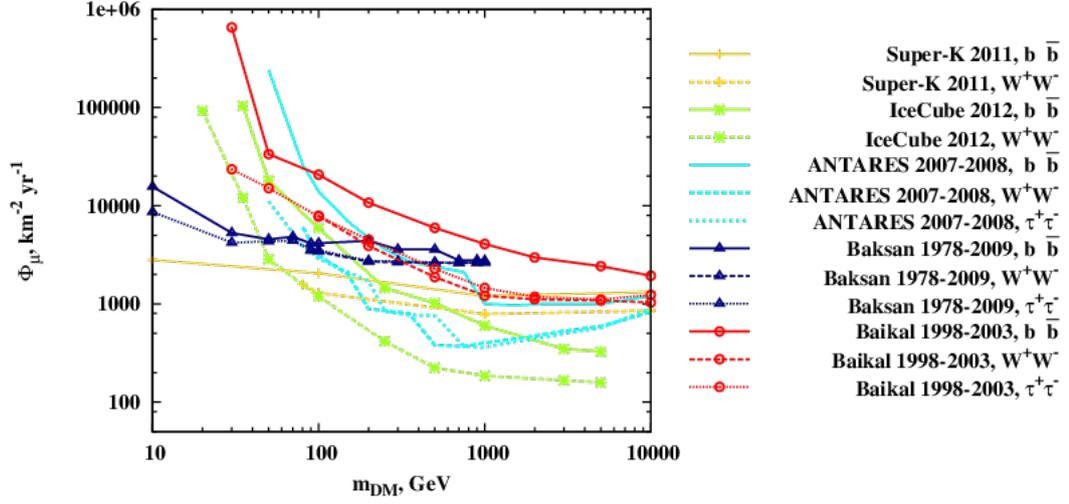


Рис. 4.7. Верхние пределы на 90% д.у. на поток мюонов в поиске сигнала от аннигиляции ВИМП в Солнце в зависимости от массы ВИМП m_{DM} по данным телескопа НТ200 и других нейтринных телескопов.

Γ_A :

$$\Phi_\mu = \frac{\Gamma_A}{4\pi R^2} \times \sum_{\nu_j} \int_{E_{th}}^{m_{DM}} dE_{\nu_j} P(E_{\nu_j}, E_{th}) \frac{dN_{\nu_j}}{dE_{\nu_j}}, \quad (4.10)$$

где $R = 1$ а.е., и как в ур.(4.8), dN_{ν_j}/dE_{ν_j} спектр j -ого типа нейтрино на поверхности Солнца, $P(E_{\nu_j}, E_{th})$ вероятность зарегистрировать мюон с энергией $E_\mu > E_{th}$ выше порога от нейтрино ν_j с энергией E_{ν_j} .

Из полученных ограничений сверху на мюонный поток на 90% д.у. (в Таблице 4.1) и приведенных соотношений потоков в (ур. 4.10) и зависимости от Γ_A в ур.(4.10) вычисляются пределы на величину скорости аннигиляции Γ_A и на поток нейтрино Φ_{ν_j} , как приведено в Таблице 4.1 в указанном диапазоне массы ВИМП и каналов аннигиляции.

Ограничения сверху на величину скорости аннигиляции ВИМП можно перенести на ограничение таких физических величин как сечения рассеяния ВИМП-нуклон в солнечном веществе, как было показано в Ref. [38, 260]. Возраст Солнечной системы $t \sim 10^{17}$ секунд. За это время эволюции в Солнце процессы захвата и аннигиляции ВИМП частиц в Солнце могли достичь равновесия. Из решения уравнения (ур. 4.4) следует, что в пределе $t \rightarrow \infty$

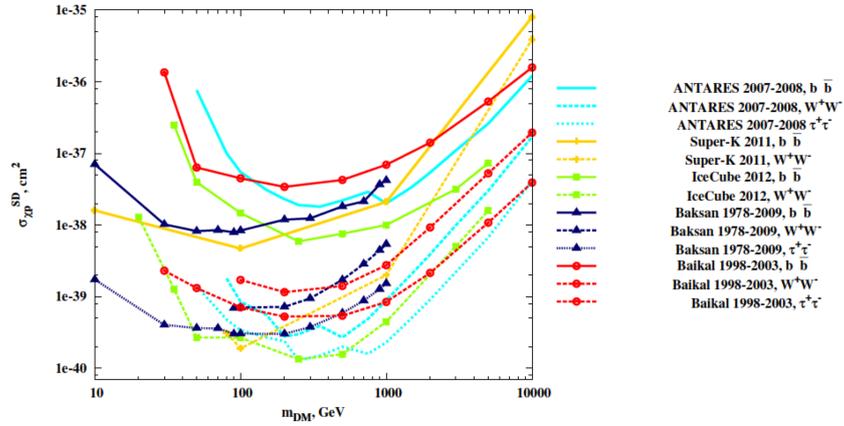


Рис. 4.8. Ограничения сверху на 90% д.у. на сечения спин-зависимого рассеяния ВИПМ частиц на протоне по данным НТ200 как функция массы ВИМП; сравнение с данными других нейтринных телескопов.

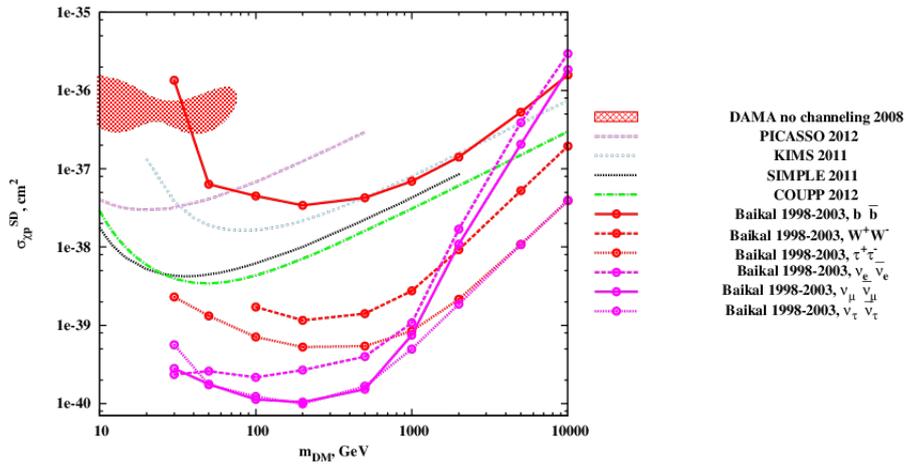


Рис. 4.9. Ограничения сверху на 90% д.у. на сечения спин-зависимого рассеяния ВИПМ частиц на протоне по данным НТ200; сравнение с наиболее строгими пределами по данным лабораторных экспериментов прямого поиска.

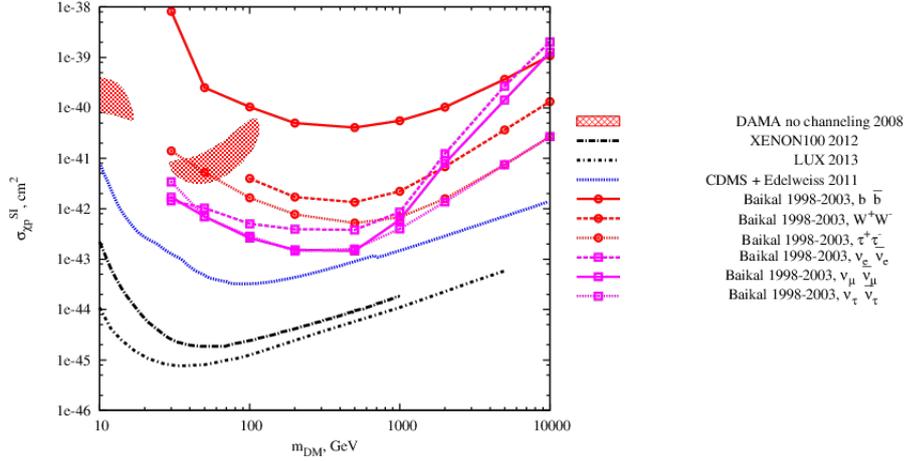


Рис. 4.10. Ограничения сверху на 90% д.у. на сечения спин-независимого рассеяния ВИПМ частиц на протоне по данным НТ200; сравнение с лучшими пределами по данным лабораторных экспериментов прямого поиска.

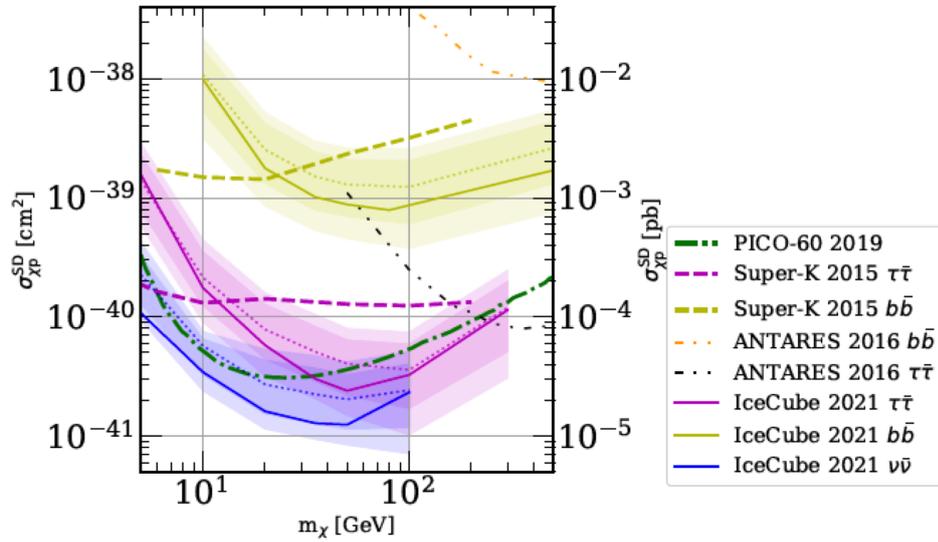


Рис. 4.11. Обновленные верхние пределы на 90% д.у. на сечения спин-зависимого рассеяния ВИПМ частиц на протоне в области наилучшей чувствительности НТ200 по данным нейтринных экспериментов с возросшей экспозицией их наблюдений и эксперимента прямого поиска ВИМП с наиболее строгим ограничениями недавнего времени [266].

Таблица 4.1

Ограничения сверху на 90% д.у.в растворе угла ψ в направлении на Солнце на число сигнальных событий N_s^{90} , на поток мюонов Φ_μ , скорость аннигиляции в Солнце Γ_A , сечения упругого рассеяния ВИПМ частиц на протоне спин-зависимого $\sigma_{\chi p}^{SD}$ и спин-независимого $\sigma_{\chi p}^{SI}$ взаимодействия, нейтринный поток Φ_ν в зависимости от массы ВИМП и канала аннигиляции.

m_{DM}, GeV	channel	ψ, deg	N_s^{90}	$\Phi_\mu, \text{km}^{-2}/\text{yr}$	Γ_A, s^{-1}	$\sigma_{\chi p}^{SI}, \text{pb}$	$\sigma_{\chi p}^{SD}, \text{pb}$	$\Phi_{\nu_\mu}, \text{km}^{-2}/\text{yr}$
30.0	$b\bar{b}$	10.6	1.2	$6.6 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^{27}$	$8.2 \cdot 10^{-3}$	1.3	$3.8 \cdot 10^{16}$
	$\tau^+\tau^-$	9.2	0.57	$2.3 \cdot 10^4$	$2.3 \cdot 10^{23}$	$1.4 \cdot 10^{-5}$	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{14}$
	$\nu_e\bar{\nu}_e$	9.3	0.50	$9.2 \cdot 10^3$	$2.4 \cdot 10^{23}$	$1.4 \cdot 10^{-6}$	$2.4 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{13}$
	$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	8.5	1.1	$1.2 \cdot 10^4$	$2.9 \cdot 10^{23}$	$1.7 \cdot 10^{-6}$	$2.8 \cdot 10^{-4}$	$2.1 \cdot 10^{13}$
	$\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	8.1	1.3	$2.3 \cdot 10^4$	$5.7 \cdot 10^{23}$	$3.4 \cdot 10^{-6}$	$5.6 \cdot 10^{-4}$	$4.2 \cdot 10^{13}$
50.0	$b\bar{b}$	9.4	0.43	$3.3 \cdot 10^4$	$2.8 \cdot 10^{25}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$6.3 \cdot 10^{-2}$	$8.3 \cdot 10^{14}$
	$\tau^+\tau^-$	8.2	1.3	$1.5 \cdot 10^4$	$5.7 \cdot 10^{23}$	$5.2 \cdot 10^{-6}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$5.6 \cdot 10^{13}$
	$\nu_e\bar{\nu}_e$	8.1	1.3	$9.9 \cdot 10^3$	$1.1 \cdot 10^{23}$	$1.0 \cdot 10^{-6}$	$2.6 \cdot 10^{-4}$	$6.2 \cdot 10^{12}$
	$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	7.5	1.7	$8.1 \cdot 10^3$	$7.7 \cdot 10^{22}$	$7.0 \cdot 10^{-7}$	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$5.5 \cdot 10^{12}$
	$\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	7.5	1.7	$8.2 \cdot 10^3$	$7.8 \cdot 10^{22}$	$6.9 \cdot 10^{-7}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$5.4 \cdot 10^{12}$
100.0	$b\bar{b}$	8.2	1.3	$2.1 \cdot 10^4$	$5.5 \cdot 10^{24}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$4.5 \cdot 10^{-2}$	$1.7 \cdot 10^{14}$
	$\tau^+\tau^-$	7.2	1.9	$7.8 \cdot 10^3$	$8.7 \cdot 10^{22}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$	$7.1 \cdot 10^{-4}$	$8.3 \cdot 10^{12}$
	W^+W^-	7.2	1.9	$7.9 \cdot 10^3$	$2.1 \cdot 10^{23}$	$4.0 \cdot 10^{-6}$	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$7.2 \cdot 10^{12}$
	$\nu_e\bar{\nu}_e$	7.1	2.0	$7.7 \cdot 10^3$	$2.7 \cdot 10^{22}$	$5.0 \cdot 10^{-7}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{12}$
	$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	6.6	2.3	$4.7 \cdot 10^3$	$1.4 \cdot 10^{22}$	$2.6 \cdot 10^{-7}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$9.4 \cdot 10^{11}$
	$\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	6.6	2.3	$4.5 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^{22}$	$2.8 \cdot 10^{-7}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$9.7 \cdot 10^{11}$
200.0	$b\bar{b}$	7.4	1.8	$1.1 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^{24}$	$5.0 \cdot 10^{-5}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$3.6 \cdot 10^{13}$
	$\tau^+\tau^-$	6.4	2.4	$4.5 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^{22}$	$7.7 \cdot 10^{-7}$	$5.3 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{12}$
	W^+W^-	6.3	2.4	$3.9 \cdot 10^3$	$3.8 \cdot 10^{22}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{11}$
	$\nu_e\bar{\nu}_e$	6.3	2.4	$4.5 \cdot 10^3$	$8.8 \cdot 10^{21}$	$3.9 \cdot 10^{-7}$	$2.8 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{11}$
	$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	6.0	2.6	$2.5 \cdot 10^3$	$3.4 \cdot 10^{21}$	$1.5 \cdot 10^{-7}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$1.9 \cdot 10^{11}$
	$\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	6.0	2.6	$2.6 \cdot 10^3$	$3.2 \cdot 10^{21}$	$1.5 \cdot 10^{-7}$	$9.9 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^{11}$
500.0	$b\bar{b}$	6.5	2.3	$5.9 \cdot 10^3$	$2.3 \cdot 10^{23}$	$4.1 \cdot 10^{-5}$	$4.2 \cdot 10^{-2}$	$7.4 \cdot 10^{12}$
	$\tau^+\tau^-$	5.7	2.7	$2.3 \cdot 10^3$	$2.9 \cdot 10^{21}$	$5.2 \cdot 10^{-7}$	$5.4 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{11}$
	W^+W^-	5.6	2.8	$1.2 \cdot 10^3$	$7.6 \cdot 10^{21}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{11}$
	$\nu_e\bar{\nu}_e$	5.5	2.8	$1.1 \cdot 10^3$	$2.2 \cdot 10^{21}$	$3.8 \cdot 10^{-7}$	$4.0 \cdot 10^{-4}$	$2.3 \cdot 10^{10}$
	$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	5.5	2.8	$1.0 \cdot 10^3$	$8.2 \cdot 10^{20}$	$1.5 \cdot 10^{-7}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{10}$
	$\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	5.5	2.8	$1.4 \cdot 10^3$	$9.0 \cdot 10^{20}$	$1.6 \cdot 10^{-7}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$7.2 \cdot 10^{10}$

Таблица 4.2

Продолжение Таблицы 4.1

$m_{\text{DM}}, \text{GeV}$	channel	ψ, deg	N_s^{90}	$\Phi_\mu, \text{km}^{-2}/\text{yr}$	Γ_A, s^{-1}	$\sigma_{\chi P}^{SI}, \text{pb}$	$\sigma_{\chi P}^{SD}, \text{pb}$	$\Phi_{\nu_\mu}, \text{km}^{-2}/\text{yr}$
1000.0	$b\bar{b}$	6.1	2.5	$4.1 \cdot 10^3$	$9.5 \cdot 10^{22}$	$5.5 \cdot 10^{-5}$	$6.9 \cdot 10^{-2}$	$2.9 \cdot 10^{12}$
	$\tau^+\tau^-$	5.5	2.8	$1.4 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^{21}$	$6.8 \cdot 10^{-7}$	$8.4 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{11}$
	W^+W^-	5.5	2.8	$1.2 \cdot 10^3$	$3.8 \cdot 10^{21}$	$2.2 \cdot 10^{-6}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$9.8 \cdot 10^{10}$
	$\nu_e\bar{\nu}_e$	5.3	2.9	$6.7 \cdot 10^2$	$1.5 \cdot 10^{21}$	$8.6 \cdot 10^{-7}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$8.1 \cdot 10^9$
	$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	5.3	2.9	$5.2 \cdot 10^2$	$1.0 \cdot 10^{21}$	$6.0 \cdot 10^{-7}$	$7.5 \cdot 10^{-4}$	$9.4 \cdot 10^9$
	$\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	5.5	2.8	$1.1 \cdot 10^3$	$6.8 \cdot 10^{20}$	$4.0 \cdot 10^{-7}$	$5.0 \cdot 10^{-4}$	$5.8 \cdot 10^{10}$
2000.0	$b\bar{b}$	5.8	2.7	$3.0 \cdot 10^3$	$7.4 \cdot 10^{20}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$	0.14	$1.5 \cdot 10^{12}$
	$\tau^+\tau^-$	5.4	2.9	$1.2 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^{21}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$	$7.5 \cdot 10^{10}$
	W^+W^-	5.4	2.9	$1.1 \cdot 10^3$	$3.2 \cdot 10^{21}$	$6.8 \cdot 10^{-6}$	$9.2 \cdot 10^{-3}$	$8.0 \cdot 10^{10}$
	$\nu_e\bar{\nu}_e$	5.3	2.9	$7.5 \cdot 10^2$	$5.8 \cdot 10^{21}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$1.7 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{10}$
	$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	5.3	2.9	$6.9 \cdot 10^2$	$3.7 \cdot 10^{21}$	$7.9 \cdot 10^{-6}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{10}$
	$\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	5.4	2.9	$1.1 \cdot 10^3$	$6.4 \cdot 10^{20}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$5.8 \cdot 10^{10}$
5000.0	$b\bar{b}$	5.6	2.8	$2.4 \cdot 10^3$	$2.9 \cdot 10^{22}$	$3.7 \cdot 10^{-4}$	0.53	$8.2 \cdot 10^{11}$
	$\tau^+\tau^-$	5.4	2.9	$1.1 \cdot 10^3$	$5.9 \cdot 10^{20}$	$7.5 \cdot 10^{-6}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$6.3 \cdot 10^{10}$
	W^+W^-	5.4	2.9	$1.1 \cdot 10^3$	$2.9 \cdot 10^{21}$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$5.3 \cdot 10^{-2}$	$7.1 \cdot 10^{10}$
	$\nu_e\bar{\nu}_e$	5.3	2.9	$9.5 \cdot 10^2$	$2.1 \cdot 10^{22}$	$2.7 \cdot 10^{-4}$	$3.8 \cdot 10^{-1}$	$2.1 \cdot 10^{10}$
	$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	5.6	2.8	$7.1 \cdot 10^2$	$1.1 \cdot 10^{22}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$2.1 \cdot 10^{-1}$	$2.1 \cdot 10^{10}$
	$\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	5.3	2.9	$1.1 \cdot 10^3$	$5.9 \cdot 10^{20}$	$7.4 \cdot 10^{-6}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$5.4 \cdot 10^{10}$
10000.0	$b\bar{b}$	5.7	2.7	$1.9 \cdot 10^3$	$2.2 \cdot 10^{22}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	1.58	$5.4 \cdot 10^{11}$
	$\tau^+\tau^-$	5.4	2.9	$1.2 \cdot 10^3$	$5.4 \cdot 10^{20}$	$2.7 \cdot 10^{-5}$	$3.9 \cdot 10^{-2}$	$5.9 \cdot 10^{10}$
	W^+W^-	5.4	2.9	$1.0 \cdot 10^3$	$2.7 \cdot 10^{21}$	$1.3 \cdot 10^{-4}$	0.19	$6.5 \cdot 10^{10}$
	$\nu_e\bar{\nu}_e$	5.3	2.8	$8.8 \cdot 10^2$	$4.1 \cdot 10^{22}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	2.96	$2.0 \cdot 10^{10}$
	$\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	5.3	2.9	$7.7 \cdot 10^2$	$2.5 \cdot 10^{22}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	1.8	$2.3 \cdot 10^{10}$
	$\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	5.4	2.9	$1.0 \cdot 10^3$	$5.4 \cdot 10^{20}$	$2.7 \cdot 10^{-5}$	$3.9 \cdot 10^{-2}$	$5.0 \cdot 10^{10}$

скорость аннигиляции Γ стремится к постоянному значению:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \Gamma_A = \frac{C}{2}. \quad (4.11)$$

В этом пределе скорость захвата равна удвоенной скорости аннигиляции, что соответствует установлению равновесия. В таком случае, предельные значения на сечения рассеяния ВИМП-нуклон в спин-зависимом (SD, σ_{SD}^{UppLim}) и спин-независимом (SI, σ_{SI}^{UppLim}) взаимодействиях можно вычислить из выражений:

$$\sigma_{\chi,p}^{UppLim,SD}(m_\chi) = \lambda^{SD}(m_\chi) \cdot \Gamma_A^{UppLim}(m_\chi) \quad (4.12)$$

$$\sigma_{\chi,p}^{UppLim,SI}(m_\chi) = \lambda^{SI}(m_\chi) \cdot \Gamma_A^{UppLim}(m_\chi). \quad (4.13)$$

Подробное пояснение вычисления коэффициентов λ^{SD} and λ^{SI} из скорости аннигиляции и захвата приведено в Приложении 4.4 с использованием вычислений в работе [38]. Скорость захвата Солнцем реликтовых частиц зависит от локальной плотности ρ_0 этих частиц вблизи объекта, от дисперсии скоростей \bar{v} в гало, от скорости, с которой Солнечная система проходит через гало, от химического состава Солнца и от сечения упругого рассеяния ВИМП на ядрах. Модель захвата ВИМП в Солнце наиболее детально была представлена в работах А.Гулд [259] и использовались нами для конкретных вычислений скорости захвата Солнцем ВИМП частиц в анализе данных БПСТ [37], [264] и в [249]:

$$C = \sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{\rho_0}{\bar{v}} M_B \sum_i \langle v_{esc}^2 \rangle_i \frac{\sigma_i}{m_\chi m_i} f_i S_i. \quad (4.14)$$

Здесь M_B - масса Солнца, v_{esc} - параболическая скорость (скорость убегания), $v_{esc}(r) = \sqrt{2GM/r}$ (M - часть полной массы, заключенная внутри радиуса r). Фактор f_i - массовая доля i -того элемента. В формуле (4.14) учитывается пространственное распределение i -того элемента в Солнце (как в Приложении 4.4), и по нему усредняется гравитационный потенциал от массовой части i -того элемента $(1/2v_{esc}^2)_i$, который удобнее выразить через

следующую безразмерную величину Φ_i :

$$\Phi_i = \langle v_{esc}^2 \rangle_i / v_0^2, \quad (4.15)$$

где значения Φ_i и f_i брались в соответствии с работами [259], [37]. По химическому составу Солнце примерно на 73% состоит из водорода, что представляет собой самую большую протонную мишень (в сравнении с лабораторными возможностями) для упругого рассеяния ВИМП частиц и наиболее чувствительную к типу их спин-зависимого взаимодействия. В качестве солнечной модели в расчетах бралась BS2005-OP в [262] и относительная представленность элементов тяжелее кислорода из [263]. В результате численных решений относительно скорости захвата и коэффициентов λ^{SD} and λ^{SI} , что подробно показано в работе [38], были получены ограничения сверху на 90% д.у. на сечения рассеяния ВИМП-протон для спин-зависимого ($\sigma_{\chi p}^{SD}$) и спин-независимого ($\sigma_{\chi p}^{SI}$) взаимодействия, представленные в Таблице 4.1 и на рисунках 4.9, в сравнении с результатами других нейтринных телескопов и экспериментов прямого поиска сигнала ВИМП частиц, где измеряется энергия отдачи ядра мишени. В моделях для большей части ВИМП величина сечения $\sigma_{\chi-N}^{SD}$ на два и более порядков выше, чем $\sigma_{\chi-N}^{SI}$. Поэтому ограничения нейтринных телескопов на спин-зависимое сечение сильнее, чем на сечение скалярного рассеяния. Из графиков на рисунке 4.8 и на рисунке 4.9 следует, что ограничения на сечения упругого рассеяния ВИМП на протоне наиболее сильные в каналах аннигиляции с наиболее жесткими спектрами нейтрино на уровне регистрации - пара $\tau^+\tau^-$ нейтрино и пара $\tau^+\tau^-$ лептонов. При сравнении полученных ограничений с результатами из прямых поисков ВИМП в случае спин-зависимого взаимодействия (рисунок 4.9) нейтринные эксперименты имеют преимущество не менее чем на два порядка величины. Обратная ситуация для ограничений сечений спин-независимого взаимодействия, где достигнутая чувствительность лучше в лабораторных экспериментах (рисунок 4.10). Верхние преде-

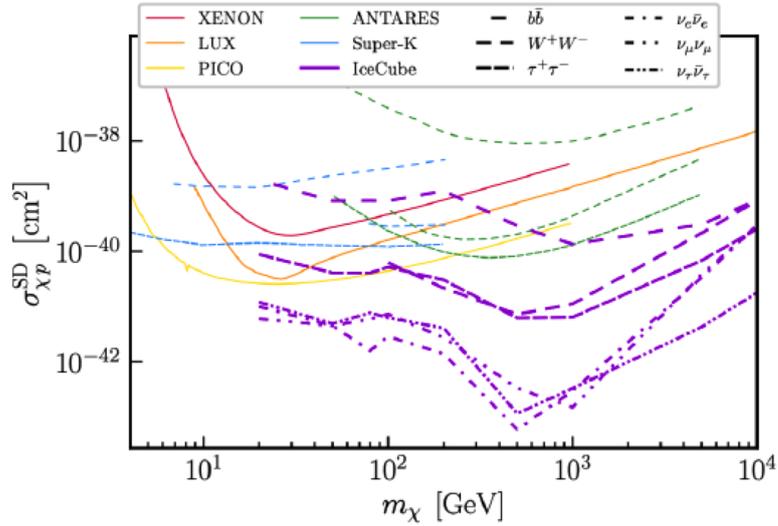


Рис. 4.12.

лы в области наилучшей чувствительности НТ200 по обновленным данным нейтринных экспериментов и прямых поисков ВИМП со времени анализа данных НТ200 снижены более чем на порядок, как можно видеть по графикам на рисунке 4.11. Однако значимость полученных на телескопе НТ200 ограничений сверху на сечения рассеяния ВИМП, представленные в Таблице 4.1, остается актуальной в глобальном обзоре данных поиска темной материи [42], [43]. Так, в ряде измерений наблюдались спектральные особенности при энергиях до 100 ГэВ [223], [35]: в экспериментах прямого поиска темной материи (DAMA, CDMS II и непрямого - по гамма излучению (WMAP, EGRET, FERMI), электрон-позитронной и протон-антипротонной компонентам КЛ (INTEGRAL, PAMELA, ATIC)- все они интерпретировались авторами экспериментов как свидетельство реакций слабого взаимодействия частиц темной материи. Однако ограничения на сечения реакций взаимодействия ВИМП с нуклонами закрывают их области сигнального превышения над фоном, хотя при этом остается возможность проявления частиц иных моделей темной материи.

4.2. Ограничения на потоки нейтрино и на скорость аннигиляции ВИМП в центре галактики Млечный Путь

Структура нашей галактики Млечный Путь и подобных ей спиральных галактик включает несколько компонент: центральный объём сфероидальной формы или ядро ("балдж") с радиусом около 8 килопарсек (кпк), заключающее в себе в основном старые звёзды и центральную сверхмассивную черную дыру (СМЧД); диск (размерами 100:1 тысяч световых лет) с преимущественно молодыми звёздами, нейтральным водородом и молекулярным газом; спиральные продолжения ("рукава") распределения газа и пыли (и это основная область звездообразования); сферическое гало, состоящее в основном из неизлучающей темной материи и некоторого количества очень старых маломассивных звёзд и их шаровых скоплений. Диаметр тёмного гало оценивается в 130 тысяч световых лет, превышая протяженность диска примерно на 10 кпк. Ещё одна структура – это относительно недавно открытое явление в нашей Галактике: существование гало гамма-излучения, известное как "Пузыри Ферми в форме вытянутой на тысячи световых лет восьмерки вокруг центра Галактики и перпендикулярное ее диску. Гамма-гало не обнаруживает причинно-следственной связи с гало темной материи. Предполагается, что наблюдаемое явление свидетельствует о прошлой активности балджа и СМЧД, образовавшись от столкновения струи вещества, испущенной из центра, с потоком межгалактического газа, движущегося навстречу за счет притяжения Млечного Пути с направления спутниковых галактик Магеллановы Облака. Модели Галактики, описывающие пространственное распределение вещества в наилучшем согласии с наблюдениями (например, с применением метода Байеса), дают примерно следующие оценки его среднего количества для компонент с осевой симметрией: масса ядра $\sim 9,2 \times 10^9$ масс Солнца (M_{Sun}), общая масса звёзд порядка $5,4 \times 10^{10} M_{Sun}$, полная вириальная масса $\sim 1,4 \times 10^{12} M_{Sun}$. По-

грешности в приведенных оценках массы видимого вещества около 10% и для вириальной массы – $\sim 20\%$. Отклонение от осевой симметрии структурных компонент, в частности гало ТМ, существенно влияет на распределение ТМ и на величину локальной плотности ρ_0 на расстоянии Солнца от центра Галактики, учитываемых в расчетах потоков нейтрино от аннигиляции ТМ в Галактике и внутри Солнца. Оценка среднего для величины локальной плотности темного гало в окрестностях Солнца модельно зависима и варьируется в интервале $0,2-0,6 \text{ ГэВ}\cdot\text{см}^{-3}$. На сегодняшний день ее значение примерно $0.01 M_{Sun}$ на кубический парсек или $0,4 \text{ ГэВ}\cdot\text{см}^{-3}$.

Какой при этом профиль плотности тёмного гало? В стандартном представлении профиль плотности $\rho(r)$ можно описать зависимостью от радиуса с одним свободным параметром γ как

$$\rho(r) = \frac{\rho_*}{\left(\frac{r}{r_*}\right)^\gamma \left[1 + \frac{r}{r_*}\right]^{(3-\gamma)}} \quad (4.16)$$

где r_* масштабный радиус, ρ_* локальная плотность на этом расстоянии. Для $\gamma = 1$ это распределение соответствует известной стандартной модели профиля плотности гало NFW (Navarro, Frenk, White 1996), которая была получена из аппроксимации численных симуляций темной материи в рамках космологической модели ΛCDM , без учета барионов. До сих пор неясно, насколько сильное влияние оказывают барионы на профиль плотности темной материи в галактиках. В настоящее время этот вопрос активно исследуется. Очевидно, что основное влияние барионов будет в центре, однако определить к какому распределению внутренней плотности ТМ оно приводит, не позволяет уровень чувствительности телескопов в любом из диапазонов спектральных наблюдений. Сильное влияние барионов может привести к внутренней плотности ТМ в форме "касп"(шип), что соответствует в ур.(4.16) $\gamma > 1$, а ослабление влияния барионов приводит к внутренней плотности ТМ в форме "ядра"($\gamma < 1$). Прямые данные наблюдений за Млечным Путем не могут устранить эту неопределенность, поскольку

Таблица 4.3

Параметры в моделях профиля плотности темной материи

Модель	α	β	γ	δ	r_* , кпк	ρ_* , GeV/cm ³
NFW	1	3	1	0	20	0.3
Burkert	2	3	1	1	9.26	1.88
Moore	1.5	3	1.5	0	28	0.27

в той части нашей Галактики, которая находится внутри круга Солнечной системы, преобладают барионы, поэтому влияние темной материи внутри этого круга на движение астрофизических объектов невелико. В численных симуляциях многих тел (N-тел) [267] добавление барионов может прояснить вопрос их влияния, но для этого требуется моделирование с лучшим разрешением в небольшой области центральной части галактики. Наконец, не исключается возможность, что темная материя может образовывать скопления в нашей Галактике и что сигнал с определенных направлений может быть усилен наличием скопления в пределах прямой видимости [268].

Из известных моделей распределения плотности темной материи в нашей Галактике, представленных, например, в работах [269, 270, 272, 273, 320] для анализа набора данных с мюонными нейтрино Байкальского телескопа НТ200 нами были рассмотрены профиль плотности ТМ по стандартной модели NFW [269, 270] и для сравнения с ней, модель Moore [272] с "каспом" и модель Burkert [273] с "ядром" (с имевшим место небольшим предпочтением в наблюдаемых данных [274]). Все эти профили можно описать следующим образом:

$$\rho(r) = \frac{\rho_*}{\left(\delta + \frac{r}{r_*}\right)^\gamma \left[1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha\right]^{(\beta-\gamma)/\alpha}} \quad (4.17)$$

с параметрами моделей, представленных в Таблице 4.3.

Сигнал от аннигиляции пропорционален квадрату плотности темной материи и, соответственно, ожидаемый нейтринный поток от аннигиляции

частиц темной материи в центре Галактики. Поток нейтрино на уровне Земли определяется следующим образом:

$$\frac{d\phi_\nu}{dE_\nu d\Omega} = \frac{\langle \sigma_a v \rangle}{2} J_a(\psi) \frac{R_0 \rho_0^2}{4\pi m_{DM}^2} \frac{dN_\nu}{dE_\nu}, \quad (4.18)$$

где $J_a(\psi)$ - астрофизический фактор как функция углового расстояния ψ от центра Галактики; $\langle \sigma_a v \rangle$ - сечение аннигиляции, усредненное по распределению скоростей ВИМП в современную эпоху; dN_ν/dE_ν - спектр нейтрино и антинейтрино. Астрофизический фактор J_a включает профиль плотности темного вещества по лучу зрения наблюдателя и параметризуется как функция углового расстояния ψ в виде:

$$J_a(\psi) = \int_0^{l_{max}} \frac{dl}{R_0} \frac{\rho^2 \left(\sqrt{R_0^2 - 2rR_0 \cos \psi + r^2} \right)}{\rho_0^2}. \quad (4.19)$$

Здесь R_0 это расстояние от центра Галактики до Солнечной системы; ρ_0 - локальная плотность темной материи. Интегрирование по лучу зрения наблюдателя до максимальной величины l_{max} , которая много больше размера нашей Галактики. Число ожидаемых сигнальных нейтрино от аннигиляции ВИМП в центре Галактики вычисляется по потоку ур. (4.18) на эффективной площади их регистрации телескопом НТ200.

Сигнал и фон. Анализ нейтринных событий с направлениями прихода из области центра Галактики, как и в рассмотренном выше поиске сигнала от солнечных ВИМП, основывается на наборе экспериментальных данных, измеренных Байкальским глубоководным телескопом НТ200 в период наблюдений с апреля 1998 по февраль 2003 год. Функциональные системы, методы калибровки и программная обработка данных для реконструкции мюонов из нижней полусферы Земли подробно описана в работах [247, 248]. Набор нейтринных событий для дальнейшего анализа включает 510 мюонных нейтрино и ограничение на зенитный угол меньше 100° . На рисунке 4.13 (слева) показано распределение нейтринных событий НТ200 в галактических координатах на карте небесной сферы, зарегистрированных и выделен-

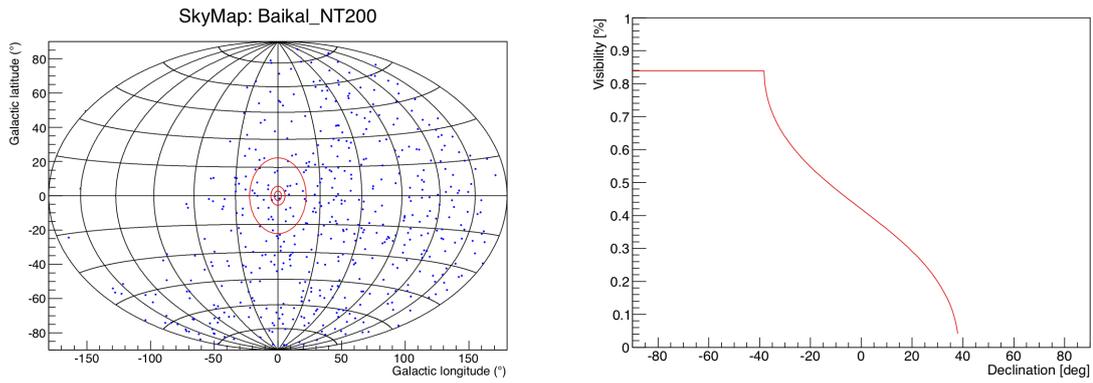


Рис. 4.13. Слева: Распределение нейтринных событий NT200 в галактических координатах. Контур (красные) вокруг центра - углы раствора конусов в направлении на центр Галактики: 20° , 5° и $2,5^\circ$. Справа: Видимость склонений на широте NT200 как усредненная за год доля времени наблюдения в сутки.

ных по мюонам, приходящим из нижней полусферы Земли. В направлении на Галактический центр (GC) отмечены конусы с угловым размером 20° , 5° и $2,5^\circ$, в которых наблюдалось 31, 2 и 2 нейтрино, соответственно. Доля времени наблюдения GC на широте телескопа примерно 70% времени суток, что видно из рисунка 4.13 (справа), где в нормировке учитывалось время экспедиционных работ с отключением детектора.

Распределение измеренных нейтринных событий по угловому расстоянию до центра Галактики показано на рисунке 4.14 в сравнении с фоновыми событиями. Для оценки фона использовался тот же метод, что в анализе данных по поиску сигнала от аннигиляции ВИМП в Солнце, то есть путем случайного перемешивания в реальных данных значений по восхождению относительно значений по склонениям ("scrambling"). Такой метод позволяет избежать больших систематических ошибок в отклике телескопа на поток нейтрино. При использовании полного набора данных в процедуре перемешивания (scrambling) не исключается возможное небольшое искажение из-за присутствия сигнала. В качестве поправки к общей нормировке фона

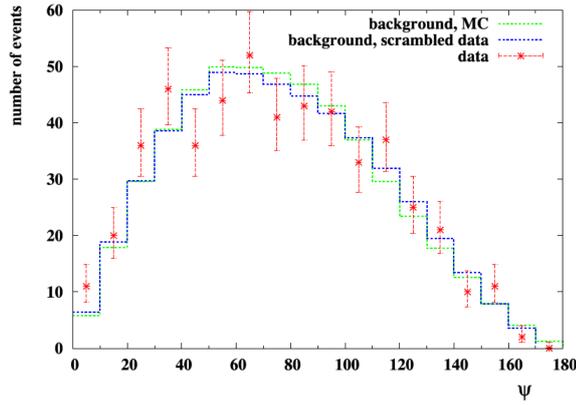


Рис. 4.14. Биновое распределение событий в зависимости от их углового расстояния $\Psi(^{\circ})$ до центра Галактики: реальные данные со статистической ошибкой (красные звездочки и пунктир) и фоновые события: полученные из реальных данных перемешиванием по восхождению (синий пунктир гистограммы) и из набора симулированных событий МК (зеленый пунктир гистограммы).

используется сопоставление фонового распределения с реальными данными за пределами области ожидаемого присутствия сигнала, например, для $\psi > 60^{\circ}$. В другой процедуре оценки формы фона по угловому расстоянию до центра Галактики мы моделируем восстановленное угловое распределение симулированных МК атмосферных нейтрино с учетом видимости склонений на широте телескопа, то есть долей времени наблюдения точки на небе в зависимости от ее склонения, и с ограничением на зенитный угол меньше 100° , как в реальных данных. Также для общей нормировки распределения полученная форма сопоставляется с данными в области $\psi > 60^{\circ}$. Сравнение двух различных фоновых моделей представлено на рисунке 4.14 вместе с угловым распределением данных. Из сравнения распределения фона и измеренных событий можно заметить небольшое превышение в числе наблюдаемых событий в первом бине распределения с направлением на центр Галактики. Значимость превышения оценивалась далее в зависимости от

предполагаемого сигнала аннигиляции ВИМП частиц, их массы и канала аннигиляции.

Как обсуждалось в разделе по солнечным ВИМП, энергетические спектры нейтрино, что входят в определение потока нейтрино от аннигиляции ВИМП, зависят от свойств гипотетической частицы темной материи в соответствии выбранной теоретической модели. В модельно-независимом подходе мы предполагаем, что ВИМП частицы аннигилируют со 100% вероятностью в отдельно рассматриваемый канал в пару фермионов или бозонов, частицу и античастицу. В данном анализе нами рассматривались аннигиляции ВИМП частиц в диапазоне масс от 30 ГэВ до 10 10 ТэВ по каналам $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$, W^+W^- и канал монохроматичных нейтрино $\nu\bar{\nu} \equiv \frac{1}{3}(\nu_e\bar{\nu}_e + \nu_\mu\bar{\nu}_\mu + \nu_\tau\bar{\nu}_\tau)$ как среднее от трех ароматов на уровне Земли, используя вычисление спектров в источнике ВИМП из работы [275], где в диаграммы обмена были включены электрослабые поправки, имеющие значение для больших масс частиц. Прохождение нейтрино через Землю симулировалось методом МК, как представлено в Главе 1 и в работе [39], с параметрами осцилляции наиболее позднего анализа данных по экспериментам из работы [119]. Результаты расчетов представлены на рисунке 4.15 для массы ВИМП $m_{DM} = 500$ ГэВ, где для данной массы кинематически возможны все рассматриваемые каналы аннигиляции. С полученными спектрами нейтрино (и антинейтрино) на уровне детектора далее определяется оптимальный угол поиска сигнала с точки зрения соотношения сигнал/фона и устанавливаются верхние ограничения на поток нейтрино.

Оптимизация размера углового раствора конуса в поиске сигнала в методе с функцией максимального правдоподобия. Ожидаемые на телескопе распределения восстановленных сигнальных событий (мюонов) по угловому расстоянию относительно центра Галактики определялись методом МК в симуляциях формы углового разброса следующих составляющих: астрофизического фактора $J_a(\psi)$ для заданного профиля

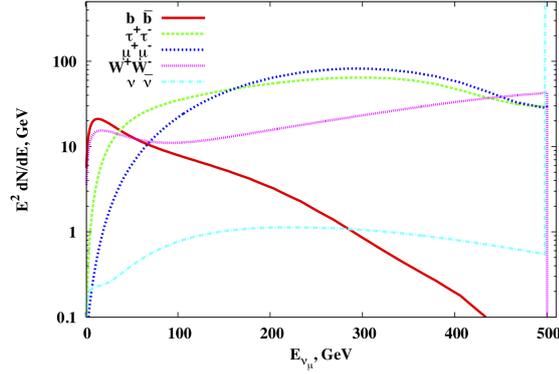


Рис. 4.15. Спектры мюонных нейтрино ν_μ на уровне Земли от аннигиляции ВИМП массой $m_{DM} = 500$ GeV.

плотности темной материи, вылета мюонов θ_μ во взаимодействии нейтрино заряженными токами (в Главе 1) в интеграле по спектру нейтрино в заданном канале аннигиляции, а также углового разрешения телескопа. Кумулятивное распределение углового разрешения НТ200 показано на Рис. 4.16 (слева). Полученные распределения событий для профиля плотности темной материи в модели NFW показаны на рисунке 4.16 (справа) при аннигиляции ВИМП массой 30 ГэВ в $b\bar{b}$ с мягким спектром нейтрино и ВИМП массой 10 ТэВ в пары нейтрино $\nu\bar{\nu}$ с монохроматичным (наиболее жестким) спектром. Для сравнения показано ожидаемое распределение фоновых событий атмосферного происхождения.

Оптимизация соотношения сигнал/фон в направлении на центр Галактики была выполнена методом функции максимального правдоподобия, в которой можно детальнее учесть угловые распределения сигнала и фона, чем в методе MRF [255] (примененном в предыдущем разделе по направлению на Солнце). Дальнейшее сравнение двух способов оптимизации размера конуса [249], показало, что отличия в результатах двух методов незначительные. Для подсчета событий в сигнальной области бралась их часть с $\psi < 40^\circ$ и игнорировалась оставшаяся, предполагая, что в ней будет

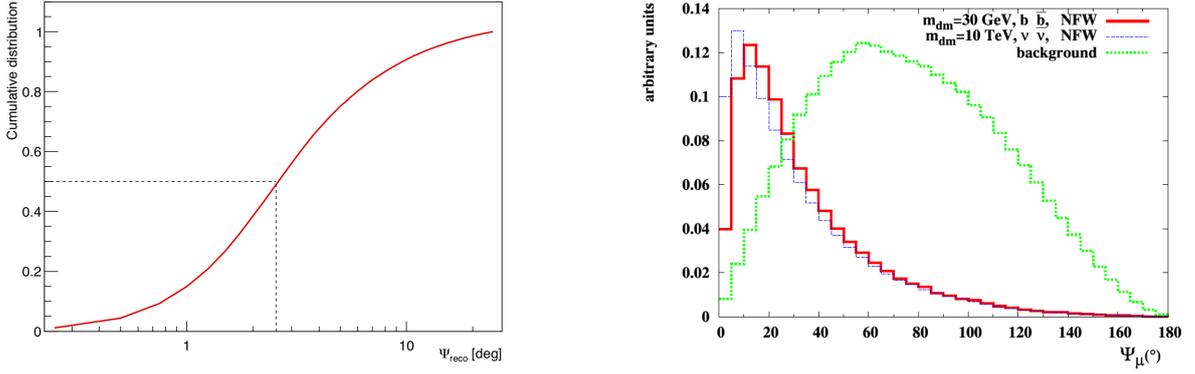


Рис. 4.16. Справа: Форма ожидаемых распределений событий по угловым расстояниям до центра Галактики от аннигиляции ВИМП массой 30 ГэВ в пару $b\bar{b}$ (красная истогаммы) и массой 10 ТэВ в пару нейтрино (синяя) и от ожидаемого фона - (зеленая).

преобладать фон. Функция правдоподобия строится как произведение распределений вероятности $f(\psi, N_S, N_B)$ для измеряемых событий n в области поиска ψ :

$$\mathcal{L}(N_S) = \frac{(N_B + N_S)^n}{n!} e^{-(N_B + N_S)} \prod_{i=1}^n f(\psi_i, N_B, N_S) \quad (4.20)$$

Предполагается, что в случае ненулевого сигнала данные будут распределены как

$$f(\psi, N_S, N_B) = \frac{1}{N_S + N_B} (N_S f_S(\psi) + N_B f_B(\psi)). \quad (4.21)$$

Здесь $f_S(\psi)$ и $f_B(\psi)$ - ожидаемые функции углового распределения сигнала и фона, нормализованные в области поиска. Распределение Пуассона в ур.(4.20) учитывает флуктуации в измеренном числе событий. Систематические ошибки для сигнала и фона, σ_S и σ_B , были введены в функцию уточняющих ("nuisance") параметров $\theta \equiv \{\epsilon_S, \epsilon_B\}$, флуктуирующих по распределению Гаусса. В результате, полное выражение функции правдоподобия для процедуры минимизации имеет вид:

$$\mathcal{L}(N_S, \epsilon_S, \epsilon_B) = \mathcal{N} \frac{(\epsilon_B N_B + \epsilon_S N_S)^n}{n!} e^{-(\epsilon_B N_B + \epsilon_S N_S) - \frac{(\epsilon_S - 1)^2}{2\sigma_S^2} - \frac{(\epsilon_B - 1)^2}{2\sigma_B^2}} \prod_{i=1}^n f(\psi_i, \epsilon_B N_B, \epsilon_S N_S), \quad (4.22)$$

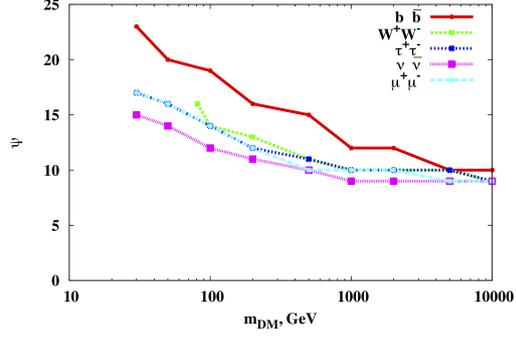


Рис. 4.17. Оптимальные значения размеров угла конуса в направлении на центр Галактики в зависимости от массы m_{DM} и канала аннигиляции ВИМП.

где \mathcal{N} фактор нормировки. Полученные значения углов конуса поиска сигнала, как оптимальные, для разных каналов аннигиляции ВИМП и в зависимости их массы, представлены на рисунке 4.17. Величина раствора угла наименьшая при аннигиляции ВИМП большой массы в нейтрино, что очевидно для монохроматического потока.

В растворе оптимального угла ψ поиска событий от аннигиляции в центре Галактики ожидаемое число вычисляется как произведение потока в ур.(4.18) и эффективной площади S^{eff} в соответствии ее определению в Главе 1 и с усреднением по спектрам нейтрино (и антинейтрино) в рассматриваемых каналах аннигиляции, аналогично (ур.4.8), следующим образом:

$$N(\psi) = T \frac{\langle \sigma_a v \rangle R_0 \rho_0^2}{8\pi m_{DM}^2} J_{a,\Delta\Omega} S^{eff} \int_{E_{th}}^{m_{DM}} dE \frac{dN_\nu}{dE_\nu}, \quad (4.23)$$

где T - живое время наблюдения. Величина $J_{a,\Delta\Omega}$ является интегральной величиной астрофизического фактора $J_a(\psi)$ и функции видимости склонений $\epsilon(\psi, \phi)$ (на рисунке 4.13) по области поиска сигнала, как

$$J_{a,\Delta\Omega} = \int d(\cos\psi) d\phi J_a(\psi) \epsilon(\psi, \phi). \quad (4.24)$$

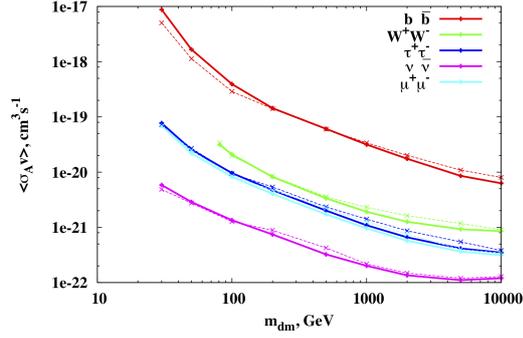


Рис. 4.18. Верхние пределы на 90% д.у. по данным телескопа HT200 на сечения аннигиляции в предположении модели NFW профиля плотности темной материи (сплошные линии). Пунктиром обозначены значения верхних пределов на 90% д.у. в методе оптимизации MRF.

Верхние пределы на число событий $N(\psi)$ на 90% д.у. были получены с функцией правдоподобия вида

$$\lambda(N_S) = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(N_S, \hat{\theta}(N_S))}{\mathcal{L}(\hat{N}_S, \hat{\theta})} \quad (4.25)$$

и численного решения уравнения $\lambda(N_S^{90}) = 2.71$ [277] по теореме Вилкса [276, 277] о том, что величина $\lambda(N_S)$ подчиняется χ^2 распределению с одной степенью свободы. Здесь значения \hat{N}_S и $\hat{\theta}$ дают абсолютный максимум функции правдоподобия, в то время как $\hat{\theta}(N_S)$ обозначает значение θ в максимуме вероятности при фиксированном значении N_S .

Далее, из полученных ограничений на 90% д.у. на число событий N_S^{90} и из выражения ур.(4.23) вычисляются верхние пределы на поток нейтрино и на величину сечения аннигиляции $\langle\sigma_A v\rangle$. Результаты по верхним пределам сечения на 90% д.у. представлены в Таблице 4.4 и на рисунке 4.18.

Существенный вопрос о величине систематических ошибок. Они включают в себя как экспериментальную, так и теоретическую части. В предыдущем разделе, как и в [249], показана 30% неопределенность из измерений

Таблица 4.4

Ограничения сверху на 90% д.у. по данным телескопа HT200 на сечения аннигиляции в центре Галактики для модели NFW профиля плотности темной материи

$m_{DM}, \text{ GeV}$	$\langle\sigma_{Av}\rangle, 10^{-21}\text{cm}^3/\text{с}, \text{ модель NFW}$				
	$b\bar{b}$	W^+W^-	$\tau^+\tau^-$	$\mu^+\mu^-$	$\nu\bar{\nu}$
30	8770	–	76.9	69.3	5.86
50	1660	–	25.4	21.9	2.88
100	392	20.9	9.61	8.21	1.35
200	144	8.19	4.71	4.04	0.742
500	60.9	3.35	2.01	1.72	0.324
1000	31.6	1.91	1.09	0.957	0.201
2000	17.5	1.26	0.659	0.57	0.135
5000	8.55	0.926	0.414	0.364	0.111
10000	6.28	0.852	0.349	0.313	0.120

и $\sim 10\text{-}12\%$ неопределенность из теории свойств нейтрино. Однако в данной задаче основная неопределенность связана с астрофизикой. В нашей работе [278] был проведен анализ о влиянии астрофизической неопределенности на верхние пределы сечения аннигиляции темной материи.

Насколько различны функции интегральных значений J_a -факторов (в ур.4.24)) для трех разных моделей профиля плотности темной материи в Галактике видно из их зависимости от величины ψ раствора конуса поиска сигнала на рисунке 4.19.

Соответственно, выбор модели профиля плотности темной материи приводит к заметной разнице в результатах оптимизации угла поиска сигнала и верхних пределов на сечения аннигиляции, как видно из рисунка 4.20. Из представленных графиков на рисунке 4.20 следует, что для профиля

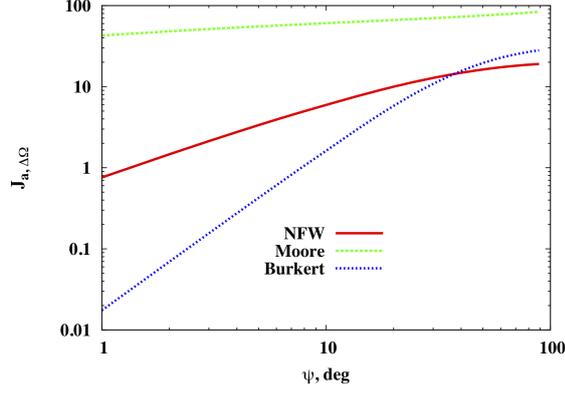


Рис. 4.19. Функции астрофизических факторов $J_{a,\Delta\Omega}$ в зависимости от углового расстояния ψ до центра Галактики для трех разных моделей профиля плотности темной материи в Галактике: стандартная модель NFW (красная линия), модель Burkert с центральным "ядром" (синяя) и модель Moore с центральным "каспом" (зеленая).

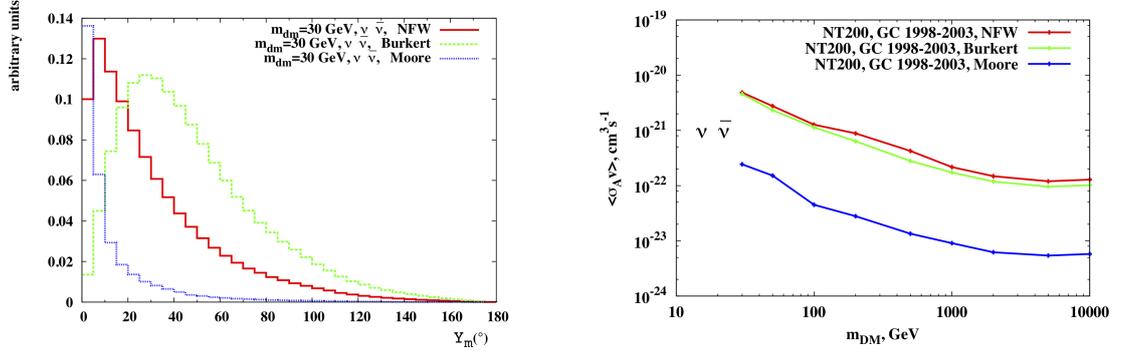


Рис. 4.20. Аннигиляции ВИМП массой 30 ГэВ в монохроматичные нейтрино для трех моделей профиля ГМ: стандартная NFW (красная линия), Burkert с центральным "ядром" (синяя) и Moore с центральным "каспом" (зеленая). Слева: распределение по угловому расстоянию сигнальных событий от центра Галактики. Справа: верхние пределы на 90% д.у. на сечения аннигиляции по данным телескопа NT200.

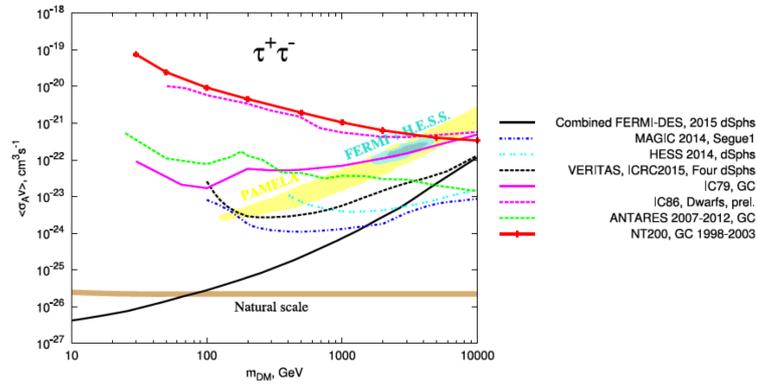


Рис. 4.21. Ограничения сверху на 90% д.у. на сечение аннигиляции ВИМП в $\tau^+\tau^-$ в зависимости от массы ВИМП по данным телескопа NT200 и сравнение с результатами аналогичного анализа в других экспериментах на момент публикации результатов NT200

плотности ТМ с центральным "каспом"(модель Moore) оптимальные размеры углов лежат в интервале $3 - 11^\circ$ в сравнении со значениями $56 - 57^\circ$ в случае модели с "ядром"(Burkert) в рассматриваемом диапазоне массы ВИМП. Очевидно, что для очень остроконечного профиля модели Moore пределы на сечения аннигиляции улучшены на порядок относительно стандартной модели NFW. Это связано со значительно большими значениями J_a -факторов даже при очень малых углах раствора по сравнению с профилем NFW. В то же время профиль модели Burkert с "ядром"дает почти те же верхние пределы. В этом случае большой фон при новом угле раствора компенсируется большим астрофизическим фактором. Мы видим, что J_a для случая профиля Burkert больше, чем для случая NFW при $\psi > 37^\circ$.

Как отмечалось выше, в распределении событий по угловому расстоянию (на рисунке 4.14) в измеренном числе нейтринных событий в направлении на центр Галактики есть превышение над фоном. Это обстоятельство ослабляет верхние пределы, полученные на 90% д.у. на сечения аннигиляции ВИМП в Таблице 4.4. Значимость указанного превышения можно

оценить величиной тест-статистики (TS), которая вычисляется отношением функций максимального правдоподобия как в (ур.4.25) для случая $\lambda(0)$, сравнения максимального сигнала с фоном.

Для стандартной модели профиля плотности NFW и без включения систематических неопределенностей в расчет значимости, величина TS соответствует значениям 5,8 – 6,6, в зависимости от канала аннигиляции ВИМП. В проведенном нами дальнейшем анализе с включением систематических неопределенностей [278], в том числе погрешности 2σ [274] в параметрах модели NFW r_* и ρ_* (см. Таблицу 4.3), статистическая значимость снизилась до значений 1,4 – 1,6. Хотя превышение менее 2-х σ соответствуют флуктуациям фона, стоит отметить, что в диффузном гамма излучении в направлении центра Галактики спутниковой обсерваторией FERMI-LAT было измерено превышение над фоном в энергетическом диапазоне 1–3 ГэВ, известное как GCE, так что подгонка данных и моделей лучше соответствовала аннигиляции ВИМП, чем дополнительному потоку от астрофизического объекта в центре Галактики. Другой известной аномалией в данных был избыток в измерениях потока позитронов в эксперименте PAMELA [279] и их интерпретация аннигиляционного происхождения от ВИМП [280], а также комбинированный анализ электрон-позитронных компонент по данным FERMI-LAT [281] и HESS [282]. На рисунке 4.21 приведены указанные "сигнальные" области сечений аннигиляции ВИМП в сравнении с верхними пределами на 90% д.у. на сечения аннигиляции ВИМП в канале $\tau^+\tau^-$ по данным гамма телескопов в направлении темных карликовых галактик: FERMI и DES [317] (комбинированный анализ), VERITAS [285], MAGIC [307], HESS [288]; и по данным нейтринных телескопов в направлении центра Галактики: IceCube [309], ANTARES [290]. Результаты HT200 обозначены красной линией. Предсказываемое значение сечения аннигиляции реликтовых частиц (в теориях их теплового происхождения в ранней Вселенной) отмечены полосой на уровне $\sim 3 \cdot 10^{-26} \text{ см}^3\text{с}^{-1}$. [283]. В сравни-

тельном анализе все эксперименты используют стандартную модель NFW профиля плотности темной материи. С увеличением экспозиции больших нейтринных телескопов и гамма обсерваторий, а также применения методики объединения предельных значений в комбинировании функций правдоподобия различных экспериментов, на сегодняшний день уровень верхних ограничений на сечения аннигиляции приближается к "полосе" сечения аннигиляции реликтовых частиц (как на рисунке 4.21) в рассматриваемом диапазоне массы ВИМП [266].

Следующей задачей в поиске аннигиляционного сигнала ВИМП в экспериментальных данных телескопа HT200, был анализ в направлении темных карликовых галактик [292], выполненный методикой функции максимального правдоподобия.

4.3. Ограничения на потоки нейтрино и на скорость аннигиляции ВИМП в карликовых сфероидальных галактиках и в галактике Большое Магелланово Облако

Карликовые сфероидальные галактики (dSphs), будучи дальними спутникам Млечного Пути, являются оптически слабыми или ультра-слабыми астрофизическими объектами с угловыми размерами меньше градуса. Карлики характеризуются очень малой величиной отношения свет-масса и плоскими кривыми вращения (см. например, статью [293] и ссылки в ней), что позволяет говорить о наличии в них значительного количества темного вещества. Как следствие, галактики dSphs рассматриваются как перспективные источники сигнала от аннигиляции темной материи, при этом в литературе широко обсуждаются имеющиеся экспериментальные противоречия в наблюдениях (см. например, статьи [294–297]). Обнаружено более четырех десятков карликовых галактик dSphs, включая восемь недавно открытых темных карликов [298, 299]. Их видимая популяция на небе мо-

жет в ближайшее время значительно возрасти за счет новых возможностей для наблюдения оптических установок DES [300] и LSST [301], и дополняющих их наблюдений на гамма-телескопах следующего поколения, таких как СТА [302]. К настоящему времени, среди всех мультиволновых поисков сигнала от аннигиляции ТМ от внегалактических источников, таких как dSphs, существенного превышения числа событий относительно предполагаемого фона обнаружено не было (при этом о некотором избытке гамма-излучения в направлении недавно обнаруженной карликовой галактики "Reticulum-2" была статья [305]). Более того, в результате объединённого анализа гамма-излучений от галактик dSphs по данным гамма-телескопа FERMI-LAT и DES [303, 306, 317], наземных установок MAGIC [307] и HESS [308] были поставлены строгие верхние пределы на сечение аннигиляции ТМ. Аналогичный поиск сигнала от аннигиляции ТМ в темных карликовых галактиках, но уже по потокам нейтрино, был выполнен также на нейтринных телескопах, где наиболее строгие ограничения на сечение аннигиляции были по данным SuperKamiokande для масс ВИМП меньше 30 ГэВ и для больших масс ВИМП по данным IceCube [309].

Наблюдаемые проявления темного вещества в соседней самой большой спутниковой галактике Млечного Пути, т. е. в Большом Магеллановом Облаке (LMC), с вычисленными астрофизическими факторами позволяют рассматривать этот участок небесной сферы вторым по яркости [310] после центра Галактики [311, 312] среди астрофизических источников аннигиляции темной материи. Недавний анализ данных FERMI-LAT [313] показывает, что полученные верхние пределы на сечение аннигиляции ТМ в LMC сравнимы с результатами объединенного (комбинированного) анализа галактик dSphs, несмотря на то, что в Большом Магеллановом Облаке значительный барионный фон в отличие от темных карликов.

Данный анализ внегалактических источников темной материи выполнен на основе измеренных Байкальским телескопом HT200 нейтринных со-

бытий из нижней полусферы Земли за период наблюдения с апреля 1998 года по февраль 2003 года. Набор экспериментальных и симулированных методом МК данных критерии отбора событий и подавления фона атмосферных мюонов сверху, а также угловые характеристики событий соответствуют тем, что использовались в анализе поиска сигнала аннигиляции темной материи в Солнце [249] и в Галактическом центре [278]. В соответствии с местоположением NT200 в наборе нейтринных событий только из нижней полусферы мы можем изучать источники аннигиляции темной материи со склонениями ниже 39° Северной небесной полусферы, как показано на рисунке 4.13. Полная видимость (100%) соответствует склонениям ниже 39° Южной небесной полусферы.

Сигнал и фон. В поисках потоков нейтрино от аннигиляции ВИМП мы исследовали 23 направления на небесной сфере: на темные карликовые сфероидальные галактики и на Большое Магелланово Облако, проверяя возможное превышение измеренного числа нейтрино над ожидаемым фоном атмосферного происхождения. В Таблице 4.5 галактики dSphs представлены своими экваториальными координатами (δ, α) , где первые 14 - это хорошо известные ("классические") темные карликовые галактики. На рисунке 4.22 они обозначены голубым цветом и крестиками, а также областью в 5° вокруг них. Следующие восемь dSphs, оптически ультра слабые галактики, сравнительно недавно открытые коллаборацией DES [298] на склонениях Южной полусферы ниже 45° . На рисунке 4.22 они отмечены желтыми кружками с радиусом 5° . Угловой размер конуса 5° соответствует уровню разрешения $\sim 1\sigma$ для трековых мюонных событий на NT200. Угловое разрешение телескопа NT200 в данном анализе больше видимого размера карликовых галактик, что позволяет считать их точечными источниками.

В Таблице 4.5 приведены значения J -факторов для каждой галактики, проинтегрированные по телесному углу в соответствии с их размерами. Также приведены астрофизические неопределенности в оценке J -факторов

Таблица 4.5

Перечень темных карликовых галактик, исследуемых в настоящем анализе, их экваториальные координаты и астрофизические факторы J_a проинтегрированные в конусе угла 20° , число наблюдаемых событий n и ожидаемое число фоновых событий N_B в сигнальной области, статистическая тестовая характеристика (TS) для предполагаемого сигнала от аннигиляции ВИМП массой $m_{DM} = 30$ ГэВ в канале $b\bar{b}$ и массой $m_{DM} = 10$ ТэВ в канале $\nu\bar{\nu}$. Приведенные неопределенности фактора J_a взяты из работ с указанными ссылками: *a)* [304], *b)* [305], *c)* [316], *d)* [317].

Name	Dec	RA	$\overline{\log_{10} J}$	N_S	N_B	TS, $b\bar{b}$ 30 GeV	TS, $\nu\bar{\nu}$ 10 TeV
Carina	-50.97	100.40	18.1 ± 0.23^a	30	29.3	0.10	1.11
Fornax	-34.45	40.0	18.2 ± 0.21^a	25	26.0	0.02	0
Leo-I	12.31	152.12	17.7 ± 0.18^a	14	11.6	1.15	0.05
Leo-II	22.15	168.37	17.6 ± 0.18^a	11	6.81	2.19	0
Sculptor	-33.71	15.04	18.6 ± 0.18^a	29	24.5	0	0.25
Sextans	-1.61	18.26	18.4 ± 0.27^a	23	17.6	2.50	0
Bootes-I	14.50	210.03	18.8 ± 0.22^a	12	10.7	0.05	0.95
Coma Berenices	23.90	186.75	19.0 ± 0.25^a	10	6.12	0.76	0.12
Hercules	12.79	247.76	18.1 ± 0.25^a	9	11.3	0	0
Leo-IV	-0.53	173.24	17.9 ± 0.28^a	18	16.8	0.0	0.48
Leo-V	2.22	172.79	16.37 ± 0.9^b	18	15.4	0.0	0
Leo-T	17.05	143.72	17.11 ± 0.4^b	14	9.34	0	0
Segue-1	16.08	151.77	19.5 ± 0.29^a	13	9.76	1.28	0.78
Segue-2	20.18	34.82	16.21 ± 1.0^b	8	7.83	0.03	0.99
Reticulum-2	-54.05	53.92	19.8 ± 0.9^c	20	28.7	0.01	0.76
Eridanus-2	-43.53	56.09	17.3 ± 0.4^d	25	27.5	0	0
Horologium-1	-54.11	43.87	18.4 ± 0.4^d	22	28.8	1.02	0
Pictor-1	-50.28	70.95	18.1 ± 0.4^d	19	28.6	0	0
Phoenix-2	-54.41	354.99	18.4 ± 0.4^d	35	28.2	2.34	0
Indus-1	-51.16	317.20	18.3 ± 0.4^d	28	27.3	0	0
Eridanus-3	-52.28	35.69	18.3 ± 0.4^d	29	28.7	0.63	4.96
Tucana-2	-58.57	343.06	18.8 ± 0.4^d	31	27.4	2.38	1.98

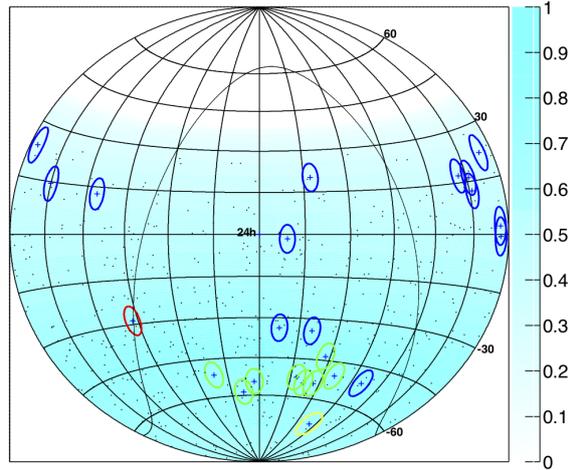


Рис. 4.22. Карта видимости небесной сферы телескопом HT200 и измеренные направления событий в экваториальных координатах. Также изображены 14 классических карликовых сферических галактик (синие круги), 8 недавно обнаруженных оптически-слабых карликовых галактик (зеленые), Галактический центр (красный) и LMC (желтый).

с соответствующими ссылками на источники. Как видно из этой таблицы, наибольший J -фактор ожидается от галактики 'Reticulum-2'. В литературе обсуждались аргументы перспективного поиска сигнала от темной материи в этой карликовой галактике [316]. Более того, анализ данных гамма-телескопа Fermi-LAT в работе [305] показал избыток гамма-излучения с энергиями 2–10 ГэВ в направлении 'Reticulum-2', что согласовывалось с возможным сигналом от аннигиляции темной материи.

Данный анализ данных проводился путем построения функций правдоподобия и оптимизации сигнал/фон в направлении источника аналогично тому, как было выполнено для направления на центр Галактики [278], с дальнейшим вычислением верхнего предела сечения аннигиляции. Для получения углового распределения сигнальных событий мы выбираем область поиска сигнала в конусе с половинным углом 20° в направлении источника.

Число наблюдаемых и фоновых событий внутри этого конуса для каждого исследуемого направления на карликовые галактики представлены в Таблице 4.5 и отдельно для галактики LMC: в области поиска наблюдаемое число событий 23, а ожидаемое число фоновых событий 29,5. Фоновые события определялись случайным перемешиванием значений восхождения из измеренных нейтринных событий и с распределением значений по склонениям. Такая процедура не может исключить возможный вклад сигнальных событий в определение фона, однако ожидается, что он незначителен.

В аннигиляции ВИМП рассматривались массы от 30 ГэВ до 10 ТэВ и предположение о 100% вероятности каждого из каналов: $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$, W^+W^- и для прямой аннигиляции в пару нейтрино-антинейтрино их усредненный поток: $\nu\bar{\nu} \equiv \frac{1}{3}(\nu_e\bar{\nu}_e + \nu_\mu\bar{\nu}_\mu + \nu_\tau\bar{\nu}_\tau)$. Распространяясь на космологически большие расстояния, нейтрино достигают Земли в своем массовом состоянии и в том распределении по энергии, что в источнике от аннигиляции ВИМП (брались вычисления в [275]). При дальнейшем прохождении нейтрино через Землю до уровня детектора спектры преобразуются в соответствии с процессами осцилляции и взаимодействия, что моделировалось МК (как в Главе 1) с параметрами осцилляции из [119] глобального анализа данных нейтринных экспериментов. Для примера на рисунке 4.23 показаны распределения событий по углам прихода для фона и для сигнала в направлении галактики 'Reticulum-2'. Пример сигнальных событий показан для случая наиболее мягкого спектра нейтрино от аннигиляции частицы ТМ в канале $b\bar{b}$ с наименьшей массой $m_{DM} = 30$ ГэВ из рассматриваемого интервала масс и для наиболее жесткого спектра нейтрино в канале прямой аннигиляции в пару $\nu\bar{\nu}$ для частицы с максимальной массой $m_{DM} = 10$ ТэВ. Видно, что сигнал имеет широкий угловой разброс до $20 - 25^\circ$ и коллимирован в монохроматическом нейтринном канале.

Функция правдоподобия для конкретного источника записывается в соответствии с определением в (ур. 4.20) и модифицируется как в (ур.4.22)

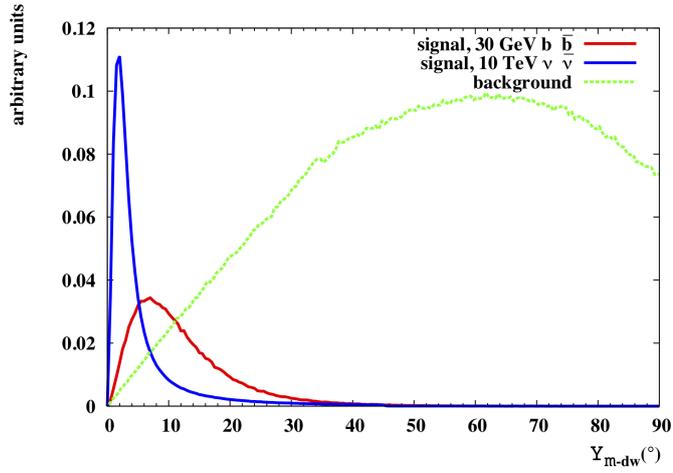


Рис. 4.23. Угловые распределения сигнальных ($b\bar{b}$, $m_{DM} = 30$ ГэВ и $\nu\bar{\nu}$, $m_{DM} = 10$ ТэВ) и фоновых событий для случая “Reticulum-2”.

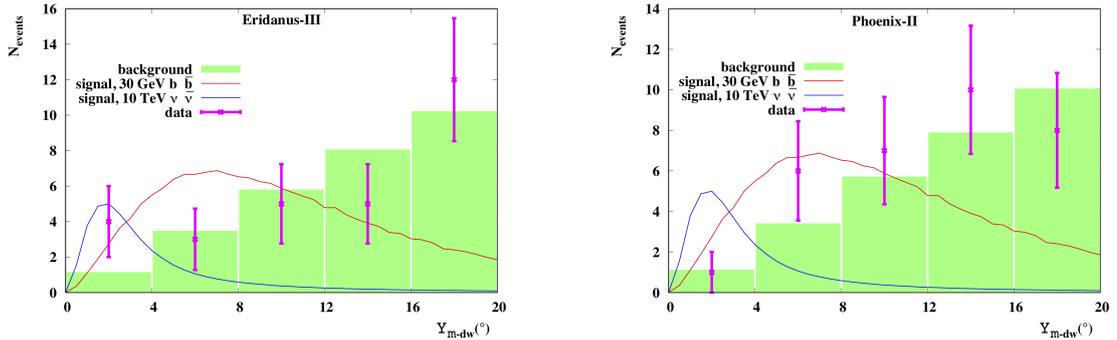


Рис. 4.24. Угловые распределения сигнала ($b\bar{b}$, $m_{DM} = 30$ ГэВ и $\nu\bar{\nu}$, $m_{DM} = 10$ ТэВ) в сравнении с данными и ожидаемым фоном для “Eridanus-3” (слева) и “Phoenix-2” (справа).

для учета систематических неопределенностей введением ряда “уточняющих” параметров $\theta = \{\epsilon_S, \epsilon_B, J\}$:

$$\mathcal{L}(\langle\sigma_a v\rangle, \theta) = \mathcal{N} \frac{(\epsilon_B N_B + \epsilon_S N_S)^n}{n!} e^{-(\epsilon_B N_B + \epsilon_S N_S) - \frac{(\epsilon_S - 1)^2}{2\sigma_S^2} - \frac{(\epsilon_B - 1)^2}{2\sigma_B^2} - \frac{(\log_{10}(J) - \overline{\log_{10}(J)})^2}{2\sigma_J^2}} \times \prod_{i=1}^n f(\psi_i, \epsilon_B N_B, \epsilon_S N_S),$$

где \mathcal{N} фактор нормировки. Зависимость от $\langle\sigma_a v\rangle$ и J входит неявно через величину полного числа сигнальных событий N_S , ожидаемых на нейтринном телескопе от удаленного источника аннигиляции темной материи, как показано в ур.(4.23) в анализе направления на центр Галактики. Величины σ_S и σ_J это систематические неопределенности в сигнале из физики частиц и астрофизики, а σ_B это систематическая неопределенность в фоне. Систематические неопределенности в числе сигнальных событий, возникающие из астрофизики, входят в функцию правдоподобия через оценку ошибки в астрофизическом факторе J_a , представленных в Таблице 4.5. Как было показано в предыдущих разделах, а также в работах [249, 278], экспериментальная систематика составляет около 30%, в основном, от оптических характеристик воды и чувствительности оптических модулей, и теоретические ошибки порядка 10-12% от неопределенностей в сечениях рассеяния нейтрино на нуклоне и в параметрах нейтринных осцилляций.

В направлении каждой из 22-х выбранных карликовых галактик в области поиска и в пренебрежении присутствия в этой области других источников аннигиляции ВИМП, какого-либо избытка в числе событий над ожидаемым фоном в нейтринных событиях NT200 не было обнаружено. С учетом систематики как “уточняющих” параметров, верхние пределы на сечения аннигиляции частиц темной материи $\langle\sigma_a v\rangle$ вычисляются с использованием следующей функции:

$$\lambda(\langle\sigma_a v\rangle) = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\langle\sigma_a v\rangle, \hat{\theta}(\langle\sigma_a v\rangle))}{\mathcal{L}(\widehat{\langle\sigma_a v\rangle}, \hat{\theta})}. \quad (4.26)$$

Здесь $\langle \widehat{\sigma_{av}} \rangle$ и $\hat{\theta}$ это значения величин, при которых вероятность функции правдоподобия максимальна в физической области с $\langle \sigma_{av} \rangle \geq 0$, а величина $\hat{\theta}(\langle \sigma_{av} \rangle)$ обозначает значение “уточняющего” параметра θ в максимуме функции правдоподобия при фиксированном значении $\langle \sigma_{av} \rangle$.

Для количественной оценки отклонения от нулевой гипотезы о наблюдении только фоновых событий вычисляем величину тест-статистики, которая определяется уравнением (ур.4.26) для $\lambda(0)$. В Таблице 4.5 представлены значения величин TS для двух каналов аннигиляции $\nu\bar{\nu}$ с $m_{DM} = 10$ ТэВ и $b\bar{b}$ с $m_{DM} = 30$ ГэВ. Эти каналы имеют наименьшую и наибольшую ширину углового распределения, соответственно. Различие в форме угловых распределений сигнала приводит к разным значениям TS. Максимальное отклонение от нулевой гипотезы о наблюдении только фоновых событий получено для галактики “Eridanus-3”; наибольшее значение TS достигает величины 5 для больших масс частицы ТМ, что соответствует более коллимированному сигнальному распределению событий. На рисунке 4.24 представлены распределения наблюдаемых событий в сравнении с фоновыми и сигнальными распределениями для двух выбранных галактик, ‘Eridanus-3’ (слева) и ‘Phoenix-2’ (справа). В первом случае мы наблюдаем избыток событий на малых углах относительно источника, который приводит к увеличению величины TS для каналов с большими массами частиц ТМ. В случае галактики ‘Phoenix-2’, из данных следует более широкое угловое распределение сигнала из-за возрастания числа наблюдаемых событий при средних значениях угла ψ , в интервале $5 - 15^\circ$.

Для усиления результата с верхними пределами на сечения аннигиляции, которые вычислялись для каждой галактики dSphs на 90% д.у., был дополнительно сделан объединенный анализ по нескольким галактикам. В этом, часто используемом методе комбинирования предельных значений, функция правдоподобия строится как произведение индивидуальных функ-

ций правдоподобия, следующим образом

$$\mathcal{L}(\langle \sigma_a v \rangle, \theta) = \prod_{i=1}^{N_d} \mathcal{L}_i(\langle \sigma_a v \rangle, \theta_i). \quad (4.27)$$

Здесь N_d это число источников, которые берутся в объединенный анализ, и $\mathcal{L}_i(\langle \sigma_a v \rangle, \theta_i)$ это индивидуальная функция правдоподобия i -ого источника. С этой целью из рассматриваемых 22-х карликовых галактик отбирались те, что с наибольшими значениями J_a -фактора и хорошей видимостью для HT200 при том, чтобы ожидаемая сигнальная область для каждой из них не пересекалась с другой. Этим условиям удовлетворили пять направлений на галактики: 'Sculptor', 'Coma Berenices', 'Segue-1', 'Reticulum-2', 'Tucana-2'. На рисунке 4.25 слева показаны верхние пределы на 90% д.у. для пяти выбранных карликовых галактик и результаты комбинированного анализа (обозначено *Joint*) в канале аннигиляции в пару $\nu\bar{\nu}$. Наиболее жесткие ограничения среди индивидуальных верхних пределов получены в направлении 'Reticulum-2', что обусловлено астрофизическим фактором J_a и позицией этого источника на небесной сфере, для которой у телескопа HT200 100% видимость. Несмотря на то, что для галактики 'Segue-1' аналогичное значение J -фактора и меньшая астрофизическая неопределенность, чем для галактики 'Reticulum-2', видимость этого источника составляет только 32% от полного чистого времени наблюдения. Полученные ограничения в направлении на галактики 'Sculptor', 'Coma Berenices' и 'Tucana-2' намного слабее. В результате комбинированного анализа всех пяти карликовых галактик в объединенном ограничении доминирует вклад наиболее сильного предела от галактики 'Reticulum-2'. Аналогичная картина с объединенными пределами получается для всех каналов аннигиляции, как показано на том же рисунке 4.25 справа. Для канала аннигиляции в монохроматичные нейтрино величина наиболее сильного верхнего предела составляет примерно $6 \cdot 10^{-20}$ см³/с. Характерное уплощение зависимости пределов от массы в области больших значений во всех каналах аннигиляции частиц темной

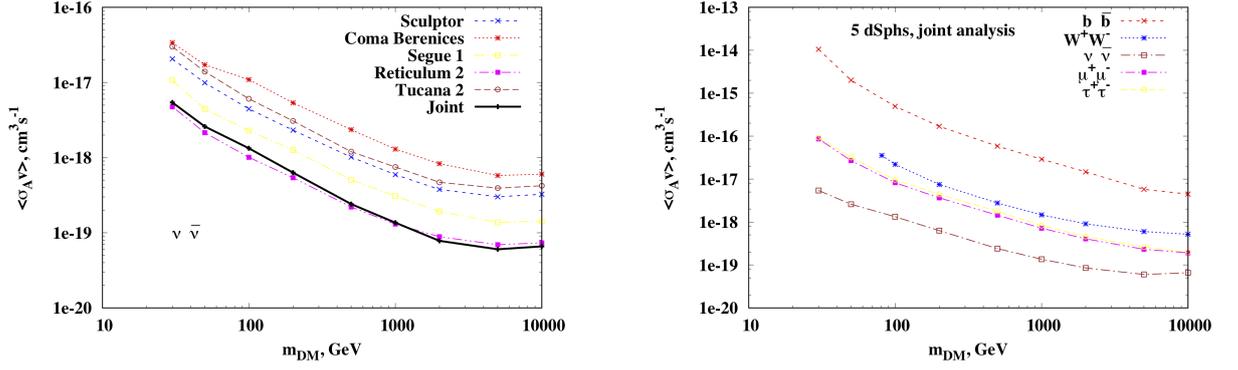


Рис. 4.25. Верхние пределы на 90% д.у. на сечение аннигиляции частиц темной материи из данных NT200 в предположении аннигиляции в $\nu\bar{\nu}$ (на левой панели слева) для выбранных карликовых галактик и результат их комбинированного анализа (обозначен как "Joint"). Справа: в предположении аннигиляции в каналах $b\bar{b}$, W^+W^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ и $\nu\bar{\nu}$ результат комбинированного анализа карликовых галактик.

материи (что особенно заметно в прямом канале $\nu\bar{\nu}$) связано с изменением формы спектра нейтрино из-за увеличения вклада менее энергичных нейтрино как результата добавления электро-слабых поправок в диаграммы обмена каналов аннигиляции, что описано в работе [314], по которой в данном анализе брались спектры нейтрино. В целом, использование метода комбинирования предельных значений демонстрирует, что объединение функций максимального правдоподобия более эффективно в усилении при сопоставимых уровнях ограничений.

В сравнении полученных предельных значений на сечения аннигиляции ВИМП в карликовых галактиках dSphs со значениями пределов от центра Галактики (в предыдущем разделе) по тем же каналам видно что они слабее примерно на два порядка величины, что объясняется большой удаленностью этих источников, величиной их астрофизических факторов и меньшей экспозицией телескопа в области поиска сигнала.

Верхние пределы и оценка чувствительности к сигналу методом псевдо-экспериментов для направления LMC. Наш интерес к направлению на галактику Большое Магелланово Облако был вызван проведенным анализом данных телескопа FERMI-LAT [313], где показано, что LMC может быть следующим после центра нашей Галактики ярким источником сигнала от аннигиляции ТМ.

Для Байкальского телескопа HT200 видимость этой галактики составляет 100% времени наблюдения. При обработке данных в поиске сигнала от аннигиляции темной материи в LMC мы учитываем протяженные размеры галактики и в моделировании нейтринного сигнала используем профиль плотности ТМ по моделям [318–320], которые описываются следующей функциональной формой

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{r_S}\right)^\gamma \left[1 + \left(\frac{r}{r_S}\right)^\alpha\right]^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}}} \theta(r_{max} - r).$$

Здесь $r_{max} = 100$ кпк, $\theta(r)$ это ступенчатая функция. Следуя анализу в работе [313], мы рассматриваем три профиля гало темной материи, называемых как *sim-mean*, *sim-min* и *sim-max*. Соответствующие параметры α , β , γ и r_S представлены в Таблице 4.6.

Таблица 4.6

Параметры профиля гало темной материи для галактики Большое Магелланово Облако [313].

Profile	α	β	γ	r_S , кпс	ρ_0 , GeV/cm ³	$\log_{10} \bar{J}$
<i>sim-max</i>	0.35	3.0	1.3	5.4	4.19	21.94
<i>sim-mean</i>	0.96	2.85	1.05	7.2	0.32	20.38
<i>sim-min</i>	1.56	2.69	0.79	4.9	0.46	20.25

Профиль плотности ТМ *sim-mean* нами использовался для установления верхних пределов, и два других профиля плотности, то есть *sim-min*

и *sim-max*, для оценки влияния систематической астрофизической неопределенности. Заметим, что существует также неопределенность в реальном положении гравитационного центра галактики ЛМС. Размер неопределенно-

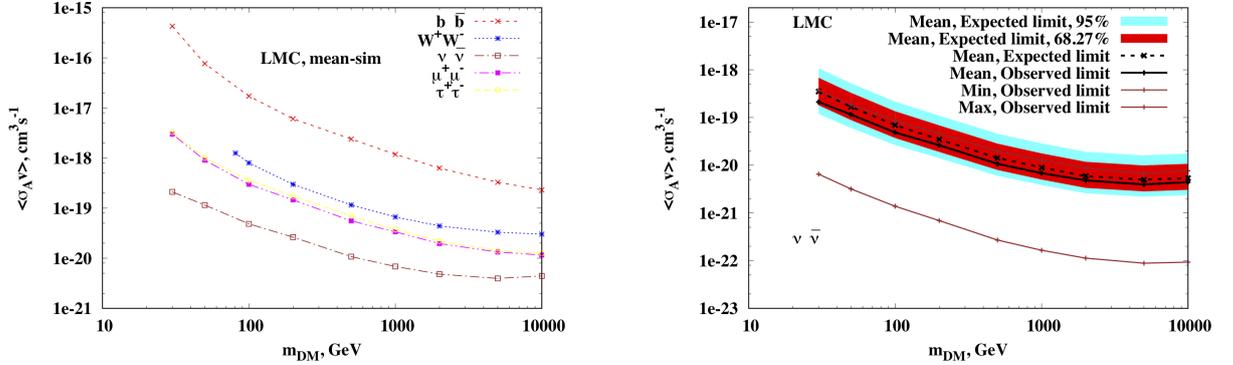


Рис. 4.26. Верхние пределы на 90% д.у. на сечения аннигиляции ВИМП в анализе направления на ЛМС по данным НТ200. Слева: в модели профиля плотности ТМ *sim-mean* и аннигиляции в $b\bar{b}$, W^+W^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ и $\nu\bar{\nu}$. Справа: для трех вариантов профиля плотности темной материи и аннигиляции ВИМП в пару моноэнергетических нейтрино $\nu\bar{\nu}$. Верхние пределы на 90% д.у. - непрерывные линии, уровень чувствительности на 90% д.у. - пунктирная линия. Цветные области представляют чувствительность в пределах 68% (красная) и 95% (голубая) вероятностей.

сти порядка $1,5^\circ$ [313], что несколько меньше углового разрешения НТ200. В данном анализе были взяты координаты центра ЛМС в галактической системе $l = 280, 54^\circ$, $b = -32, 51^\circ$, полученные по кривым вращения звезд [321]. Видно, что интегральная величина J_a -фактора галактики ЛМС по области поиска сигнала наибольшая по сравнению со всеми темными карликовыми галактиками (см. таблицы 4.5 и 4.6), что с учетом 100% видимости для НТ200 делает этот астрофизический объект действительно привлекательным для поиска сигнала от аннигиляции темной материи. Как указывалось выше, по данным НТ200 в области поиска сигнала в конусе с раствором

угла 20° в направлении LMC в числе измеренных событий по сравнению с ожидаемым фоном получен дефицит и, тем самым, ожидаемый сигнал низкого уровня.

На рисунке 4.26 (слева) представлены верхние ограничения на 90% д.у. на сечения аннигиляции ВИМП для разных каналов. Наилучшее значение верхнего предела на уровне $7 \cdot 10^{-21} \text{ см}^3/$ в канале аннигиляции ВИМП в пару монохроматичных нейтрино-антинейтрино $\nu\bar{\nu}$. В завершении анализа данных в направлении галактики LMC нами сделана численная оценка чувствительности телескопа HT200 к нейтринному сигналу от аннигиляции ВИМП методом псевдо-экспериментов. Выборки данных моделируются случайной генерацией событий в соответствии с распределением Пуассона для сигнала и фона. Для фоновых событий использовались случайные выборки по склонению реальных событий. Затем для каждого псевдо-эксперимента решается уравнение тестовой статистики (ур.4.26) для выбранного уровня предела. Так на уровне 1- и 2- σ , значения $\lambda(\langle\sigma_a v\rangle)$ равны, соответственно, 1,00 и 3,84 [254]. На рисунке 4.26 (справа) представлены следующие результаты численных оценок по величине сечения аннигиляции в галактике LMC для прямого канала аннигиляции в пару $\nu\bar{\nu}$ в зависимости от массы ВИМП: верхние пределы на 90% д.у. по данным HT200 для трех моделей профиля темной материи в LMC, *sim-min*, *sim-mean* и *sim-max*, (соответствующие сплошные линии); ожидаемые чувствительности HT200 для модели профиля плотности *sim-mean* на уровне трех квантилей: 90% (пунктирная линия), 68% (красная область) и 95% (голубая). Видно, что измеренный предел совпадает с ожидаемый уровнем чувствительности в пределах области 1- σ . Верхние пределы, полученные с моделями профиля *sim-min* и *sim-max* могут рассматриваться как оценка астрофизической неопределенности, относящаяся к данному источнику. Очевидно, что для модели с профилем *sim-max* (типа касп или шип) верхние ограничения улучшаются почти на два порядка величины и ближе к предельным значениям сечений, полученных на

НТ200 в направлении центра Галактики (предыдущий раздел). Таким образом, анализ показал лучшую чувствительность Байкальского эксперимента НТ200 к сигналу аннигиляции в направлении на галактику Большое Магелланово Облако (даже при учете астрофизических неопределенностей), чем в направлениях на темные карликовые галактики.

Резюме по ограничениям на сечения аннигиляции ВИМП.

В нейтринном эксперименте НТ200 поиск сигнала от гипотетических частиц темной материи, способных обеспечить величину измеряемой реликтовой плотности процессами их аннигиляции на шкале слабых взаимодействий, был выполнен методами численного анализа измеренного числа нейтринных событий, ожидаемого фона от проникающих частиц атмосферного происхождения и ожидаемого потока нейтрино от аннигиляции в потенциальных источниках. В отсутствии избытка в числе измеренных событий относительно фоновых были получены верхние пределы на 90% д.у. на сечения аннигиляции для разных каналов аннигиляции и масс частиц темной материи в интервале от 30 ГэВ до 10 ТэВ. Наиболее жесткие ограничения на сечения аннигиляции получены на уровне $1 \cdot 10^{-22}$ см³/с для центра Галактики, на уровне $6 \cdot 10^{-20}$ см³/с для комбинированного анализа карликовых галактик и на уровне $7 \cdot 10^{-21}$ см³/с для галактики Большое Магелланово Облако. На рисунке 4.27 сравниваются верхние пределы Байкальского телескопа НТ200 на сечения аннигиляции ВИМП в прямом нейтринном канале $\nu\bar{\nu}$ с аналогичными результатами других нейтринных экспериментов (на момент публикации работ НТ200): пределы телескопа IceCube [315], а также его результаты объединенного анализа карликовых галактик [309]), ANTARES [290], Super-Kamiokande [291]. На рисунке 4.28 сравниваются верхние пределы на 90% д.у. на сечения аннигиляции в канале $\tau^+\tau^-$, полученные в разных экспериментах, прямого и непрямого поиска сигнала темной материи, включая FERMI [317] (карликовые галактики, объединенный результат с DES), VERITAS [285] (4 карликовые галактики),

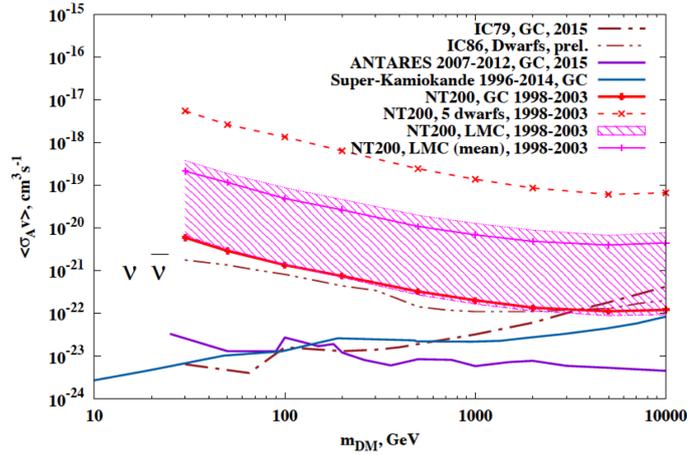


Рис. 4.27. Результаты по данным NT200: верхние пределы на 90% д.у. на сечения аннигиляции ВИМП в прямом нейтринном канале $\nu\bar{\nu}$ в центре Галактики (красная линия), в галактике LMC (розовая линия и затененная область) и комбинированный предел по 5ти галактикам dSphs (оранжевый пунктир). Ограничения по данным IceCube [315], ANTARES [290] и Super-Kamiokande [291] на момент публикации ограничений по данным NT200 [2016].

MAGIC [307] (Segue 1), HESS [308] (внутреннее Галактическое гало); и нейтринные телескопы, IceCube (Млечный Путь) [286], [315] и его результаты по карликовым галактикам [309], ANTARES [290]. Горизонтальная светлорыжая линия соответствует сечению аннигиляции термализованных в ранней Вселенной частиц темной материи из статьи [283].

В настоящее время в экспериментальных данных поиска сигнала от ВИМП остается неразрешенной "аномалия" избытка событий в центре Галактики в энергетическом интервале 3 - 10 ГэВ. Предельные значения на сечения аннигиляции ВИМП остаются наиболее сильными в комбинированном анализе карликовых галактик гамма обсерваторий FERMI-LAT и DES, как показано на рисунке 4.28: во всем интервале рассматриваемых масс уровень пределов ниже $\sim 10^{-25}$ см 3 /с и для масс ВИМП меньше 100 ГэВ

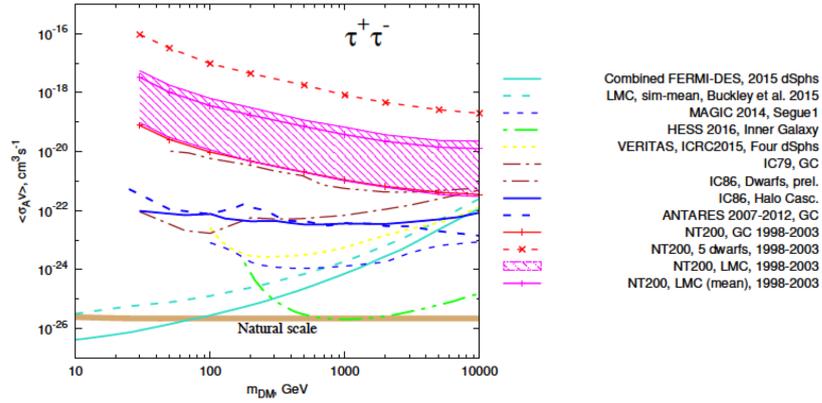


Рис. 4.28. Верхние пределы на 90% д.у. на сечения аннигиляции частиц темной материи по данным NT200 (с обозначениями как на рисунке 4.27) для канала аннигиляции $\tau^+\tau^-$ в сравнении с результатами других экспериментов, также на момент публикации ограничений по данным NT200 [2016].

достигнут уровень ниже ожидаемого значения сечений вероятного теплового рождения ВИМП в ранней Вселенной. На нейтринных телескопах, с увеличением их экспозиции, в прямом канале аннигиляции в пару нейтрино-антинейтрино уровень ограничений усилен до $\sim 10^{-24} \text{ см}^3/\text{с}$ [322], [323]. Соответственно, во время анализа данных NT200 нами также делалась оценка возможности улучшения своих результатов с новым проектом большого Байкальского нейтринного телескопа Baikal-GVD. Для проекта телескопа [131] в конфигурации 12-ти кластеров с 2304 оптическими модулями на 96 гирляндах (где в гирлянде две нижние секции, см. рисунок 2.3) была определена чувствительность к нейтрино от аннигиляции ВИМП в центре Галактики, потенциально наиболее яркого источника аннигиляции темной материи, на триггерном уровне отбора событий из нижней полусферы за один год живого времени наблюдения [324]. На рисунке 4.29 показаны пределы на 90% д.у. для аннигиляции ВИМП с наиболее жесткими спектрами нейтрино. Из сравнения уровней верхних пределов на аннигиляцию ВИМП по данным NT200, представленных на рисунке 4.21 и рисунке 4.20 (справа),

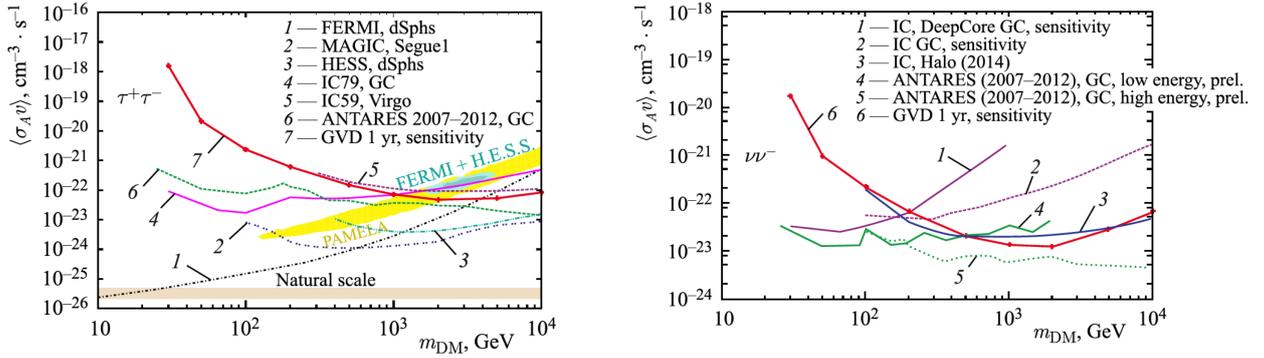


Рис. 4.29. Ожидаемая чувствительность на 90% д.у. к аннигиляции ВИМП в центре Галактики для проекта Baikal-GVD [131] в стандартной модели профиля плотности темной материи NFW и аннигиляции ВИМП в $\tau^+\tau^-$ (слева) и в $\nu\bar{\nu}$ (справа). Результаты других экспериментов те же, что приведены на рисунке 4.21.

и ожидаемой чувствительности в проекте Baikal-GVD на рисунке 4.29 следует, что более строгие ограничения на большом телескопе ожидаются для массы ВИМП в области ТэВ в соответствии с его эффективностью регистрации в данной конфигурации и высоким порогом по энергии в реконструкции мюонных треков.

4.4. Выводы к четвертой главе

По данным Байкальского глубоководного нейтринного телескопа НТ200, в измерениях мюонных нейтрино за время его функционирования с апреля 1998 по февраль 2003, были получены верхние ограничения на поток нейтрино высоких энергий в направлении от Солнца, от центра Галактики, от 22-х темных карликовых галактик в видимости телескопа и от галактики Большое Магелланово Облако в поиске источников нейтрино от аннигиляции массивных слабо взаимодействующих частиц темной материи, ВИМП. В анализе данных были использованы методы оптимизации сигнал-фон в угле раствора на источник, метод псевдо-экспериментов и комбинированный

предел на аннигиляции ВИМП в удаленных галактиках. Верхние ограничения на частоту аннигиляции частиц темной материи в Солнце, на сечения рассеяния ВИМП на нуклонах, на сечения аннигиляции ВИМП по нейтринным событиям NT200, а также оценка чувствительности строящегося гига-тонного телескопа GVD в озере Байкал, являются результатами мирового уровня, включенными в ежегодный обзор Particle Data Group о достижениях в физике частиц и фундаментальных взаимодействиях в разделе «WIMP and Dark Matter Searches». Значимость полученных на NT200 результатов остается актуальной в поиске сигнала от частиц темной материи и, в целом, для прояснения вопроса о природе темной материи.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. На основе анализа данных телескопа Baikal-GVD были выделены первые кандидаты на астрофизические нейтрино в ливневых событиях с энергией выше 60 ТэВ для нисходящих ливней и выше 15 ТэВ для восходящих ливней, составивших первый каталог нейтрино для исследования их диффузного потока и идентификации локальных источников.
2. Численные исследования показали, что на уровне три сигма в диффузном потоке нейтрино по выделенным на Baikal-GVD ливневым событиям присутствует высокоэнергичная астрофизическая компонента, что впервые подтверждает результаты IceCube в наблюдении нейтринных событий высоких энергий.
3. По выделенным на Baikal-GVD ливневым событиям из нижней полусферы с энергией выше 15 ТэВ выполнена численная подгонка измеренного потока нейтрино и впервые определены величина показателя одностепенного спектра нейтрино в диффузном потоке как $\gamma_{astro} = -2.58_{-0.33}^{+0.27}$ и значением нормировки потока при 100 ТэВ на каждый аромат $\phi_{astro} = 3.04_{-1.21}^{+1.52}$ с учетом систематических ошибок измерения.
4. Из выделенных кандидатов на астрофизические нейтрино в ливневых событиях Baikal-GVD впервые получены указания на корреляцию с идентифицированными источниками: каскадное событие из нижней полусферы с энергией выше 200 ТэВ вблизи радио блазара TXS 0506+056 и кластеризация трех нисходящих ливней по направлению галактического микроквара LSI 061+303.

5. В задаче автоматического формирования собственных нейтринных оповещений (алертов) Baikal-GVD были определены критерии отбора, включающие оценки статистической значимости и сигналности.
6. В задаче автоматического приема оповещений о сигнале астофизического происхождения были внедрены триггерные программы приема нейтринного алерта от телескопа ANTARES и программное обеспечение от международной координации астрономических сигналов GCN в получении нейтринных алертов телескопа IceCube, гамма-вспышек, оптических транзиентов и гравитационно-волновых событий лазерных интерферометров LVK.
7. Впервые в режиме реального времени зарегистрировано совпадение направлений нейтринного события с внешним алертом от IceCube в установленном временном окне 12 часов и с направлением на радио блазар PKS 0735+178 в период его активности в электро-магнитном спектре.
8. Впервые на Baikal-GVD получены ограничения сверху на плотность потока нейтрино в направлении нейтринных алертов по триггерам нейтринных телескопов ANTARES и IceCube.
9. Впервые получено ограничение сверху на плотность потока нейтрино от галактики NGC4993 в гравитационном событии GW170817, где при слиянии двух нейтронных звезд возникла гравитационная волна в серии измерений ОЗ гравитационными антеннами LVC.
10. Впервые выполнено моделирование отклика телескопа НТ-200 на сигнал от источников аннигиляции гипотетических частиц темной материи ВИМП в Солнце и получены ограничения сверху на 90% д.у. на сечения упругого рассеяния ВИМП на нуклоне.
11. Впервые по данным нейтринного телескопа НТ200 получены ограничения сверху на 90% д.у. на сечения самоаннигиляции ВИМП в потенциально ярких их источниках: в центре Галактики, в 22 карликовых

сфероидальных темных галактиках и галактике Большое Магелланово Облако.

Все разработанные в диссертации алгоритмы анализа данных применимы к увеличивающемуся объему телескопа и к новым физическим задачам, включающим мультиканальные исследования в режиме реального времени.

В заключении автор выражает глубокую признательность всему коллективу Байкальского нейтринного эксперимента, уважаемым коллегам, осуществляющим на протяжении многих лет пионерские работы по созданию и эксплуатации глубоководных нейтринных телескопов в озере Байкал, что позволило выполнить настоящую работу. Автор признателен руководителю Байкальского нейтринного эксперимента Г.В.Домогацкому за неизменно доброжелательный интерес к совместной деятельности и поддержку. Автор особенно благодарен Ж.-А.М.Джилкибаеву за совместное решение научных задач на высоком экспертном уровне и за дружескую поддержку в течение многих лет. Автор благодарен своим друзьям и коллегам Ж.-А.М.Джилкибаеву, И.А.Белолептикову, В.М.Айнутдинову за многолетнюю совместную работу в достижении уникальных экспериментальных результатов в области нейтринной астрономии. Автор глубоко признателен С.В. Демидову, соавтору работ по теме темной материи в анализе данных телескопа НТ200, за плодотворное сотрудничество в течение нескольких лет. Благодарю своих коллег, экспериментаторов и теоретиков, А.А Дорощенко, К.А.Конищева, Б.А. Шайбонова, К.А.Голубкова, А.Д. Аврорина, Д.П.Петухова, Г.Б.Сафронова, Т.А.Елжова, М.Сороковикова, Ю.М.Андреева, С.В. Троицкого, Ю.Ю.Ковалева, Д.С.Горбунова за сотрудничество и обсуждение задач в темах настоящей работы. Автор особенно признателен Н.А.Айрапетовой за активную поддержку творческой обстановки при выполнении этой работы. Благодарю своих молодых коллег, М. Шелепова и В.Дик, за совместные исследовательские работы в Байкальском

эксперименте Baikal-GVD. С искренней благодарностью посвящаю настоящую работу светлой памяти А.Е. Чудакова и С.П. Михеева, открывших для меня мир нейтринной астрофизики в задачах нейтринного эксперимента на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе.

Приложение А. Сечения взаимодействия нейтрино с нуклоном

Взаимодействия нейтрино (антинейтрино) с нуклоном рассматриваются в рамках электрослабой теории как взаимодействия слабых токов, содержащих лептонную и адронную части. Взаимодействие слабых токов происходит через обмен виртуальными векторными бозонами: W^\pm , если конечный лептон заряженный (заряженные токи), и Z^0 , если конечный лептон нейтральный (нейтральные токи). В общем случае сечения этих реакций зависят от трех кинематических переменных. В качестве независимых величин обычно используют энергию нейтрино в лабораторной системе координат и две безразмерные переменные: $x = Q^2/2M(E_\nu - E_l)$ и $y = (E_\nu - E_l)/E_\nu$, где E_l энергия конечного лептона. Области изменения безразмерных переменных: $0 < x < 1$ и $0 < y < 1/(1 + Mx/2E_\nu)$. Тогда, полагая массу начального и конечного лептона равной нулю, двойное дифференциальное сечение взаимодействия нейтрино можно представить как:

$$\frac{d^2\sigma_{\nu,\bar{\nu}}}{dx dy} = \sigma_0 \left[\left(1 - y - \frac{Mxy}{2E_\nu}\right) F_2^{\nu,\bar{\nu}}(x, Q^2) + \frac{y^2}{2} 2xF_1^{\nu,\bar{\nu}}(x, Q^2) \pm \left(y - \frac{y^2}{2}\right) xF_3^{\nu,\bar{\nu}}(x, Q^2) \right],$$

где $\sigma_0 = G_F^2 M E_\nu / \pi [1 + Q^2/m_B^2]^{-2}$, G_F - константа Ферми ($G_F = 1,16632 \cdot 10^{-5}$ ГэВ⁻²), m_B - масса промежуточного бозона (W в случае заряженных токов и Z^0 в случае нейтральных токов), M - масса нуклона, Q^2 - квадрат переданного 4-импульса. Функции $F_1(x, Q^2)$, $F_2(x, Q^2)$, $F_3(x, Q^2)$ описывают структуру нуклона, которая отличается в случае взаимодействия нейтрино и антинейтрино или в случае заряженных и нейтральных токов.

При больших переданных адронам энергии и импульсе (область глубокой неупругости) для описания структуры нуклона используется кварк-партоновая модель. В основе этой модели лежит предположение о том, что нуклон состоит из партонов (кварков), и глубоконеупругое рассеяние представляет собой рассеяние виртуального бозона на свободных, невза-

имодействующих друг с другом партонах (кварках). В этой модели переменная x приобретает смысл доли импульса нуклона, которую несет кварк, а структурные функции нуклона имеют достаточно простую интерпретацию. Кроме того, т.к. спин кварков равен $1/2$, то выполняется соотношение Каллана-Гросса, связывающее функции F_1 и F_2 между собой: $2xF_1(x, Q^2) = F_2(x, Q^2)$.

В случае рассеяния нейтрино (антинейтрино) на протоне с обменом заряженным бозоном структурные функции могут быть выражены через плотности вероятности обнаружения в протоне кварка (антикварка) с импульсом, равным доле x от импульса протона, следующим образом:

$$F_2^{\nu p} = 2x(D_v(x, Q^2) + D_s(x, Q^2) + S_s(x, Q^2) + B_s(x, Q^2) + U_s(x, Q^2) + C_s(x, Q^2) + T_s(x, Q^2)), \quad (4.28)$$

$$F_3^{\nu p} = 2(D_v(x, Q^2) + D_s(x, Q^2) + S_s(x, Q^2) + B_s(x, Q^2) - U_s(x, Q^2) - C_s(x, Q^2) - T_s(x, Q^2)), \quad (4.29)$$

$$F_2^{\bar{\nu} p} = 2x(U_v(x, Q^2) + U_s(x, Q^2) + C_s(x, Q^2) + T_s(x, Q^2) + D_s(x, Q^2) + S_s(x, Q^2) + B_s(x, Q^2)), \quad (4.30)$$

$$F_3^{\bar{\nu} p} = 2(U_v(x, Q^2) + U_s(x, Q^2) + C_s(x, Q^2) + T_s(x, Q^2) - D_s(x, Q^2) - S_s(x, Q^2) - B_s(x, Q^2)). \quad (4.31)$$

Здесь использовано предположение о том, что функции распределения морских кварков и антикварков одинаковы. В случае рассеяния на нейтроне структурные функции имеют вид:

$$F_2^{\nu n} = 2x(U_v(x, Q^2) + U_s(x, Q^2) + S_s(x, Q^2) + B_s(x, Q^2) + D_s(x, Q^2) + C_s(x, Q^2) + T_s(x, Q^2)), \quad (4.32)$$

$$F_3^{\nu n} = 2(U_v(x, Q^2) + U_s(x, Q^2) + S_s(x, Q^2) + B_s(x, Q^2) - D_s(x, Q^2) - C_s(x, Q^2) - T_s(x, Q^2)), \quad (4.33)$$

$$F_2^{\bar{\nu} n} = 2x(D_v(x, Q^2) + D_s(x, Q^2) + C_s(x, Q^2) + T_s(x, Q^2) +$$

$$+U_s(x, Q^2) + S_s(x, Q^2) + B_s(x, Q^2)), \quad (4.34)$$

$$F_3^{\bar{\nu}n} = 2(D_v(x, Q^2) + D_s(x, Q^2) + C_s(x, Q^2) + T_s(x, Q^2) - \\ -U_s(x, Q^2) - S_s(x, Q^2) - B_s(x, Q^2)). \quad (4.35)$$

Очевидно, что в случае смешанной мишени структурные функции получают-ся усреднением протонных и нейтронных структурных функций в учетом доли протонов и нейтронов.

При обмене нейтральным бозоном (нейтральные токи) структурные функции при рассеянии нейтрино и антинейтрино оказываются одинаковыми вследствие того, что начальный и конечный лептоны - одинаковые частицы. Однако слабый нейтральный ток кварков содержит левые и правые компоненты. В кварк-партонном приближении структурные функции протона и нейтрона имеют вид:

$$F_2^{\nu p} = 2x[(\varepsilon_{L_d}^2 + \varepsilon_{R_d}^2)(D_v(x, Q^2)/2 + D_s(x, Q^2) + S_s(x, Q^2) + B_s(x, Q^2)) + \\ (\varepsilon_{L_u}^2 + \varepsilon_{R_u}^2)(U_v(x, Q^2)/2 + U_s(x, Q^2) + C_s(x, Q^2) + T_s(x, Q^2))], \quad (4.36)$$

$$F_3^{\nu p} = 2[(\varepsilon_{L_d}^2 - \varepsilon_{R_d}^2)D_v(x, Q^2)/2 + (\varepsilon_{L_u}^2 - \varepsilon_{R_u}^2)U_v(x, Q^2)/2], \quad (4.37)$$

$$F_2^{\nu n} = 2x[(\varepsilon_{L_u}^2 + \varepsilon_{R_u}^2)(D_v(x, Q^2)/2 + D_s(x, Q^2) + C_s(x, Q^2) + T_s(x, Q^2)) + \\ (\varepsilon_{L_d}^2 + \varepsilon_{R_d}^2)(U_v(x, Q^2)/2 + U_s(x, Q^2) + S_s(x, Q^2) + B_s(x, Q^2))], \quad (4.38)$$

$$F_3^{\nu n} = 2[(\varepsilon_{L_u}^2 - \varepsilon_{R_u}^2)D_v(x, Q^2)/2 + (\varepsilon_{L_d}^2 - \varepsilon_{R_d}^2)U_v(x, Q^2)/2], \quad (4.39)$$

где коэффициенты ε в стандартной модели выражаются через угол Вайнберга следующим образом:

$$\varepsilon_{L_d} = -\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \Theta_W, \quad \varepsilon_{R_d} = \frac{1}{3} \sin^2 \Theta_W, \\ \varepsilon_{L_u} = \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \Theta_W, \quad \varepsilon_{R_u} = -\frac{2}{3} \sin^2 \Theta_W. \quad (4.40)$$

Форма зависимости плотности вероятности кварковых распределений от переменных x и Q^2 следует из предсказаний КХД, а численные значения параметров находятся путем подгонки заданной зависимости к экспе-

риментальным данным по глубоконеупругому рассеянию лептонов на нуклонах. В наших расчетах мы использовали Morfin-Tung параметризацию, полученную в [120] во втором порядке теории возмущения для схемы глубоко неупругого рассеяния. Данная параметризация применима в следующих областях кинематических величин: $10^{-5} < x < 1$ и $3 \text{ ГэВ} < Q < 10^4 \text{ ГэВ}$ и описывает экспериментальные данные по измерению сечения взаимодействия нейтрино и антинейтрино с точностью около 5% при энергиях выше 10 ГэВ.

Приложение Б. Функции аппроксимации, применяемые в вычислениях развития ливней высоких энергий

Развитие ливней высоких энергий наиболее полно воспроизводится их симуляцией методом Монте-Карло. При этом применение аналитических аппроксимаций существенно сокращает большие затраты машинного времени. Приближенные решения системы кинетических уравнений каскадной теории, описывающих развитие электромагнитного ливня, известны по ряду работ, как приведено в ссылках литературы в [2] и в [36], где были получены аналитические аппроксимации для продольного распределения заряженных частиц в ливне в радиационных единицах длины $X = x/X_0$, (где $X_0 = 36,1$ см — радиационная длина для воды) и с использованием преобразования Лапласа-Меллина в уравнения по параметру энергии. При энергиях выше десятков МэВ основные процессы, действующие в электромагнитных взаимодействиях заряженных частиц и фотонов с веществом это радиационное торможение электронов и образование фотонами электрон-позитронных пар. Энергия электронов (и позитронов), при которой их относительные потери энергии можно считать постоянными в воде, это $E_c = 72$ МэВ.

В качестве аналитической аппроксимации $N_{e^\pm}(X)$ продольного распределения заряженных частиц в электромагнитных ливнях в вычислениях нами используется выражение, полученное С.З. Беленьким [126], и, как показано в [36], с лучшим приближением положения максимума к оси ливня относительно других функций аппроксимации для энергий ливня выше 100 ТэВ:

$$N_{e^\pm}(X) = \left(\frac{E_{sh}}{E_c}\right)^S \cdot S^{-1,5X} \cdot \exp(-2,49 \cdot S + 0,5 \cdot (S - 1) \cdot X + 0,025),$$
$$S = \frac{3X}{X + 2\ln(E_{sh}/E_c) - 2,4}.$$

В случае адронных ливней для $N_{e\pm}(X)$ используется выражение:

$N_{e\pm}(X) = S_0 \frac{E_0}{E_c} \left(1 - \frac{\lambda}{X_{max}}\right) \cdot \exp\left(\frac{X_{max}}{\lambda} - 1\right) \cdot \left(\frac{X_0}{X_{max}-\lambda}\right)^{X_{max}} \cdot \exp\left(-\frac{X \cdot X_0}{\lambda}\right)$, где положение максимума ливня $X_{max} = X_r \cdot \ln(E_0/E_c)$, и численные значения X_r, S_0, λ, E_c для протона, пиона и каона брались как в [36].

Угловые распределения черенковских фотонов, испущенных с разных участков Δx оси ливня в окрестности максимума каскадной кривой, незначительно отличаются от суммарного распределения $\Psi_c(\theta)$, что позволяет разделить угловые и пространственные распределения переменных и представить N_c в следующем виде [128]:

$$N_c(x, \Delta x, \theta, t) \cong N_e(x) \cdot n_c \cdot \Psi_c(\theta) \cdot (t - x/c), \quad (4.41)$$

где c - скорость света в вакууме, n_c линейная плотность черенковского излучения релятивистских частиц, для воды и льда $n_c \approx 230 \div 240$ фотонов/см в интервале длин волн $350 \div 600$ нм.

Полное число черенковских фотонов N_c^{tot} от электромагнитного или адронного ливня пропорционально суммарной длине траекторий заряженных частиц (L_c) и, соответственно, энергии ливня (в ТэВ):

$$N_c^{tot} = n_c \cdot L_c = B \cdot E_{sh}, \quad (4.42)$$

Коэффициент пропорциональности B порядка 10^8 фотонов на ТэВ. Для электромагнитного ливня $\sim (1,04 \div 1,16) \cdot 10^8$ фотонов на ТэВ [128], [129]. В случае адронного ливня $B = 0,83 \cdot 10^8$ фотонов на ТэВ [129].

При энергиях электронов и фотонов выше ≈ 2 ПэВ имеет место квантово-механический эффект Ландау-Померанчука-Мигдала (ЛПМ) [130], когда сечения тормозного излучения и образования e^+e^- пар в плотной среде могут быть подавлены в $E^{-1/2}$ раз за счет коллективного влияния атомов среды. При этом в развитии электромагнитного ливня распределение частиц в области максимума ливня существенно шире, чем в случае без учета ЛПМ-эффекта, но число частиц в максимуме уменьшается. В то же время, отличие в форме продольного распределения $N_{e\pm}()$ от

ожидаемого в случае отсутствия ЛПМ-эффекта становится существенным начиная с энергии в десять раз выше порога ЛПМ-эффекта (~ 20 ПэВ), когда размер ливня увеличивается с ростом энергии пропорционально $E_{sh}^{1/3}$. Влияние ЛПМ-эффекта на развитие адронных ливней, инициированных нейтрино, становится существенным лишь при сверхвысоких энергиях, $E_{sh} > 1$ ЕэВ. Подробное рассмотрение эффекта приведено в [36].

Приложение В. Код TCP протокола приема триггерного сигнала от ANTARES

```
int main(int argc, char *argv[])
{
    socklen_t cliLen;
    int sockfd, newsockfd, portno;
    char buffer[256];
    struct sockaddr_in serv_addr, cli_addr;
    int n, i, status;
    fd_set rfd;
    struct timeval tv;
    if (argc < 2) fprintf(stderr, "ERROR, no port provided\n") exit(1);
    sockfd = socket(AF_INET, SOCK_STREAM, 0);
    if (sockfd < 0) error("ERROR opening socket");
    int val=1;
    setsockopt(sockfd, SOL_SOCKET, SO_REUSEADDR, &val,
    sizeof(val));
    bzero((char *) &serv_addr, sizeof(serv_addr));
    portno = atoi(argv[1]);
    serv_addr.sin_family = AF_INET;
    serv_addr.sin_addr.s_addr = INADDR_ANY;
    serv_addr.sin_port = htons(portno);
    if (bind(sockfd, (struct sockaddr *) &serv_addr,
    sizeof(serv_addr)) < 0) error("ERROR on binding");
    listen(sockfd,5);
    cliLen = sizeof(cli_addr);
    while(1) { newsockfd = accept(sockfd, (struct sockaddr *)
    &cli_addr, &cliLen);
    if (newsockfd < 0) error("ERROR on accept");
    else printf("\nConnected\n");
    do {
        FD_ZERO(&rfd);
        FD_SET(newsockfd, &rfd);
        tv.tv_sec = 3600;
        tv.tv_usec = 0;
        bzero(buffer,256);
        status = select(newsockfd+1, &rfd, NULL, NULL, &tv);
        if (status == -1) printf("Bad read select return");
        else { /* one socket is ready, we read it */
            if (FD_ISSET(newsockfd, &rfd)) {
                n = read(newsockfd,buffer,255);
                //printf ("Received %d chars \n", n);
                antPacket = (struct gcAntaresPacket*) buffer;
                if (ntohl(antPacket->pkt_type) == TEST_PACKET){
                    printf("\n");
                }
                else {printf("\n");
                    if (n!=0) dumpAntPacket();}}
            fflush(stdout);
            while (n!=0); printf("\nDisconnected\n");
            fflush(stdout);
        }
    }
    return 0;
}

#!/bin/bash
FILENAME="$HOME/./server_output.log"
FILESIZE1=$(stat -c%s "$FILENAME");
# echo "Size of $FILENAME = $FILESIZE1 bytes."
sleep 50;
FILESIZE2=$(stat -c%s "$FILENAME");
# echo "Size of $FILENAME = $FILESIZE2 bytes."
let remainder = $FILESIZE2-$FILESIZE1
# echo "difference_start: $remainder "
let size= $FILESIZE2
# TEST each 50 sec ... пока размер файла растёт... т.е. до остановки
связи
#
until [ "$remainder" -eq 0 ]
do
    sleep 50;
    FILESIZE3=$(stat -c%s "$FILENAME");
# echo "Size of $FILENAME = $FILESIZE3 bytes."
let remainder = $FILESIZE3-$size
# echo "difference_current: $remainder "
let size= $FILESIZE3
#
# ALERT: сообщение о событии!
#
if [ "$remainder" -gt 1 ]; then
tail -n 60 server_1Dec.log > alert_tail.log;
echo "test_alert" | mail -s "ALERT!!! from ANTARES"
osouvorova@gmail.com
echo 'Attachment | uencode alert_tail.log alert_tail.log | mail
-s 'Subject attachment message: alert_tail' osouvorova@gmail.com
rofi -e "ALERT!!! from ANTARES"
#notify-send "ALERT!!! from ANTARES"
beep -f261 -1500 -n -f349 -1500 -n -f349 -1250 -n -f392 -1250 -n -f349
-1250 -n -f329 -1250 -n -f293 -1500 -n -f293 -1500 -n -f293 -1500 -n -
f392 -1500 -n -f392 -1250 -n -f440 -1250 -n -f392 -1250 -n -f349 -1250
-n -f329 -1500 -n -f329 -1500 -n -f329 -1500 -n -f440 -1500 -n -f440 -
1250 -n -f493 -1250 -n -f440 -1250 -n -f392 -1250 -n -f349 -1500 -n -
f293 -1500 -n -f261 -1250 -n -f261 -1250 -n -f293 -1500 -n -f392 -1500
-n -f329 -1500 -n -f349 -11000 -n -f261 -1500 -n -f349 -1500 -n -f349
-1500 -n -f349 -1500 -n -f329 -11000 -n -f329 -1500 -n -f349 -1500 -n
-f329 -1500 -n -f293 -1500 -n -f261 -11000
fi;
done
# WARNING: message about internet break... остановка связи
if [ "$remainder" -eq 0 ]; then
echo "test_break" | mail -s "WARNING!!! BREAK!!!" osouvorova@gmail.com
fi
```

На изображении слева приведена программа приема триггерной информации от телескопа ANTARES в режиме онлайн. При запуске программы указывается порт входа сервера и имя выходного файла, куда выводится и сохраняется содержание сообщений по списку параметров в структурах кода `dumpAntPacket` и `dumpAntPacketShort`. До момента получения форматированного события в выходной файл с интервалом 1 секунда записывается точка. Значения параметров события анализируются в поиске корреляций с данными `Vaikal-GVD` по времени и звездным координатам. Справа приведен скрипт с командами оболочки в Linux, используемые для звукового оповещения и отправки на электронную почту предупреждения о пришедшем алерте либо о произошедшем прерывании приема сигнала.

Приложение Г. Расчет коэффициентов λ^{SD} и λ^{SI} в определении скорости захвата Солнцем частиц темной материи

Как было показано в работах Ref. [38,260], коэффициенты λ^{SD} and λ^{SI} , входящие в уравнения Eqs. (4.12) и (4.13) в Главе 4, можно получить из выражений для скорости захвата ВИМП Солнцем и условия равновесия, что подразумевает равенство скорости захвата удвоенной скорости аннигиляции ВИМП. Выражение для скорости захвата ВИМП как интеграла по объему Солнца имеет вид [259]:

$$C = \int_0^R 4\pi r^2 dr \sum_i \frac{dC_i}{dV}, \quad (4.43)$$

где R это радиус Солнца, а сумма по i относится к типу ядер химического состава Солнца. Подынтегральное выражение в (4.43) получается путем усреднения вероятности захвата по скоростям u частиц темной материи следующим образом:

$$\frac{dC_i}{dV} = \int_0^{u_{max}} du \frac{f(u)}{u} (w\Omega_{v,i}(w)). \quad (4.44)$$

Здесь

$$u_{max} = 2v_{esc} \frac{\sqrt{\mu}}{\mu - 1}, \quad \mu = \frac{m_\chi}{m_i}, \quad w = \sqrt{u^2 + v_{esc}^2}, \quad (4.45)$$

v_{esc} это параболическая скорость (скорость убегания), m_i масса элемента i -ого типа ядра, а распределение скорости имеет форму

$$\frac{f(u)}{u} = \frac{3}{2\pi} \frac{\rho_\chi}{m_\chi v_d v} \left(\exp\left(-\frac{3(u-v)^2}{2v_d^2}\right) - \exp\left(-\frac{3(u+v)^2}{2v_d^2}\right) \right), \quad (4.46)$$

где $v_d = 270$ км/сек дисперсия скорости, $v_{Sun} = 220$ км/сек скорость Солнца относительно гало темной материи, $\rho_\chi = 0.3$ ГэВ/см³ локальная плотность темной материи. Вероятность захвата ВИМП в единицу времени для i -ого типа элемента $\Omega_{v,i}$, что входит в уравнение ур. (4.44), выражается как:

$$w\Omega_{v,i}(w) = \sigma_{\chi,i} n_i \frac{(\mu + 1)^2 E_i^0}{2\mu m_\chi} \left[\exp\left(-\frac{m_\chi w^2}{2E_i^0}\right) - \exp\left(-\frac{2\mu m_\chi w^2}{(\mu + 1)^2 E_i^0}\right) \right], \quad (4.47)$$

где $\sigma_{\chi,i}$ это сечение упругого рассеяния частицы темной материи на i -м типе ядра, n_i числовая плотность i -ого элемента, а также экспоненциальное подавление при когерентной энергии

$$E_i^0 = \frac{3\hbar^2}{2m_\chi R_i^2}, \quad R_i = \left[0.91 \left(\frac{m_i}{\text{GeV}} \right)^{1/3} + 0.3 \right] \cdot 10^{-15} \text{ м} \quad (4.48)$$

которое происходит из-за "форм-фактора" в сечении рассеяния ВИМП-ядро (подробное рассмотрение в дисс97).

В расчете сечений рассеяния ВИМП-ядро спин-зависимого взаимодействия σ^{SD} учитывалось только реакция на водороде. В скалярном (спин-независимом) взаимодействии ВИМП-ядро сечения рассеяния на ядре i -ого типа вычислялись как

$$\sigma_{\chi,i}^{SI} = \sigma^{SI} A_i^2 \frac{(m_\chi m_i)^2}{(m_\chi + m_i)^2} \frac{(m_\chi + m_p)^2}{(m_\chi m_p)^2} \quad (4.49)$$

где σ^{SI} это сечение рассеяния ВИМП на протоне в спин-независимом взаимодействии, A_i атомный номер и m_p масса протона.

Выражение для скорости захвата может быть разделено на две части в соответствии типу реакции рассеяния:

$$C = C^{SD} + C^{SI} \quad (4.50)$$

В результате, коэффициенты, входящие в формулы (4.12) и (4.13), вычисляются как

$$\lambda^{SD}(m_\chi) = \frac{\sigma^{SD}}{2C^{SD}}, \quad \lambda^{SI}(m_\chi) = \frac{\sigma^{SI}}{2C^{SI}}, \quad (4.51)$$

где фактор 2 возникает из равновесия между захватом и аннигиляцией ВИМП. Значения $\lambda^{SD}(m_\chi)$ и $\lambda^{SI}(m_\chi)$ были получены в Ref.?? путем численного интегрирования Eqs. (4.43) и (4.44), где использовалась солнечную модель BS2005-OP в Ref. [262]. Для элементов тяжелее кислорода их относительная представленность бралась из Ref. [263].

Литература

1. Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин, О верхней границе спектра космических лучей // ЖЭТФ. -1966. -Т. 4. -В. 3. -С. 114. // K. Greisen, End to the Cosmic-Ray Spectrum? // Phys. Rev. Lett. -1966. -V. 16. -P. 748.
2. Ж.-А.М. Джилкибаев, Г.В. Домогацкий, О.В. Суворова. Черенковские детекторы в нейтринной астрофизике высоких энергий. // Успехи физических наук. -2015. -Т. 85. -В. 5. -С. 531-539. // Cherenkov detectors for high-energy neutrino astrophysics, Phys.Usp. 58 (2015) 5, 495-502.
3. Markus Ackermann (DESY, Zeuthen), Mauricio Bustamante (Bohr Inst.), ... Zhan-Arys Dzhilkibaev (Moscow, INR) ... Olga Vasil'evna Suvorova (Moscow, INR) et al., High-energy and ultra-high-energy neutrinos: A Snowmass white paper, // JHEAp. -2022. -В. 36. -С. 55-110.
4. V.M. Aynutdinov et al. (Baikal-GVD Collaboration), Large neutrino telescope Baikal-GVD: recent status // PoS ICRC2023 (2023) 976, DOI:10.22323/1.444.0976.
5. М.А. Марков, On high energy neutrino physics // Proc. of 10th ICHEP, Rochester, -1960. -P. 572.
6. В.С. Березинский, Г.Т. Зацепин, Возможности экспериментов с космическими нейтрино очень высоких энергий. Проект ДЮМАНД // УФН. -1977. -Т. 122. -В. 1. -С. 500.
7. I. A. Belolaptikov et al.(Baikal Coll.), The Baikal underwater neutrino telescope: Design, performance, and first results // Astropart. Phys. -1997. -V. 7. -P. 263.
8. Г.В. Домогацкий, Байкальский нейтринный эксперимент // УФН. -2011. -Т. 181. -В. 9. -С. 984.
9. E. Andres et al., (AMANDA Collaboration), The AMANDA neutrino telescope: Principle of operation and first results // Astropart. Phys. -2000. -V. 13. -P. 1.

10. M. Ackerman et al., (AMANDA Collab.), Search for Ultra High-Energy Neutrinos with AMANDA-II // *Astropart. Phys.* -2008. -V. 675. -P. 1014.
11. M. Ageron et al. (ANTARES Collab.), ANTARES: The first undersea neutrino telescope // *Nuclear Inst. and Methods A* -2011. -V. 656. -P. 11.
url <https://antares.in2p3.fr>
12. Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* -1998. -V. 81. -P. 1562. url <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/en/sk/>
13. M. Ambrosio et al. (MACRO Collab.) Neutrino astronomy with the MACRO detector // *Astrophys. J.* 546 (2001) 1038.
14. A.E. Chudakov, The underground liquid scintillator telescope // *Cosnews.* -1977. -N. 7. -P. 4-5.
15. Алексеев Е.Н., Алексеенко В.В., Андреев Ю.М. и др., Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп // *Изв. АН СССР.* -1980. -Т. 44. -В. 3. -P. 609-612.
16. Garry C. Hill, Neutrino astronomy with IceCube and AMANDA // *Nucl.Phys.B Proc.Suppl.* -2011. -V. 221 -C. 103-109.
17. S. Desai et al., (Super-Kamiokande Collab.), Study of TeV neutrinos with upward showering muons in Super-Kamiokande // *Astropart. Phys.* -2008. -V. 29. -P. 42.
18. A. Arbey, F. Mahmoudi, Dark matter and the early Universe: a review // *Progress in Particle and Nuclear Physics* (2021) 103865.
19. R. Abbasi et al., [IceCube Collab.], *Phys.Rev.Lett.* -2009. -V. 102. -P. 201302; url <http://www.icecube.wisc.edu/news/>.
20. M.G. Aartsen et al., (IceCube Collaboration), Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector // *Science.* -2013. -V. 342. -P. 1242856.
21. Ali Kheirandish, Identifying Galactic Sources of High-Energy Neutrinos // *Astrophysics and Space Science. Review Article.* -2020. -V. 365. -N. 108.

22. M.G. Aartsen et al. (IceCube Collaboration), Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data // Phys. Rev. Lett. -2014. -V. 113. -P. 101101.
23. M.G. Aartsen et al. (IceCube Collaboration), Atmospheric and astrophysical neutrinos above 1 TeV interacting in IceCube // Phys. Rev. D -2015. -V. 91. -P. 022001.
24. M.G. Aartsen et al. (IceCube Collaboration), Characteristics of the Diffuse Astrophysical Electron and Tau Neutrino Flux with Six Years of IceCube High Energy Cascade Data // Phys. Rev. Lett. -2020. -V. 125. -P. 121104.
25. R. Abbasi et al. (IceCube Collaboration), IceCube high-energy starting event sample: Description and flux characterization with 7.5 years of data // Phys. Rev. D -2021. -V. 104. -P. 022002.
26. R. Abbasi et al. (IceCube Collaboration), Improved Characterization of the Astrophysical Muon-neutrino Flux with 9.5 Years of IceCube Data // ApJ -2022. -V. 928. -P. 50.
27. F. Salamida, Highlights from the Pierre Auger Observatory // PoS(ICRC2023) 016.
28. А.В. Аврорин, ..., О.В. Суворова и др., Глубоководный черенковский детектор в озере Байкал // ЖЭТФ. -2022. -Т. 161. -В. 4. -С. 476-496.
29. V.A. Allakhverdyan, ..., O.V.Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration), Diffuse neutrino flux measurements with the Baikal-GVD neutrino telescope // Physical Review D. -2023. -Т. 107. -С. 042005.
30. V.A. Allakhverdyan, ..., O.V.Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration and Yu.Yu. Kovalev et al.), High-energy neutrino-induced cascade from the direction of the flaring radio blazar TXS 0506+056 observed by Baikal-GVD in 2021 // Mon.Not.Roy.Astron.Soc. -2023. -Т. 527. -В. 3. -С. 8784-8792.

31. V.A. Allakhverdyan, ..., O.V.Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration and Yu.Yu. Kovalev et al.), Search for directional associations between Baikal Gigaton Volume Detector neutrino-induced cascades and high-energy astrophysical sources // *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* -2023. -Т. 526. -В. 1. -С. 942-951.
32. V.M. Aynutdinov et al. (Baikal-GVD Collaboration), The Baikal-GVD Neutrino Telescope: Current Status and Development Prospects // *Physics of Atomic Nuclei.* -2023. -V. 86. Is. 6. -P. 989.
33. Марков М.А. О природе материи.// М., Наука, -1976. -С. 282.
34. F. Zwicky, *Helv. Acta* 6, 110, (1933).
35. О.В. Суворова. Природные потоки нейтрино и скрытая масса Вселенной // *Ядерная Физика.* -2011. -Т. 74. -В. 1. -С. 1-9; // Original neutrino fluxes and hidden mass in the Universe. *Physics of Atomic Nuclei.* -2011. -Т. 74. -С.122-129.
36. Джилкибаев Ж.-А.М., Поиск нейтрино сверхвысоких энергий и гипотетических частиц темной материи в экспериментах на Байкальском глубоководном нейтринном телескопе НТ-200 - Дисс. докт. физ.-мат. наук, ИЯИ РАН, Москва, 2005.
37. Суворова О.В., Поиск сигнала от холодной темной материи в нейтринном эксперименте на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе, - Дисс. канд. физ.-мат. наук, ИЯИ РАН, Москва, 1996.
38. S. Demidov and O. Suvorova, Annihilation of NMSSM neutralinos in the Sun and neutrino telescope limits // *JCAP* -2010. -V. 1006. -P. 018.
39. M. M. Boliev, S. V. Demidov, S. P. Mikheyev and O. V. Suvorova, Search for muon signal from dark matter annihilations in the Sun with the Baksan Underground Scintillator Telescope for 24.12 years // *JCAP* -2013. -V. 1309. -P. 019.

40. Lee F. Thompson et ANTARES Collaboration, Dark Matter Searches with ANTARES Neutrino Telescope // Proc. 28th ICRC, Tsukuba, Japan, World Academy Press. -2003. P. 1743.
41. J. Elbs, Yu.M. Bunkov, E. Collin, H. Godfrin, O. Suvorova, Electron - nuclear recoil discrimination by pulse shape analysis // J.Low Temp.Phys. -2008. V. 150. -P. 536.
42. M. Tanabashi et al. (Particle Data Group). - Phys.Rev.D. -2018. V. 98. -P. 030001. // url <https://pdg.lbl.gov/2018/listings/rpp2018-list-wimps-dark-matter-searches.pdf>
43. R.L. Workman et al. (Particle Data Group), Prog.Theor.Exp.Phys. -2022. -P. 083C01. // url <https://pdg.lbl.gov/2022/listings/rpp2022-list-wimps-dark-matter-searches.pdf>
44. ATel 15112; Zh.-A. Dzhilkibaev and O. Suvorova (et Baikal-GVD Collaboration), Baikal-GVD observation of a high-energy neutrino candidate event from the blazar PKS 0735+17 at the day of the IceCube-211208A neutrino alert from the same direction // <https://www.astronomerstelegram.org/?read=15112>
45. T.K. Gaisser, Todor Stanev, and Serap Tilav, Cosmic Ray Energy Spectrum from Measurements of Air Showers. // Front. Phys. -2013. 8(6): -P. 748–758. arXiv:1303.3565v1
46. K. Daum et al. (Frejus Collaboration), Determination of the atmospheric neutrino spectra with the Frejus detector // Z. Phys. C -1995. -V.66. -P. 417.
47. E. Richard et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Measurements of the atmospheric neutrino flux by Super- Kamiokande: energy spectra, geomagnetic effects, and solar modulation, Phys. Rev. D -2016. -V. 94. -P. 052001.

48. R. Abbasi et al. (IceCube Collaboration), Determination of the atmospheric neutrino flux and searches for new physics with AMANDA-II, Phys. Rev. D -2009. -V. 79. -P. 102005.
49. A. Albert et al. (ANTARES Collaboration), Measurement of the atmospheric ν_e and ν_μ energy spectra with the ANTARES neutrino telescope, Phys. Lett. B -2021. -V. 816. -P. 136228.
50. P. Lipari // Lepton spectra in the Earth's atmosphere // Astropart. Phys. -1993. -V. 1, -P. 195-227.
51. E. V. Bugaev et al., Prompt leptons in cosmic rays, Nuovo Cim. C -1989. -V. 12.
52. E. V. Bugaev et al., Atmospheric muon flux at sea level, underground and underwater, Phys. Rev. D -1998. -V. 58. -P. 054001.
53. Л.В. Волкова, Энергетические спектры и угловые распределения нейтрино атмосферного происхождения // Ядерная Физика, -1980. -Т. 31. С. 1510-1521.
54. V. A. Naumov, T. S. Sinegovskaya, Simple method for solving transport equations describing the propagation of cosmic ray nucleons in the atmosphere, Phys. Atom. Nucl. -2000. -V. 63. -P. 1927.
55. G. D. Barr et al., A three-dimensional calculation of atmospheric neutrinos, Phys. Rev. D -2004. -V. 70. -P. 023006.
56. M. Honda et al., Calculation of atmospheric neutrino flux using the interaction model calibrated with atmospheric muon data, Phys. Rev. D -2007. -V. 75. -P. 043006.
57. M. Honda et al., Improvement of low energy atmospheric neutrino flux calculation using the JAM nuclear interaction model, Phys. Rev. D -2011. -V. 83. -P. 123001.
58. A. D. Morozova et al., The comparison of the calculated atmospheric neutrino spectra with the measurements of IceCube and ANTARES experiments, J. Phys. Conf. Ser. -2017. -V. 798. -P. 012101.

59. A. A. Kochanov et al., High-energy spectra of the atmospheric neutrinos: predictions and measurement, arXiv:2109.13000v2 [hep-ph], 2021.
60. S. I. Sinegovsky and M. N. Sorokovikov, Prompt atmospheric neutrinos in the quark–gluon string model, *Eur. Phys. J. C* -2020. -V. 80. -P. 34.
61. D. Heck et al., CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers // Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA-6019. -1998. -P.42.
62. A. Fedynitch, Felix Riehn, Ralph Engel, Thomas K. Gaisser, and Todor Stanev, Hadronic interaction model SIBYLL 2.3c and inclusive lepton fluxes, *Phys. Rev. D* -2019. -V. 100. -P. 103018.
63. S. Ostapchenko, Hadronic interactions at cosmic ray energies, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* -2008. -V. 175. -P. 73.
64. A. Bhattacharya, R. Enberg, M. H. Reno, I. Sarcevic, and A. Stasto, Perturbative charm production and the prompt atmospheric neutrino flux in light of RHIC and LHC // *J. High Energ. Phys.* -2015. -V. 6. -P. 110.
65. P. Giommi, and P. Padovani, Astrophysical Neutrinos and Blazars // *Universe* 2021, 1, 0. <https://doi.org/10.3390/universe1010000>, <https://arxiv.org/pdf/2112.06232>.
66. B. Eichmann, R. Schlickeiser, and W. Rhode, Differences of leptonic and hadronic radiation production in flaring blazars// *Astropart.J.*, -2012. -V. 749:155. -P. 12.
67. Matteo Cerruti, Leptonic and Hadronic Radiative Processes in Supermassive-Black-Hole Jets // *Galaxies, Jet Physics of Accreting Super Massive Black Holes*, -2020. -V. 8. -N.4. -P. 72.
68. Damiano F. G. Fiorillo, and Mauricio Bustamante, Hunting for bumps in the diffuse high-energy neutrino flux // *PoS(ICRC2023)*, <https://arxiv.org/pdf/2307.09170>.

69. V. Berezhinsky, 1977, Proc. of the International Conference Neutrino-77. -P. 177.
70. Berezhinskii V. S., Ginzburg V. L. On high-energy neutrino radiation of quasars and active galactic nuclei // MNRAS. — 1981. — T. 194. — C. 3—14.
71. Plavin A. V., Kovalev Y. Y., Kovalev Y. A., Troitsky S. V., Directional Association of TeV to PeV Astrophysical Neutrinos with Radio Blazars // ApJ. —2021. —V. 908, N. 2. —P. 157.
72. Plavin A., Kovalev Y. Y., Kovalev Y. A., Troitsky S., Observational Evidence for the Origin of High-energy Neutrinos in Parsec-scale Nuclei of Radio-bright Active Galaxies // ApJ. — 2020. — Май. — T. 894, N. 2. — C. 101.
73. A.V. Plavin, Y.Y. Kovalev, Y.A. Kovalev, S.V. Troitsky, Growing evidence for high-energy neutrinos originating in radio blazars // MNRAS. -2023. -V.523. -P.1799.
74. K. Murase, F. Oikonomou, M. Petropoulou, Blazar Flares as an Origin of High-energy Cosmic Neutrinos? // ApJ. -2018. -V. 865. -P. 124.
75. Neronov, A., Semikoz, D., Self-consistent model of extragalactic neutrino flux from evolving blazar population, JETP, -2020. -V. 158. -P. 295.
76. E.V. Derishev and T. Piran, Particle acceleration, magnetization and radiation in relativistic shocks // MNRAS. -2016. -V. 460. -Is. 2. -P. 2936.
77. Fermi E. // Phys. Rev. -1949. -V. 75. -P. 1169.
78. Е.Г. Бережко, Г.Ф. Крымский, Ускорение космических лучей ударными волнами // УФН. -1988. -Т. 154. В. 1. -С. 49.
79. The IceCube, Fermi-LAT, MAGIC, AGILE, ASAS-SN, HAWC, H.E.S.S, INTEGRAL, Kanata, Kiso, Kapteyn, Liverpool telescope, Subaru, Swift/NuSTAR, VERITAS, VLA/17B-403 teams, Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A // Science. -2018. -V. 361. -P. eaat1378.

80. Aartsen M.G. et al., (IceCube Collab.), Time-Integrated Neutrino Source Searches with 10 Years of IceCube Data // Phys. Rev. Lett. -2020. -V. 124. -P. 051103.
81. R. Abbasi et al., (IceCube Collab.), Evidence for neutrino emission from the nearby active galaxy NGC 1068 // Science -2022. -V. 378. 6619, -P.538.
82. The Fourth Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope, // Astrophys. J. -2020. -V. 892. -P. 105.
83. Constraints on gamma-ray and neutrino emission from NGC 1068 with the MAGIC telescopes // Astrophys. J. -2019. -V. 883. -P. 135.
84. K. Murase, Hidden Hearts of Neutrino Active Galaxies // Astrophys. J. Lett. -2022. -V. 941. L17.
85. Fermi Gamma-ray Space Telescope, url <https://fermi.gsfc.nasa.gov/>
86. High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) url <https://www.mpi-hd.mpg.de/HESS/>
87. E. de la Fuente et al., (HAWC Collab.), The PeVatrons and the HAWC Observatory in Mexico // Proc. of the TMEX-2023; <https://doi.org/10.48550/arXiv.2306.06293>
88. Zen Cao et al., (LHAASO Collab.), Ultrahigh-energy photons up to 1.4 petaelectronvolts from 12 γ -ray Galactic sources // Nature. -2021. -V. 594. -P. 33.
89. R. Abbasi et al., (IceCube Collab.), IceCat-1: the IceCube Event Catalog of Alert Tracks // ApJS. -2023. -V. 269. -P. 25.
90. С.В. Троицкий, Ограничения на модели происхождения астрофизических нейтрино высоких энергий // Usp. Fiz. Nauk -2021. -В. 191. -P. 1333.
91. С.В. Троицкий, Происхождение астрофизических нейтрино высоких энергий: новые результаты и перспективы // Usp. Fiz. Nauk -2021. -В. 194ю -P. 371.

92. Kovalev Y. Y., Plavin A. V., Troitsky S. V., Galactic Contribution to the High-energy Neutrino Flux Found in Track-like IceCube Events // *Astrophys. J. Lett.* -2022. -V. 940. -P. L41.
93. Albert A et al (ANTARES Collab.), Hint for a TeV neutrino emission from the Galactic Ridge with ANTARES // *Phys. Lett. B.* -2023. -V. 841. -P. 137951.
94. R. Abbasi et al., (IceCube Collab.), Observation of high-energy neutrinos from the Galactic plane // *Science* -2023. -V. 380. -P. 1338.
95. R. Abbasi et al., (IceCube Collab.), Observation of Seven Astrophysical Tau Neutrino Candidates with IceCube // принята в печать, *Physical Review Letters* -2024. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2403.02516>.
96. E. Eckerova et al., (Baikal-GVD Collaboration), Reconstruction of double cascades in the Baikal-GVD neutrino telescope // *PoS TAUP2023.* -2024. -P. 258.
97. M. G. Aartsen et al., (IceCube Collab.), Detection of particle shower at the Glashow resonance with IceCube // *Nature.* -2021. -V. 591. -P. 220.
98. Glashow, S.L. Resonant Scattering of Antineutrinos // *Phys. Rev.* -1960. -V. 118. -P.316.
99. С.М. Биленький, Б.М. Понтекорво, Смешивание лептонов и осцилляции нейтрино // *УФН.* -1977.Т. 123, С. 181.
100. С.М. Биленький, С.Т. Петков, Massive neutrinos and neutrino oscillations // *Rev. Mod. Phys.* -1987. -V. 59. -P. 671.
101. С.М. Биленький, Бруно Понтекорво и нейтрино // *УФН.* -2014. -Т. 184, С. 531.
102. L.Wolfenstein, Neutrino oscillations in matter // *Phys.Rev.D.* -1978. -V. 17. -P.2369.
103. С.П. Михеев и А.Ю. Смирнов, Резонансное усиление осцилляций в веществе и спектроскопия солнечных нейтрино // *ЯФ.* -1985. -Т. 42. -С.1441.

104. А.Ю. Смирнов, Резонансное усиление осцилляций в веществе - Дисс. докт. физ.-мат. наук, ИЯИ РАН, Москва, 1987.
105. A.Y. Smirnov, The Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) Effect // Conference: C18-09-05 Proceedings -2019. 17 pp., url <https://doi.org/10.48550/arXiv.1901.11473>.
106. A.M. Dziewonski and D.L. Anderson, Preliminary Reference Earth Model // Phys. Earth Planet. Interiors. -1981. -V. 25. -P. 297.
107. E.V. Bugaev, S.P.Mikheyev, O.V. Suvorova, Neutral current interactions of high energy neutrinos with matter of the Sun and Earth // Nuova Cim. C. - 1996, -C. 623-804. DOI: 10.1051/epjconf/201920901015.
108. Lohmann W., Kopp R., Voss R. Energy loss of muons in the energy range 1-10000 Ge V//CERN Yellow Report, No E/85-03.
109. S. Aiello, (KM3NeT Collab.), First observation of the cosmic ray shadow of the Moon and the Sun with KM3NeT/ORCA // Eur.Phys.J.C -2023. -V. 83. -N. 4. -P. 344.
110. Зацепин Г.Т. Проблемы физики космических лучей. т.1. ИЯИ АН СССР, Москва, 1978.
111. V. Barger, W. -Y. Keung, G. Shaughnessy and A. Tregre, High energy neutrinos from neutralino annihilations in the Sun // Phys. Rev. D -2007. -V. 76. -P. 095008.
112. T. Ohlsson and H. Snellman, Three flavor neutrino oscillations in matter // J. Math. Phys. -2000. -V. 41. -P. 2768; [Erratum-ibid. -2001. -V. 42.-P. 2345.]
113. T. Ohlsson and H. Snellman, Neutrino oscillations with three flavors in matter of varying density // Eur. Phys. J. C -2001. -V. 20. -P. 507. [114]
114. M. Cirelli, N. Fornengo, T. Montaruli, I. A. Sokalski, A. Strumia and F. Vissani, Spectra of neutrinos from dark matter annihilations // Nucl. Phys. B -2005. -V. 727. -P. 99; [Erratum-ibid. B -2008. -V. 790. -P. 338.]

115. M. Blennow, J. Edsjö and T. Ohlsson, WimpSim // url <http://wimpsim.astroparticle.se/>
116. Marco Cirelli, Gennaro Corcella, Andi Hektor et al, PPC 4 DM ID: A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection // JCAP. -2011. -V.1103. -P.051; CERN-PH-TH/2010-057.
117. M.M. Boliev, C.V. Demidov, O.V. Suvorova, Neutrino physics with the Baksan Underground Scintillation Telescope // Nuovo Cimento C. -2014. -T. 37. -B. 03. -C. 193-195.
118. P. Gondolo, J. Edsjo, P. Ullio, L. Bergstrom, M. Schelke and E. Baltz, DarkSusy // JCAP. -2004. -V. 0407.; url www.physto.se/~edsjo/darksusy.
119. D. V. Forero, M. Tortola and J. W. F. Valle, Global status of neutrino oscillation parameters after Neutrino-2012 // Phys. Rev. D -2012. -V. 86. -P. 073012.
120. Morfin J.G. and W.K.Tung. Proton distributions from a global QCD analysis of deep inelastic scattering and lepton-pair production // Z.Phys.C Particles and Fields. -1991. -V. 52. -P. 13-29.
121. V. Decoene, Review of Neutrino Experiments Searching for Astrophysical Neutrinos // PoS(ICRC2023) 026; <https://pos.sissa.it/444/026>
122. И. Е. Тамм, И. М. Франк, Когерентное излучение быстрого электрона в среде // УФН. -1967 -Т. 93. -С. 388.
123. L.A. Kuzmichev, On the velocity of light signals in the deep underwater neutrino experiments // NIM. 2001. -V. A482. -P.304.; Кузьмичев Л.А., Глубоководный нейтринный телескоп НТ-200 (первые результаты) - Дисс. докт. физ.-мат. наук, НИИ ЯФ МГУ, Москва, 2003.
124. I. A. Belolapnikov et al., The Baikal underwater neutrino telescope: Design, performance, and first results // Astropart. Phys. -1997. -V. 7. -P. 263.
125. Шайбонов Б.А., Поиск нейтрино сверхвысоких энергий в экспериментах на Байкальском нейтринном телескопе НТ-200. - Дисс. канд. физ.-мат. наук, ИЯИ РАН, Москва, 2010.

126. С.З. Беленький. Лавинные процессы в космических лучах // Гостехиздат, Москва, -1948. -PP. 244.
127. A.Belyaev, I.Ivanenko, V.Makarov. //Proc. of the 1978 DUMAND Summer Workshop, 1979, Ed. A.Roberts, V.1, p.337.
128. L.Bezrukov, and A.Butkevich. Fast simulation of the Cherenkov light from showers // Proc. of workshop "Simulation and Analysis Methods for Large Neutrino Telescopes Ed. Ch.Spiering, DESY Zeuthen, Germany, July 6-9, 1998, DESY-PROC-1999-01, p. 265-274, (1999).
129. C. Wiebusch, The detection of faint light in deep underwater neutrino telescopes - Ph.D. thesis, -1995. RWTH Aachen university, pITHA 95/37, url <http://web.physik.rwth-aachen.de/wiebusch/Publications/Various/phd.pdf>; L.Rodel and C. Weibusch, Calculation of the Cherenkov light yield from electromagnetic cascades in ice with Geant4 // Astroparticle Physics -2013. -V. 44. -P. 102-113.
130. A.Migdal, Bremsstrahlung and pair production in condensed media at high energies // Phys. Rev. -1956. -V.103. -N. 6. -P.1811.
131. O.V. Suvorova, A.D. Avrorin, ... et al. Baikal-GVD: first cluster Dubna // PoS EPS-HEP2015 (2015) 418, DOI: <https://doi.org/10.22323/1.234.0418>.
132. Б.А. Таращанский, Методы мониторинга и результаты измерений оптических свойств водной среды в районе Байкальского Нейтринного Телескопа - Дисс. канд. физ.-мат. наук, ИЯИ РАН, Москва, 1999.
133. A.D. Avrorin, A.V Avrorin, V.M. Aynutdinov et al., Luminescence of water in Lake Baikal observed with the Baikal-GVD neutrino telescope // EPJ Web Conf. -2019. -V. 207. -P. 09002.
134. А. В. Аврорин, В. М. Айнутдинов, Р. Ванныш и др., Гидроакустическая система позиционирования экспериментального кластера нейтринного телескопа масштаба кубического километра на оз. Байкал // Приборы и Техника Эксперимента. -2013. -V. 4. -PP. 87-97.

135. A.D. Avrorin , ..., O.V. Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration), Baikal-GVD: first results and prospects // EPJ Web Conf. 209, 01015 (2019).
136. A.D. Avrorin et al., Time calibration of the neutrino telescope Baikal-GVD, // EPJ Web Conf. -2019. -V. 207. -P. 07003.
137. A.D. Avrorin, ..., O.V. Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration), Calibrating the Measuring Channels of the Baikal-GVD Neutrino Telescope // Instrum.Exp.Tech. – 2020. –Т. 63. –В. 4., -С. 551-560.
138. Шелепов М.Д., Выделение событий от ливней высоких энергий и восстановление параметров ливней в экспериментах на первой очереди нейтринного телескопа Baikal-GVD - Дисс. канд. физ.-мат. наук, ИЯИ РАН, Москва, 2021.
139. E. Ryabov and B. Tarashansky, Monitoring of optical properties of deep lake water // PoS (ICRC2021) -2021. -P. 1034.
140. Zh.-A. Dzhilkibaev et al., Comparison of OM responses at different sites // Proc. of the VLVNT on Technical Aspects of a Very Large Volume Neutrino Telescopes in the Mediterranean Sea, Ed. by E. de Volf, NIKHEF, Amsterdam, the Netherlands, -2004. -P.99-103.
141. Айнутдинов В.М., Кластер Baikal-GVD - основная структурная единица Байкальского глубоководного нейтринного телескопа - Дисс. докт. физ.-мат. наук, ИЯИ РАН, Москва, 2018.
142. А.А. Шейфлер, Оптический модуль Байкальского глубоководного нейтринного телескопа Baikal-GVD. - Дисс. канд. физ.-мат. наук, ИЯИ РАН, Москва, 2016.
143. А.В. Аврорин, А.Д. Аврорин, Айнутдинов В.М. и др., Система сбора данных Байкальского нейтринного телескопа НТ1000 // Приборы и Техника Эксперимента. -2014. -В. 3. -С. 28-39.
144. V.A. Allakhverdyan et al, Time synchronization system of Baikal-GVD // JINST. -2021. -V. 16. -P. C09003.

145. A.D. Avrorin et al., Baikal-GVD: cascades // EPJ Web Conf. -2019. -V. 207. -P. 05001.
146. A.D. Avrorin et al., Search for cascade events with Baikal-GVD // PoS ICRC2019, -2019. P. 873.
147. V.A. Allakhverdyan, ..., O.V.Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration), The Baikal-GVD neutrino telescope: search for high-energy cascades // PoS ICRC2021 (2021) 1144, DOI: <https://doi.org/10.22323/1.395.1144>.
148. J. Lundberg, J. Conrad, W. Rolke, A. Lopez, Limits, discovery and cut optimization for a Poisson process with uncertainty in background and signal efficiency: TRolke 2.0 // Comput.Phys.Commun. -2010. -V. 181. -PP. 683-686; arXiv:0907.3450 [physics.data-an]
149. O.V. Suvorova and T.A. Ovsianikova, Statistical approaches in search for astrophysical neutrino sources with Baikal deep underwater telescopes // e-Print: 1406.2478 [astro-ph.HE]. -2014.
150. J. Stettner, Study of the high-energy diffuse neutrino flux with the ANTARES telescope // PoS ICRC2019 -2020. -P. 0891.
151. T.K. Gaisser, T.Stanev, S.Tilav, Cosmic Ray Energy Spectrum from Measurements of Air Showers. // Front. Phys. (Beijing). -2013. -V. 8. -P. 748.
152. I. Sokalski, E.V. Bugaev, and S.I. Klimushin, MUM: Flexible precise Monte Carlo algorithm for muon propagation through thick layers of matter // Phys. Rev. -2001, -V. D64, P. 074015(1-19).
153. A.D. Avrorin et al., Results from Reconstructing a Neutrino in the Track Channel at the Deep-Water BAIKAL-GVD Telescope // Izv.Ross.Akad.Nauk Ser.Fiz. -2023. -V. 87. -N. 7. -P. 991-994.
154. Paolo Lipari and Silvia Vernetto, Diffuse Galactic gamma-ray flux at very high energy // Phys. Rev. D -2018. -V. 98. -P. 043003.
155. Gaia Collaboration // AA. -2018. -V. 616. -P. A1.

156. A. Zdziarski, A. Neronov and Maria Chernyakova, A compact pulsar wind nebula model of the γ -ray-loud binary LSI +61°303 // MNRAS -2010. -V. 403. -P. 1873-1886.
157. Shan Shan Weng et al., Radio pulsations from a neutron star within the gamma-ray binary LS I +61°303 // Nature Astronomy -2022. -V. 6. -P. 698–702.
158. A. Neronov and M. Ribordy, IceCube sensitivity for neutrino flux from Fermi blazars in quiescent states // Phys. Rev. D -2009. -V. 79. -P. 043013.
159. F. Jeron, A Precessing Jet Scenario for the Multi-Wavelength Long-Term Modulation of LS I +61°303 // Universe. -2021. -V. 7. -P. 245.
160. D.A. Prokhorov, A. Moraghan, An update on Fermi-LAT transients in the Galactic plane, including strong activity of Cygnus X-3 in mid-2020 // MNRAS. -2022. -V. 519. Is. 2. -P. 2680–2689.
161. P. Reig, J. Fabregat and J. Alfonso-Garzon, Optical counterpart to Swift J0243.6+6124 // AA -2020. -V. 640. -P. A35.
162. J. van den Eijden et al, An evolving jet from a strongly magnetized accreting X-ray pulsar // Nature. -2018. -V. 562. -P. 233–235.
163. Jenke P., Wilson-Hodge C.A., Fermi GBM detects pulsations from Swift J0243.6+6124 // -2017. Astron Telegram, 10812, 1. (ATeL 10809).
164. V. Doroshenko, S. Tsygankov, and A. Santangelo, Orbit and intrinsic spin-up of the newly discovered transient X-ray pulsar Swift J0243.6+6124 // AA. -2018. -V. 613. -P. A19.
165. M.G. Aarsten et al., (Icecube Collab.), All-sky Search for Time-integrated Neutrino Emission from Astrophysical Sources with 7 yr of IceCube Data // ApJ, -2017. -V. 835. -N. 2. -P. 151.
166. A.M. Bykov, A.E. Petrov, M.E. Kalyashova, and S.V. Troitsky, PeV Photon and Neutrino Flares from Galactic Gamma-Ray Binaries // ApJL. -2021. -V. 921. -P. L10.

167. V.A. Allakhverdyan, ..., O.V.Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration and Yu.Yu.Kovalev et al.), High-energy neutrino-induced cascade from the direction of the flaring radio blazar TXS 0506+056 observed by Baikal-GVD in 2021 // *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* -2023. -T. 527. -B. 3. -C. 8784-8792.
168. Mark Aarsten et al., (IceCube Collab.), Neutrino emission from the direction of the blazar TXS 0506+056 prior to the IceCube-170922A alert // *Science.* -2018. -V. 361. -P. 147-151. eaat1378.
169. ZTF, // url <https://www.wis-tns.org/object/2019>.
170. TeVCat, url <https://tevcat.org/>
171. O.V.Suvorova, V.A. Allakhverdyan et al. (Baikal-GVD Collaboration), Multi-messenger and real-time astrophysics with the Baikal-GVD telescope // *PoS ICRC2021* (2021) 946, DOI: 10.22323/1.395.0946.
172. W.Winter and C.Lunardini, A concordance scenario for the observed neutrino from a Tidal Disruption Event // *Nature Astron.* -2021. -V. 5. -P. 472-477. arXiv:2005.06097.
173. Y.Y. Kovalev, Yu. A. Kovalev, N. A. Nizhelsky, A. B. Bogdantsov, Broad-band Radio Spectra Variability of 550 AGN in 1997-2001 // *Publ. Astron. Soc. Austral.* -2002. -V. 19. -P. 83.
174. J. Richards et al., // *Astrophys. J. Suppl.* -2011. -V. 194. -P. 29.
175. Kovalev, Yu. A., Kardashev, N. S., Kovalev, Y. Y. et al., RATAN-600 and RadioAstron reveal the neutrino-associated blazar TXS 0506+056 as a typical variable AGN // *Advances in Space Research.* -2020. V. 65. Is. 2. p. 745-755.
176. Gesari S. et al., (Gaya Collab.), Classification of AT2019ehz as a tidal disruption flare // *The Astronomer's Telegram*, No. 12789; url <https://www.wis-tns.org/object/2019ehz/discovery-cert>
177. General Coordinates Network (GCN) //url <https://gcn.nasa.gov/>

178. А.В. Аврорин, ..., О.В. Суворова и др., Слежение за высокоэнергичными нейтрино на Байкальском нейтринном телескопе Baikal-GVD // Письма в Астрономический журнал, -2021. -Т. 47. -В. 2. -С. 114-124; // High-Energy Neutrino Follow-up at the Baikal-GVD Neutrino Telescope // Astronomy Letters. -2021. -Т. 47. -В. 2. -С. 94-104.
179. V.M. Aynutdinov et al., (Baikal-GVD Collaboration), Baikal-GVD real-time data processing and follow-up analysis of GCN notices // PoS(ICRC2023). -2023. -P.1458.
180. V.A. Allakhverdyan, ..., O.V.Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration and Yu.Yu.Kovalev et al.), High-energy neutrino-induced cascade from the direction of the flaring radio blazar TXS 0506+056 observed by Baikal-GVD in 2021 // Mon.Not.Roy.Astron.Soc. -2023. -Т. 527. -В. 3. -С. 8784-8792.
181. Y.A. Kovalev, N.S. Kardashev, Y.Y. Kovalev et al., Adv. in Space Research, 65, (2020) 745.
182. V.M. Aynutdinov, ..., O.V. Suvorova, ... et al., Baikal-GVD Astrophysical Neutrino Candidate near the Blazar TXS 0506+056 // PoS ICRC2023 (2023) 1457, DOI:
183. A.D. Avrorin , ..., O.V. Suvorova, ... et al., (Baikal-GVD Collaboration), Search for High energy Neutrinos from GW170817 with the Baikal-GVD Neutrino Telescope // JETP Lett. -2018. -Т. 108. -В. 12. -С. 787-790; e-Print:1810.10966.
184. Bair Shaybonov et al. (Baikal Collaboration), Data management and processing system for the Baikal-GVD telescope // PoS ICRC2017 -2018. -P. 1046.
185. <http://root.cern.ch> R. Brun *et al.*, Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res., 1996.

186. Обзор фреймворка Luigi для построения последовательностей выполнения задач // url
<https://habr.com/ru/companies/otus/articles/339904/>
187. InfluxDB documentation // InfluxData, Inc. -2024. url
<https://docs.influxdata.com>
188. MariaDB server documentation // MariaDB. -2024. url
<https://mariadb.com/kb/en/documentation/>
189. LIGO/Virgo/KAGRA (LVK) // -2023. url
<https://emfollow.docs.ligo.org/userguide/> ; -2024. url
<https://observing.docs.ligo.org/plan/> .
190. IceCube Collaboration 2021c, IceCube-211208A - IceCube observation of a high-energy neutrino candidate track-like event // GRB Coordinates Network. -2021. -N. 31191-1.
191. ATel 15112; Zh.-A. Dzhilkibaev and O. Suvorova (et Baikal-GVD Collaboration), Baikal-GVD observation of a high-energy neutrino candidate event from the blazar PKS 0735+17 at the day of the IceCube-211208A neutrino alert from the same direction // <https://www.astronomerstelegam.org/?read=15112>
192. V.Dik, O.V.Suvorova, ... et al. The Baikal-GVD telescope follow up analysis of the IceCube alerts // PoS ECRS2022. -2022. -P. 096. DOI: 10.22323/1.423.0096.
193. C. Bozza et al., Report on the ASTERICS projects CORELib and ROAst // EPJ Web. (VLVnT-2018) -2019. -V. 207. -P. 08002.
194. P.T. Wallance, SLALIB — Positional Astronomy Library // -2005. url
<http://star-www.rl.ac.uk/docs/sun67.htx/sun67.html>.
195. M. Ageron et al., The ANTARES telescope neutrino alert system // Astro. Phys. -2012. -V. 35. Is. 8. -P. 530.; <https://arxiv.org/abs/1103.4477>.

196. M.W.E. Smith et al., The Astrophysical Multimessenger Observatory Network (AMON) // *Astro. Phys.* -2013. -V. 45. -P.56.; <https://arxiv.org/abs/1211.5602>.
197. D.J. White, E.J. Daw and V.S. Dhillon, A list of galaxies for gravitational wave searches // *Class. Quantum Grav.* -2011. -V. 28. N. 8. -P. 085016.
198. D. Dornic, et al., (ANTARES and TAROT Collab.), Search for neutrinos from transient sources with the ANTARES telescope and optical follow-up observations (TAToO) // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* -2011. -V. S183. -P. 626.
199. C.A.Garre, ..., O.V.Suvorova, (Baikal-GVD and ANTARES Collaborations) ANTARES offline study of three alerts after Baikal-GVD follow-up found coincident cascade neutrino events // *PoS ICRC2021*. -2021. P. 1121.
200. E. Blaufuss, Th. Kintscher, L. Lu, and Ch. F. Tung et al., (IceCube Collab.) // *PoS(ICRC2019)*. -2019. -P. 1021.
201. G. J. Feldman and R. D. Cousins, A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals // *Phys. Rev. D* -1998. -V. 57. 3873.
202. Britzen S., et al., Understanding BL Lac objects Structural kinematic mode changes in the BL Lac object PKS 0735+178 // *AA*. -2010. -V. 515. -P. A105.
203. PATAH CAO PAH, // url <https://rat.sao.ru/>
204. N. Sahakyan, P. Giommi et al., A multimessenger study of the blazar PKS0735+178: a new major neutrino source candidate // *MNRAS*. -2023. -V. 519. Is. 1. -P. 1396.
205. M. Petropoulou, K. Murase, M. Santander et al., Multi-Epoch Modeling of TXS 0506+056 and Implications for Long-Term High-Energy Neutrino Emission // *Astrophys.J.* -2020. -V. 891. -P. 115.

206. K. Satalecka et al., Multi-epoch monitoring of TXS 0506+056 with MAGIC and MWL partners // PoS(ICRC2021) -2021. -v. 395. -P. -875.; <https://pos.sissa.it/395/875/>
207. A. Albert et al., (ANTARES Collab.), The Search for Neutrinos from TXS 0506+056 with the ANTARES Telescope // ApJL. -2018. -V. 863. -P. L30.
208. J. Becker Tjus et al., Neutrino Cadence of TXS 0506+056 Consistent with Supermassive Binary Origin // ApJL. -2022. -V. 941(2). -P. L25.
209. I. Bartos et al., Bayesian multimessenger search method for common sources of gravitational waves and high-energy neutrinos // Phys. Rev. D -2019. -V. 100. -P. 083017.
210. Abbott B. P. et al, (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab. Collab.), Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger // Phys. Rev. Lett. -2016. -V. 116. -P. 061102.
211. B.P. Abbott et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.), GW150914: Implications for the Stochastic Gravitational-Wave Background from Binary Black Holes // Phys. Rev. Lett. -2016. -V. 116. -P. 131102.
212. К. А. Постнов, Н. А. Митичкин, Гравитационно-волновая астрономия: астрофизические и космологические результаты // Письма в ЭЧАЯ. 2023. Т. 20, № 3(248). С. 232–239.
213. A. Ajelo, (Fermi Collab.), Fermi-LAT Observations of LIGO/Virgo Event GW170817 // Astrophys. J. -2018.; arXiv:1710.05450.
214. V. Savchenko, A. Lutovinov, R. Sunyaev et al. (Integral Collab.), INTEGRAL Detection of the First Prompt Gamma-Ray Signal Coincident with the Gravitational-wave Event GW170817 // Astrophysical Journal, -2017. -V. 848. -P. L15.
215. Daniel M. Siegel, GW170817 the first observed neutron star merger and its kilonova: implications for the astrophysical site of the r-process // Eur. Phys. J. A -2019. -V. 55. -P. 203.

216. A. Albert et al., Search for High-energy Neutrinos from Binary Neutron Star Merger GW170817 with ANTARES, IceCube, and the Pierre Auger Observatory // *ApJL* -2017. -V. 850 -P. L35.; arXiv:1710.05839 [astro-ph.HE]
217. K. Abe, C. Bronner, Y. Hayato, et al. (The SuperKamiokande Collab.) // Search for Neutrinos in Super-Kamiokande associated with the GW170817 neutron-star merger, *AJL* 857 L4 (2018), arXiv:1802.04379.
218. Abbott R. et al. (LVK Collab.). GWTC-3: Compact Binary Coalescences Observed by LIGO and Virgo during the Second Part of the Third Observing Run. // *Phys. Rev. X.* -2023. -V. 13(4):041039; arXiv:2111.03606 [gr-qc]
219. A. Albert et al., (ANTARES Collab.), Search for neutrino counterparts of gravitational-wave events detected by LIGO and Virgo during run O2 with the ANTARES telescope// *Eur. Phys. J. C* -2020. -V. 80. -P. 487.
220. K. Abe et al., (Super-Kamiokande Collab.), Search for neutrinos in coincidence with gravitational wave events from the LIGO-Virgo O3a Observing Run with the Super-Kamiokande detector // *The Astrophysical Journal.* -2021. -V. 918. -N. 2.
221. R. Abbasi et al., (IceCube Collab.).IceCube search for neutrinos coincident with gravitational wave events from LIGO/Virgo run O3 // *ApJ.* -2023. -V. 944. -P. 80.
222. M.M. Boliev, E.V. Bugaev, A.V. Butkevich, A.E. Chudakov, O.V. Suvorova, V.N. Zakidyshev, S.P. Mikheyev, Baksan neutralino search // //International Workshop on Dark Matter in Astro-and Particle Physics, DARK'96, edited by H.V. Klapdor-Kleingrothaus and Y. Ramachers (World Scientific, Singapore. -1997. -P. 718.
223. O. V. Suvorova. Status of indirect dark matter search with neutrino telescopes // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* -2016. -Т.47. -В. 6, -С.938-946.

224. O. Suvorova, Indirect method of cold dark matter search // DARK2000, 1st ed. 2001 Edition by H.V. Klapdor-Kleingrothaus, ISBN 3-540-41797-4 Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York; ISBN-10: 3642626084, ISBN-13 : 978-3642626081, Springer; Softcover reprint of the original 1st ed. 2001 edition (October 3, 2013), <https://inspirehep.net/literature/542489>.
225. O. V. Suvorova, Status and perspectives of indirect search for dark matter // Beyond the dissert: Accelerator, non-accelerator and space approaches into the next millennium. Proc., 2nd International Conference Physics Beyond the Standard Model, Ringberg Castle, Tegernsee, Germany, June 6-12, 1999, 853-867. // arXiv:hep-ph/9911415.
226. Д.С. Горбунов, В.А. Рубаков, Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого взрыва/ / М.: УРСС, 2008.
227. N. Aghanim et al., (Planck Collab.), Planck 2018 results, VI. Cosmological parameters // AA -2020. -V. 641.
228. E. Komatsu *et al.*, [WMAP Collab.], *Astrophys.J.Suppl.* **180**, 330, (2009);
229. T. M. C. Abbott et al. (DES and SPT Collaborations), Joint analysis of Dark Energy Survey Year 3 data and CMB lensing from SPT and Planck. III. Combined cosmological constraints // *Phys. Rev. D* 107, 023531 (2023).
230. J.A. Tyson *et al.*, *Astrophys. J.* **498** L107, (1998);
231. A. Borriello and P.Salucci *et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **323**, 285 (2001);
232. E.W. Kolb, M.S. Turner, «The Early Universe», Addison–Wesley, 1990.
233. K. A. Olive *et al.*, *Phys. Rept.* **333**, 389, (2000).
234. M. Tegmark *et al.*, [SDSS Collab.], *Astrophys. J.* **606**, 702, (2004).
235. S. Steigman and M. S. Turner, *Nucl. Phys.* **B253**, 375, (1985). [236]
236. G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest., *Phys. Rep.* **267**, 195 (1996); G. Bertone, D. Hooper, J. Silk, *Phys. Rept.* **405**, 279 (2005)

237. R.D.Peccei and H.R.Quinn. CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles. - Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, 1440-1443.
238. Leszek Roszkowski, Enrico Maria Sessolo, Sebastian Trojanowski, WIMP dark matter candidates and searches-current status and future prospects // Rep. Prog. Phys. -2018. -V. 81. -P. 066201.
239. The ATLAS collaboration, Dark Matter Searches at the LHC // url <https://cds.cern.ch/record/2843045>
240. The Higgs boson, ATLAS // url <https://atlas.cern/Discover/Physics/Higgs>; CMS releases Higgs boson discovery data // url <https://home.cern/news/news/experiments/cms-releases-higgs-boson-discovery-data-public>
241. FASER Collab., First Results from the Search for Dark Photons with the FASER Detector at the LHC // CERN-FASER-CONF-2023-001; url <https://cds.cern.ch/record/2853210/files/CERN-FASER-CONF-2023-001.pdf>
242. NA64 Collab., NA64 hunts the mysterious dark photon // url <https://home.cern/news/news/experiments/na64-hunts-mysterious-dark-photon>.
243. J. Elbs, Yu.M. Bunkov, E. Collin, H. Godfrin, O. Suvorova, Electron - nuclear recoil discrimination by pulse shape analysis // J.Low Temp.Phys. -2008. V. 150. -P. 536.
244. R.I. Bagduev et al., The optical module of the Baikal deep underwater neutrino telescope // Nucl. Instr. and Methods. -1999. -V. A420. Is. 1-2. -P. 138-154.
245. V.M. Aynutdinov et al., (Baikal Collab.), Baikal neutrino telescope // Phys.Atom.Nucl. -2006. -V. 69. -P. 1914-1921.
246. V. Aynutdinov et al., (Baikal Collab.), The Baikal Neutrino experiment: Status, selected physics results, and perspectives // Izvestia Akademii Nauk (Izvestia Russ. Academy Science), Ser. Phys. -2007. -V. 71. -N. 4..

247. V. Aynutdinov et al., (Baikal Collab.), The BAIKAL neutrino experiment: Physics results and perspectives // Nucl. Instrum. Methods. -2009. -V. A602 -P. 14.
248. A.V. Avrorin et al., (Baikal Collab.0, Search for astrophysical neutrinos in the Baikal neutrino project // Phys.Part.Nucl.Lett. -2011. -V. 8. -P. 704-716.
249. A. D. Avrorin , ..., O.V. Suvorova et al., (Baikal Collaboration and S.V. Demidov), Search for neutrino emission from relic dark matter in the Sun with the Baikal NT200 detector // Astroparticle Physics. -2015. -T. 62. -C. 12-20.
250. I. A. Belolaptikov, О выделении событий от мюонных нейтрино в глубоководном нейтринном телескопе NT200 // Preprint of INR RAS 1178/2007, -2007.
251. I.B. Khriplovich, D.L. Shepelyansky, Capture of dark matter by the Solar System // Int. J. Mod. Phys. -2009. -V. D18. -P. 1903.
252. A. H. G. Peter, Dark matter in the solar system I: The distribution function of WIMPs at the Earth from solar capture // Phys. Rev. -2009. -V. D79. -P. 103531.
253. V. Agrawal, T. Gaisser, P. Lipari and T. Stanev, Phys. Rev., vol. D53, p. 1314, (1996).
254. Particle Data Group. // Phys.Rev.D. -1992. -V.45. -P.1-286.
255. G. C. Hill and K. Rawlins, Unbiased cut selection for optimal upper limits in neutrino detectors: The Model rejection potential technique // Astropart. Phys. -2003. -V. 19. -P. 393.
256. A.V.Avrerin et al., Search for astrophysical neutrinos in the Baikal neutrino project // Phys. Part. Nucl. Lett. -2011. -V. 8. -P. 704.
257. K. Antipin et al., Search for relativistic magnetic monopoles with the Baikal Neutrino Telescope // Astropart.Phys. -2008. -V. 29. -P. 366-372.

258. A. Cooper-Sarkar, P. Mertsch and S. Sarkar, The high energy neutrino cross-section in the Standard Model and its uncertainty // JHEP. -2011. -V. 1108. -P. 042.
259. A. Gould, Cosmological density of WIMPs from solar and terrestrial annihilations // Astrophys. J. -1992. -V. 388. -P. 338.
260. G. Wikstrom and J. Edsjo, Limits on the WIMP-nucleon scattering cross-section from neutrino telescopes // JCAP. -2009. -V. 0904. -P. 009.
261. K. Choi, C. Rott, and Y. Itow, Impact of Dark Matter Velocity Distributions on Capture Rates in the Sun // JCAP. -2014. -V. 1405. -P. 049.
262. J. N. Bahcall, A. M. Serenelli and S. Basu, New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes // Astrophys. J. -2005. -V. 621. -P. L85.
263. N. Grevesse and A. J. Sauval, Standard Solar Composition // Space Sci. Rev. -1998. -V. 85. -P. 161.
264. Суворова О.В., Болиев М.М., Демидов С.В., Михеев С.П., Ограничения на сечения упругого рассеяния нейтралино на нуклоне в нейтринном эксперименте на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе, // Ядерная физика. – 2013. – Т. 76, № 11. – С. 1433–1442; // Upper limit on the cross section for elastic neutralino-nucleon scattering in a neutrino experiment at the Baksan Underground Scintillator Telescope // Phys.Atom.Nucl. -2013. -Т.76. -С. 1367-1376.
265. М.М. Boliev, С.В. Demidov, О.В. Suvorova, Neutrino physics with the Baksan Underground Scintillation Telescope. // Nuovo Cimento C. -2014. -Т.37. –В. 03. -С. 193-195.
266. A.Saina, M. Gutiérrez, S. R. Gozzini, J.D.Zornoza and S. Navas for the KM3NeT Collaboration, Indirect Search for Dark Matter with the KM3NeT Neutrino Telescope // PoS(ICRC2023) -2023. -V. 1377. DOI: <https://doi.org/10.22323/1.444.1377>

267. M. Kuhlen, M. Vogelsberger and R. Angulo, Numerical Simulations of the Dark Universe: State of the Art and the Next Decade // Phys. Dark Univ. **1** (2012) 50,
268. V. S. Berezinsky, V. I. Dokuchaev and Y. N. Eroshenko, Small-scale clumps of dark matter // Phys. Usp. **57** (2014) 1 [Usp. Fiz. Nauk **184** (2014) 3],
269. J. F. Navarro, C. S. Frenk and S. D. M. White, The Structure of cold dark matter halos // Astrophys. J. **462** (1996) 563.
270. J. F. Navarro, C. S. Frenk and S. D. M. White, A Universal density profile from hierarchical clustering // Astrophys. J. **490** (1997) 493.
271. A. V. Kravtsov, A. A. Klypin, J. S. Bullock and J. R. Primack, The Cores of dark matter dominated galaxies: Theory versus observations // Astrophys. J. **502** (1998) 48.
272. B. Moore, S. Ghigna, F. Governato, G. Lake, T. R. Quinn, J. Stadel and P. Tozzi, Dark matter substructure within galactic halos // Astrophys. J. **524** (1999) L19.
273. A. Burkert, The Structure of dark matter halos in dwarf galaxies // IAU Symp. **171** (1996) 175. [Astrophys. J. **447** (1995) L25.
274. F. Nesti and P. Salucci, The Dark Matter halo of the Milky Way, AD 2013 // JCAP **1307** (2013) 016.
275. P. Baratella, M. Cirelli, A. Hektor, J. Pata, M. Piibeleht and A. Strumia, PPPC 4 DM ν : A Poor Particle Physicist Cookbook for Neutrinos from DM annihilations in the Sun // arXiv:1312.6408 [hep-ph].
276. S. S. Wilks, The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses // Annals Math. Statist. **9** (1938) 1, 60.
277. K. A. Olive *et al.*, [Particle Data Group Collaboration], Review of Particle Physics // Chin. Phys. C **38** (2014) 090001.
278. A.D. Avrorin, ... S.V. Demidov, ... O.V. Suvorova, ... et al., A search for neutrino signal from dark matter annihilation in the center of the Milky

- Way with Baikal NT200 // Astroparticle Physics. -2016 -T. 81 –C. 12-20.
e-Print 1512.01198[astro-ph.HE].
279. O. Adriani *et al.* [PAMELA Collaboration], An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV // Nature **458** (2009) 607,
280. P. Meade, M. Papucci, A. Strumia and T. Volansky, Dark Matter Interpretations of the e^+ - Excesses after FERMI // Nucl. Phys. B **831** (2010) 178.
281. A. A. Abdo *et al.* [Fermi-LAT Collaboration], “Measurement of the Cosmic Ray e^+ plus e^- spectrum from 20 GeV to 1 TeV with the Fermi Large Area Telescope,” Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 181101, [arXiv:0905.0025 [astro-ph.HE]].
282. F. Aharonian *et al.* [HESS Collaboration], The energy spectrum of cosmic-ray electrons at TeV energies // Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 261104.
283. G. Steigman, B. Dasgupta and J. F. Beacom, Precise Relic WIMP Abundance and its Impact on Searches for Dark Matter Annihilation // Phys. Rev. D **86** (2012) 023506,
284. N. Bernal, J. E. Forero-Romero, R. Garani and S. Palomares-Ruiz, Systematic uncertainties from halo asphericity in dark matter searches // JCAP **1409** (2014) 004.
285. B. Zitzer [VERITAS Collaboration], Search for Dark Matter from Dwarf Galaxies using VERITAS // arXiv:1509.01105 [astro-ph.HE].
286. M. G. Aartsen *et al.* [IceCube Collaboration], All-flavour Search for Neutrinos from Dark Matter Annihilations in the Milky Way with IceCube/DeepCore // Eur. Phys. J. C **76** no.10, 531, (2016).
287. J. Aleksic *et al.*, Optimized dark matter searches in deep observations of Segue 1 with MAGIC // JCAP **1402** (2014) 008, [arXiv:1312.1535 [hep-ph]].

288. A. Abramowski *et al.* [HESS Collaboration], Search for dark matter annihilation signatures in H.E.S.S. observations of Dwarf Spheroidal Galaxies // Phys. Rev. D **90** (2014) 112012.
289. M. G. Aartsen *et al.* [IceCube Collaboration], The IceCube Neutrino Observatory - Contributions to ICRC 2015 Part IV: Searches for Dark Matter and Exotic Particles // arXiv:1510.05226 [astro-ph.HE].
290. S. Adrian-Martinez *et al.* [ANTARES Collaboration], Search of Dark Matter Annihilation in the Galactic Centre using the ANTARES Neutrino Telescope // JCAP **1510** (2015) 10, 068,
291. K. Frankiewicz [Super-Kamiokande Collaboration], Searching for Dark Matter Annihilation into Neutrinos with Super-Kamiokande // -2015. arXiv:1510.07999.
292. A.D. Avrorin, ..., O.V. Suvorova et al., (Baikal Collaboration and S.V. Demidov), Dark matter constraints from an observation of dSphs and the LMC with the Baikal NT200 // Journal of Experimental and Theoretical Physics. -2017. -Т. 125. -В. 1. -С. 80-90, Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. -2017. -Т. 152. -В.1. -С. 97-109. e-Print: arXiv:1612.03836 [astro-ph.HE].
293. L. E. Strigari, J. S. Bullock, M. Kaplinghat, J. D. Simon, M. Geha, B. Willman and M. G. Walker, Nature 454, 1096 (2008); arXiv:0808.3772.
294. P. Colin, A. Klypin, O. Valenzuela, S. Gottlober, APJ, 612:50-57 (2004).
295. A. V. Kravtsov, Adv.Astron. 2010 281913 (2010).
296. Y. Yang, F. Hammer, S. Fouquet, H. Flores, M. Puech, M. S. Pawlowski, P. Kroupa, Mon.Not.Roy.Astron.Soc. 442 no.3, 2419-2433 (2014); arXiv:1405.2071.
297. A. Rodriguez-Puebla, P. Behroozi, J. Primack, A. Klypin, Ch. Lee, D. Hellinger, Mon.Not.Roy.Astron.Soc. 462 no.1, 893-916 (2016);
298. K. Bechtol *et al.* [DES Collaboration], Astrophys. J. **807** no.1, 50, (2015);

299. A. Drlica-Wagner *et al.* [DES Collaboration], *Astrophys. J.* **813** no.2, 109 (2015);
300. T. Abbott *et al.* [Dark Energy Survey Collaboration], (2005), arXiv:0510346; <https://www.darkenergysurvey.org/news-and-results/publications>.
301. P. A. Abell *et al.*, [LSST Science Collaborations], (2009), arXiv:0912.0201; <https://www.lsst.org/scientists/scibook>.
302. M. Doro *et al.* [CTA Consortium Collaboration], Dark Matter and Fundamental Physics with the Cherenkov Telescope Array // *Astropart.Phys.* 43 189 (2013);
303. M. Ackermann *et al.* [Fermi-LAT Collaboration], Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi Large Area Telescope Data // *Phys. Rev. Lett.* **115** no.23, 231301 (2015);
304. M. Ackermann *et al.* [Fermi-LAT Collaboration], Dark matter constraints from observations of 25 Milky Way satellite galaxies with the Fermi Large Area Telescope // *Phys. Rev. D* **89**, 042001 (2014);
305. A. Geringer-Sameth, S. M. Koushiappas and M. Walker, Dwarf galaxy annihilation and decay emission profiles for dark matter experiments // *Astrophys. J.* **801** no.2, 74, (2015);
306. A. Albert *et al.* [Fermi-LAT and DES Collaborations], Searching for Dark Matter Annihilation in Recently Discovered Milky Way Satellites with Fermi-LAT // (2016); arXiv:1611.03184.
307. J. Aleksic *et al.*, Optimized dark matter searches in deep observations of Segue 1 with MAGIC // *JCAP* **1402** 008 (2014).
308. H. Abdallah *et al.* [HESS Collaboration], Search for dark matter annihilations towards the inner Galactic halo from 10 years of observations with H.E.S.S // *Phys. Rev. Lett.* **117** no.11, 111301 (2016);

309. M. G. Aartsen *et al.* [IceCube Collaboration], The IceCube Neutrino Observatory - Contributions to ICRC 2015 Part IV: Searches for Dark Matter and Exotic Particles // (2015); arXiv:1510.05226.
310. A. Tasitsiomi, J. M. Siegal-Gaskins, and A. V. Olinto, Gamma-ray and synchrotron emission from neutralino annihilation in the Large Magellanic Cloud // *Astropart.Phys.* **21**, 637 (2004); arXiv:0307.375.
311. K. N. Abazajian and M. Kaplinghat, Detection of a Gamma-Ray Source in the Galactic Center Consistent with Extended Emission from Dark Matter Annihilation and Concentrated Astrophysical Emission // *Phys.Rev. D* **86** 083511 (2012);
312. Fermi-LAT Collaboration, M. Ajello *et al.*, Fermi-LAT Observations of High-Energy Gamma-Ray Emission Toward the Galactic Center // -2015.; arXiv:1511.02938.
313. M. R. Buckley, E. Charles, J. M. Gaskins, A. M. Brooks, A. Drlica-Wagner, P. Martin and G. Zhao, Search for Gamma-ray Emission from Dark Matter Annihilation in the Large Magellanic Cloud with the Fermi Large Area Telescope // *Phys. Rev. D* **91** no.10, 102001 (2015);
314. M. Cirelli *et al.*, PPC 4 DM ID: A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection // *JCAP* **1103** 051, (2011), Erratum: [*JCAP* **1210** (2012) E01];
315. M. G. Aartsen *et al.*, [IceCube Collaboration], Search for Dark Matter Annihilation in the Galactic Center with IceCube-79 *Eur. Phys. J. C* **75** 10, 492, (2015);
316. V. Bonnivard *et al.*, Dark matter annihilation and decay profiles for the Reticulum II dwarf spheroidal galaxy // *Astrophys. J.* **808** no.2, L36, (2015);
317. A. Drlica-Wagner *et al.* [Fermi-LAT and DES Collaborations], Search for Gamma-Ray Emission from DES Dwarf Spheroidal Galaxy Candidates with Fermi-LAT Data // *Astrophys. J.* **809** (2015) 1, L4.

318. L. Hernquist, An Analytical Model for Spherical Galaxies and Bulges // *Astrophys. J.* **356**, 359 (1990).
319. H. Zhao, Analytical models for galactic nuclei // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **278**, 488 (1996);
320. A. V. Kravtsov, A. A. Klypin, J. S. Bullock and J. R. Primack, The Cores of dark matter dominated galaxies: Theory versus observations // *Astrophys. J.* **502** 48, (1998);
321. R. P. van der Marel, D. R. Alves, E. Hardy and N. B. Suntzeff, New understanding of large magellanic cloud structure, dynamics and orbit from carbon star kinematics // *Astron. J.* **124** 2639, (2002); arXiv:0205.161.
322. S.R. Gozzini et al., (ANTARES Collab.), Dark matter searches with the full data sample of the ANTARES neutrino telescope // *PoS(ICRC2023)-2023*. -P. 1375.
323. N.T. Chau and J.Aguilar et al. (IceCube Collab.), Indirect dark matter search in the Galactic Centre with IceCube // *PoS(ICRC2023)-2023*. -P. 1394.
324. A.D. Avrorin, ..., O.V. Suvorova et al., (Baikal-GVD Collaboration and S.V. Demidov), Sensitivity of the Baikal-GVD neutrino telescope to neutrino emission toward the center of the galactic dark matter halo // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* -2015. -T. 101. -B. 5, -C. 289-294. e-Print: 1412.3672 [astro-ph.HE].

Список рисунков

Номер страницы, номер рисунка и название рисунка:

1. 5. Рисунок 1. Природные потоки нейтрино на уровне Земли и способы их измерения. АЯГ - активные ядра галактик, ГЗК - область предельных энергий космических лучей согласно эффекту Грейзена-Зацепина-Кузьмина, ν - нейтрино (из [?]).
2. 6. Рисунок 2. Интервалы энергии в измерениях современных нейтринных установок, включая Baikal-GVD, и обсерваторий КЛ показаны на оси абсцисс; на оси ординат - масштаб удаленности источников нейтрино относительно наблюдателя (из [3]).
3. 8. Рисунок 3. Потоки нейтрино (приведенные на один аромат нейтрино и антинейтрино) с энергий выше 1 ТэВ и выше 100 ТэВ по измерениям обсерватории IceCube и ожидаемые от взаимодействия КЛ в атмосфере. Оценка вклада от нейтрино астрофизического происхождения, а также от источников на космологических расстояниях (график воспроизведен по [24]).
4. 46. Рисунок ???. Распределение плотности вещества в Земле в модели Preliminary Reference Earth Model [106].
5. 48. Рисунок 1.2. Слева: Сечения взаимодействия мюонного нейтрино (сплошная линия) и антинейтрино (пунктир) в реакциях рассеяния на изоскалярной мишени в заряженных и нейтральных токах в зависимости от энергии. Справа: Вероятности $P^{sec.int}(E_\nu)$ обнаружения мюона от взаимодействия нейтрино с энергией выше 1 ГэВ как функции энергии нейтрино в расчете методом МК (сплошная линия) и вероятности $P^{CC}(E_\nu)$ с коэффициентом ослабления потока мюонного нейтрино K_{int} (крупный пунктир) и с коэффициентом K_{abs} (мелкий пунктир). Примеры для трех значений зенитных углов движения нейтрино: 90° (без поглощения), 150° и 180° .

6. 50. Рисунок 1.3. Распределение начальной энергии нейтрино (E_ν) с нисходящими направлениями и энергии инициированного им ливня. Слева: электронные нейтрино. Справа: τ -нейтрино.
7. 51. Рисунок 1.4. Распределение начальной энергии восходящего нейтрино (E_ν) из нижней полусферы Земли и энергии инициированного им ливня. Слева: электронные нейтрино. Справа: τ -нейтрино.
8. 52. Рисунок 1.5. Эффективные площади регистрации нейтрино (их аромат обозначен на графиках) для разных значений зенитного угла с разбиением по бинам косинуса рамером 0,1 и в соответствии эффективности реконструкции (ϵ) и критериями отбора каскадных событий на одном кластере телескопа Baikal-GVD.
9. 59. Рисунок 1.6. Спектры мюонных нейтрино от аннигиляция одной пары ВИМП с массой 100 ГэВ в канале $\tau^+\tau^-$. Слева: их распределение в центре Солнца в момент аннигиляции (точечная кривая с крестиками); на поверхности Солнца после прохождения осциллирующего нейтрино в веществе (штриховая с кружками); на уровне детектора (сплошная). Справа: спектры мюонных нейтрино (сплошная кривая) и антинейтрино (штриховая кривая) на уровне детектора.
10. 60. Рисунок 1.7. Отношение ожидаемых потоков мюонов на уровне детектора от нейтрино и антинейтрино от аннигиляции ВИМП в центре Солнца с вероятностью 100% каждого из каналов аннигиляции $b\bar{b}$, W^+W^- и $\tau^+\tau^-$ с включением процессов осцилляций в среде трех ароматов нейтрино и без осцилляций.
11. 67. Рисунок 2.1. Суммарное по всем траекториям e^+e^- пар угловое распределение черенковского излучения от электромагнитных ливней ($E_{sh} > 100$ ГэВ).
12. 69. Рисунок 2.2. Слева: Измерения спектрального поведения коэффициента поглощения прибором Baikal-5D. Справа: Вариации длин по-

глощения света (величина, обратная показателю поглощения) для выбранных трех длин волн 460 нм, 490 нм и 532 нм и длины рассеяния для длины волны 460 нм в измерениях на Байкале в 2021 году, с апреля по декабрь.

13. 72. Рисунок 2.3. Десять кластеров телескопа Baikal-GVD в сезоне 2022 года (слева). Диаметр одного кластера 120 м; между центрами кластеров ~ 300 м. Справа: структура гирлянды телескопа Baikal-GVD из трех секций по 12 оптических модулей (красные кружки) с центральным модулем (темные кружки) и акустическим модемом (синие прямоугольники).
14. 74. Рисунок 2.4. Слева: схема конструкции оптического модуля Baikal-GVD (подробнее в тексте). В центре: схема кластера Baikal-GVD из восьми гирлянд. Справа: схематичный вид сверху расположения 12 кластеров и 7 глубоководных лазерных станций (отмечены звездочками) в эксплуатации сезона 2023 года.
15. 77. Рисунок 2.5. Примеры калибровочных событий от светодиода нижнего оптического модуля секции (слева) и матрицы светодиодов, установленной на центральной гирлянде (справа). Градиент цвета сфер от красного к синему соответствует распространению фотона со временем от раннего к позднему, а их размер - измеренному числу ф.э.
16. 79. Рисунок 2.6. Слева: Угловая зависимость отклика ОМ телескопа Baikal-GVD. Справа: Зависимость квантовой эффективности фотокатода от длины волны.
17. 80. Рисунок 2.7. Изменение ориентации оптического модуля в цилиндрической системе координат с центром в ОМ: на каскад, против каскада, на расстоянии по вертикали (Z), радиусу (R) и с поворотом угла.
18. 81. Рисунок 2.8. Области чувствительности ОМ телескопа Baikal-GVD ориентированного на каскад (слева) и отвернутого от каскада (справа) с энергиями ливней фиксированных значений: 100 ТэВ, 1 ПэВ, 10 ПэВ.

19. 81. Рисунок 2.9. Распределения суммированного по времени среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ на ОМ в зависимости от его расстояния от оси ливня (R). ОМ ориентирован на ливень (верхние графики) либо против ливня (нижние) и восходящим ($z > 0$) или нисходящим ($z < 0$) движением фотонов, что на левых и правых графиках, соответственно.
20. 84. Рисунок 2.10. Нормированное зарядовое распределение импульсов одного ОМ в спокойный период (синяя гистограмма) и в период повышенной светимости воды (красная гистограмма).
21. 86. Рисунок 2.11. Распределение расстояния между истинным и восстановленным положением вершины ливня. Красная гистограмма соответствует восстановлению калибровочного источника света. Зеленая гистограмма соответствует усредненному по пространству и направлениям ливням с энергией выше 100 ТэВ. Вертикальные линии соответствуют медианным значениям.
22. 86. Рисунок 2.12. Точность восстановления событий от калибровочного источника (красная гистограмма) и восстановления фоновых событий от атмосферных мюонов (зеленая гистограмма) в распределениях функционала χ_t^2 (слева) и по параметру отношения N_{rej}/N_{hit}^{OM} (справа).
23. 88. Рисунок 2.13. Распределение приведенного значения функционала минимизации L_A/N_{hit} при восстановлении ливней с энергией $E_{sh} > 60$ ТэВ и множественностью сработавших ОМ $N_{hit} > 19$.
24. 89. Рисунок 2.14. Распределения логарифма отношения восстановленной энергии ливня к разыгранному значению (слева) и угла отклонения восстановленного направления ливня от разыгранного (справа).
25. 91. Рисунок 2.15. Интегральные распределения ожидаемых событий от атмосферных мюонов: без ограничений на число импульсов (красная

- гистограмма) и с разными ограничениями по второй группе: $N_{type2} < 2$ (зеленая) и $N_{type2} < 1$ (фиолетовая). Черная гистограмма относится к распределению от астрофизического потока нейтрино.
26. 94. Рисунок 2.16. Слева: Распределения по множественности мюонов: все события (черная гистограмма) и события, удовлетворяющие условиям (ур. 2.11). Справа: Нормированные распределения относительной разности разыгранной и восстановленной энергий ливней для разных ограничений на множественность: $7 < N_{hit}^t < 11$ (черная гистограмма), $12 < N_{hit}^t < 16$ (зеленая), $N_{hit}^t > 19$ (красная).
27. 95. Рисунок 2.17. Вверху: Распределения разыгранных (гистограмма) и восстановленных (красные точки с ошибками) событий по косинусу зенитного угла и пространственного угла. Внизу: Распределения относительной разности разыгранной и восстановленной энергии ливней (слева) и погрешности реконструкции энергии (справа).
28. 97. Рисунок 2.18. Вверху: эффективные площади телескопа Baikal-GVD из 7 кластеров в регистрации ливней, инициированных рассеянием нейтрино в воде, для регистрации электронных, мюонных и тау-нейтрино. В центре и внизу: дифференцированные значения эффективные площади телескопа Baikal-GVD для регистрации электронных и тау-нейтрино по значению логарифма энергии нейтрино и косинусу зенитного угла. Направлениям движения нейтрино сверху вниз соответствуют положительные значения косинуса. Правая шкала цвета соответствует значениям площади в m^2 .
29. 99. Рисунок 2.19. Дифференциальные распределения по энергии (слева) и по косинусу зенитного угла (справа) выделенных ливней с $E_{sh} > 40$ ТэВ и $N_{hit} > 19$. Данные наблюдения с апреля 2019 по февраль 2021. Каскадные события отмечены крестиками со статистической ошибкой. Ожидаемое число атмосферных мюонов (красная ги-

- стограмма) и от диффузного потока астрофизических нейтрино (зеленая гистограмма) в соответствии (ур. 2.12).
30. *100.* Рисунок 2.20. Интегральные распределения по энергии выделенных событий с условием отбора $E_{sh} > 60$ ТэВ и числом $N_{hit} > 19$. Данные наблюдения с апреля 2019 по февраль 2021. Каскадные события отмечены крестиками со статистической ошибкой. Ожидаемое число атмосферных мюонов (коричневая гистограмма) и от диффузного потока (2.12) астрофизических нейтрино (зеленая) и их суммарное число (черная).
31. *101.* Рисунок 2.21. Распределения числа высокоэнергичных ливней с энергией $E_{sh} > 60$ ТэВ и числом $N_{hit} > 19$, выделенных в реконструкции реальных данных, по энергии (слева) и по косинусу зенитного угла (справа). Данные наблюдения с апреля 2018 по март 2022. События обозначены черными точками со статистической ошибкой. Цветом обозначены вклады в суммарное распределение ожидаемых событий диффузного потока (ур. 2.12) астрофизических нейтрино (красный) с показателем спектра (-2,46), атмосферных мюонов (желтый) и атмосферных нейтрино (коричневый), симулированных методом МК.
32. *102.* Рисунок 2.22. Распределения $lg(E_{rec}/E_{gen})$, где E_{gen} и E_{rec} , соответственно, симулированная в МК и реконструированная энергии ливня, в зависимости от длины поглощения света в воде.
33. *106.* Рисунок 2.23. Распределения по энергии ливня (верхние гистограммы) и по косинусу зенитного угла (нижние гистограммы) в анализе 11 ливней восходящих направлений за время наблюдения с апреля 2018 по март 2022. События обозначены черными точками со статистической неопределенностью. Пунктир - вклад ожидаемых событий от диффузного потока астрофизических нейтрино с показателем спектра -2,58, полученного как наиболее вероятное значение в численной подгонке симулированных и реальных данных. Цветом обозначены вкла-

ды в суммарное распределение ожидаемых событий (красная линия) от атмосферных мюонов (желтый) и атмосферных нейтрино (коричневый).

34. 107. Рисунок 2.24. Результаты Baikal-GVD (красный цвет) на карте параметров диффузного потока астрофизических нейтрино, показателя степенного спектра γ_{astro} и нормировки потока ϕ_{astro} при энергии 100 ТэВ, в сравнении с другими экспериментами по наиболее вероятному значению и по контуру доверительного интервала 68%. Пояснения по экспериментам в комментарии справа и в тексте.
35. 108. Рисунок 2.25. Сравнение распределений событий по энергии и полного их числа для спектра астрофизических нейтрино с показателем $-2,58$, атмосферных нейтрино от распада мезонов в основном ("conv") и в прямом ("prompt") каналах генерации нейтрино.
36. 109. Рисунок 2.26. Положение на небесной сфере 25-ти высокоэнергичных ливней Baikal-GVD в галактической системе координат. События с энергией выше 60 ТэВ из таблицы 2.1) – синие звездочки; восходящие события (из таблицы. 2.2), включающие два события, реконструированные с энергией 91 ТэВ и 224 ТэВ – красные звездочки. Линия галактической плоскости и ширина вокруг нее $\pm 10^\circ$ отмечены пунктирами. Внизу: Значения величины угловой неопределенности на разных доверительных уровнях для событий из таблицы 2.1).
37. 114. Рисунок 2.27. Зависимость от энергии параметра сигналности для симулированных ливневых событий в реконструкции и критериям отбора высокоэнергичных событий со спектром астрофизических нейтрино E^{-2} . Слева: для восходящих направлений событий гистограмма по цвету от желтого (горизонтальные направления) до зеленого (вертикальные) соответствуют зенитным углам $90^\circ \div 180^\circ$ с шагом $\cos(\theta)=0,1$. Справа: то же для нисходящих событий с зенитными углами $90^\circ \div 0^\circ$.

38. 114. Рисунок 2.28. То же, что на рисунке 2.27, но для спектра астрофизических нейтрино $E^{-2,46}$.
39. 116. Рисунок 2.29. Карта в экваториальной системе координат пространственного распределения 25 высокоэнергичных ливней Baikal-GVD на небесной сфере. Вверху: координаты отмечены синими звездочками с кругом неопределенности 50% (сплошная серая линия) и кругом 90% (синий пунктир). Внизу: координаты ливней Baikal-GVD отмечены красными звездочками на фоне распределения плотности вероятности ливней IceCube из статьи [...]. Линия галактической плоскости и ширина вокруг нее $\pm 10^\circ$ отмечены красным.
40. 119. Рисунок 2.30. Области неба в экваториальной системе координат с потенциальными источниками высокоэнергичных ливней Baikal-GVD из Таблицы 2.1. Слева показаны: три каскадных события GVD190216CA, GVD190604CA и GVD2107161CA (черные плюсы) вблизи галактической плоскости (серая линия) с областью угловой неопределенности на 90% д.у. (круги) и ряд объектов вблизи них, известных как двойные системы большой массы (звездочки), включая микроквазар LSI+61 303 и галактический рентгеновский пульсар Swift J0243.6+6124. Пульсары из астрономического каталога SIMBAD - синие точки. Выделенное направление максимальной плотности вероятности трековых событий по данным IceCube за 2008-2015 годы [aarsten2017] - красный плюс с областью угловой ошибки 90% (красный кружок). Справа: координаты пэвного каскадного события GVD190517CA в центре круга радиусом 5° на карте Fermi LAT с источниками гамма-излучения с энергией выше 30 ГэВ из каталога 4FGL.
41. 122. Рисунок 2.31. Кривые блеска (плотность потока в Ян) радиоисточников ближайших по координатам к нейтринным алертам Baikal-GVD по данным радио-телескопов и время алерта (синяя линия). Слева: каскадное событие GVD190523CA (или GVD2019-1-114 [jtep]) и

данные PATAH по источнику J0301-1812 на четырех частотах: 22 ГГц, 11 ГГц, 8 ГГц и 5 ГГц. Справа: каскадное событие GVD200826CA (или GVD2020-3-175 [jtep]) и данные обсерватории OVRO по радиоисточнику J1938-1749 на частоте 15ГГц.

42. 129. Рисунок 3.1. Вверху: История слежения нейтринных алертов на Baikal-GVD, принятых от ANTARES (зеленый пунктир) и IceCube (синий), на шкале времени. Внизу: Нейтринные алерты Baikal-GVD (красные символы), ANTARES (зеленый пунктир) и IceCube (синий) на шкале времени.
43. 131. Рисунок 3.2. В экваториальных координатах: алерты ANTARES (красные точки) и каскады Baikal-GVD (синие звездочки) во временном окне ± 1 день и в конусе с угловым радиусом 5° .
44. 132. Рисунок 3.3. Суточные траектории алертов от нейтринных телескопов ANTARES (вверху: три выбранных события в 2019 году) и IceCube (внизу: "астротреки" 2020 года) в локальных координатах телескопа Baikal-GVD. Линия горизонта 90° . Над горизонтом слбытия с $Zenith < 90^\circ$.
45. 134. Рисунок 3.4. Вверху: Эффективная площадь одного кластера Baikal-GVD в регистрации ливней от астрофизических нейтрино со спектром E^{-2} , для трех ароматов нейтрино. Внизу: Верхние пределы на 90% д.у. на потоки нейтрино $E^2 \cdot F(E)$ со спектром в источнике E^{-2} в направлении нейтринных алертов IceCube в зависимости от склонения алерта.
46. 138. Рисунок 3.5. Высокоэнергичное ливневое событие GVD211208CA, выделенное на Baikal-GVD, с направлением близким к радиоблазару PKS 0735+178 в период его активности в декабре 2021г.
47. 141. Рисунок 3.6. Слева: Экваториальные координаты. Линии горизонта телескопов Baikal-GVD (красная линия и область, заштрихо-

ванная красным, под горизонтом) и ANTARES (синияя линия) в момент алерта IC170922A и положение блазара TXS 0506+056 (синияя точка) и область алертного сигнала с неопределенностью 90% (синий кружок). Справа: Распределение угловых расстояний каскадных событий Baikal-GVD в направлении источника TXS 0505+056 в течение интервала времени ± 1 сутки относительно времени алерта IC170922A телескопа IceCube.

48. 142. Рисунок 3.7. Высокоэнергичное ливневое событие GVD210418CA, выделенное на Baikal-GVD, с направлением вблизи радиоблазара TXS 0506+056.
49. 146. Рисунок 3.8. Карта в экваториальной системе координат. Слева: Линия горизонта нейтринного телескопа Baikal-GVD в момент времени гравитационно-волнового события GW170817 и положение галактики NGC4993. Справа: Временное распределение событий в течение сеанса набора данных, содержащего временное окно ± 500 сек вокруг GW событий. Черная гистограмма соответствует всем событиям, удовлетворяющим начальным условиям отбора. Красная гистограмма соответствует событиям, удовлетворяющим всем критериям отбора событий.
50. 147. Рисунок 3.9. Расположение источника NGC 4993 (точка) и линии горизонта отделяющие события от нейтрино сверху и снизу для IceCube, ANTARES, Super-Kamiokande and Baikal-GVD в момент события от гравитационной волны в экваториальных координатах. Зенитный угол источника в момент прихода гравитационной волны составлял 73.8° для ANTARES, 66.6° для IceCube, 108° для SK и 93.3° для Baikal-GVD.
51. 149. Рисунок 3.10. Верхний предел по данным телескопа Baikal-GVD (на уровне достоверности 90%) на поток нейтрино от GW170817 во временном окне ± 500 секунд вокруг гравитационного события (сверху) и

в течение 14 суток после гравитационного события (снизу). Также показаны результаты других телескопов и оценки на поток в моделях излучения нейтрино.

52. 165. Рисунок 4.1. Спектр мюонных нейтрино на уровне детектора от аннигиляции в Солнце ВИМП с массой 10 ГэВ и 100 ГэВ в пару $b\bar{b}$ кварк и антикварк.
53. 166. Рисунок 4.2. Спектр мюонных нейтрино на уровне детектора от аннигиляции в Солнце ВИМП с массой 100 ГэВ и 1 ТэВ в пару калибровочных бозонов W^+W^- .
54. 167. Рисунок 4.3. Спектр мюонных нейтрино на уровне детектора от аннигиляции в Солнце ВИМП с массой 10 ГэВ и 100 ГэВ в пару $b\bar{b}$ кварк и антикварк.
55. 168. Рисунок 4.4. Слева: Карта небесной сферы с мюонными нейтрино телескопа НТ200 в экваториальных координатах. Градиент цвета соответствует параметру видимости за сутки. Показана плоскость эклиптики (линия) и отмечен центр Галактики (красный крестик). Справа: Число измеренных событий (красные точки) и ожидаемого фона (синие) на угловых расстояниях в направлении на Солнце.
56. 170. Рисунок 4.5. Эффективная площадь телескопа НТ200 по регистрации мюонных нейтрино в зависимости от энергии нейтрино показана черной пунктирной линией "total". Цветные линии соответствуют эффективным значениям площади в интеграле по спектру нейтрино в отмеченных символами каналах аннигиляции ВИМП и в зависимости от массы ВИМП (m_{DM}).
57. 173. Рисунок 4.6. Верхние пределы на 90% д.у. по данным телескопа НТ200 на поток мюонных нейтрино от аннигиляции ВИМП в Солнце в зависимости от массы ВИМП m_{DM} по выбранным каналам аннигиляции в пары нейтрино, $\tau^+\tau^-$ лептоны, $b\bar{b}$, W^+W^- .

58. 174. Рисунок 4.7. Верхние пределы на 90% д.у. на поток мюонов в поиске сигнала от аннигиляции ВИМП в Солнце в зависимости от массы ВИМП m_{DM} по данным НТ200 и других нейтринных телескопов.
59. 175. Рисунок 4.8. Ограничения сверху на 90% д.у. на сечения спин-зависимого рассеяния ВИПМ частиц на протоне по данным НТ200 как функция массы ВИМП; сравнение с данными других нейтринных телескопов.
60. 175. Рисунок 4.9. Ограничения сверху на 90% д.у. на сечения спин-зависимого рассеяния ВИПМ частиц на протоне по данным НТ200; сравнение с наиболее строгими пределами по данным лабораторных экспериментов прямого поиска.
61. 176. Рисунок 4.10. Ограничения сверху на 90% д.у. на сечения спин-независимого рассеяния ВИПМ частиц на протоне по данным НТ200; сравнение с лучшими пределами по данным лабораторных экспериментов прямого поиска.
62. 176. Рисунок 4.11. Обновленные верхние пределы на 90% д.у. на сечения спин-зависимого рассеяния ВИПМ частиц на протоне в области наилучшей чувствительности НТ200 по данным нейтринных экспериментов с возросшей экспозицией наблюдений и эксперимента прямого поиска ВИМП с наиболее строгими ограничениями недавнего времени [266].
63. 186. Рисунок 4.13. Слева: Распределение нейтринных событий НТ200 в галактических координатах. Контуры (красные) вокруг центра - углы раствора конусов в направлении на центр Галактики: 20° , 5° и $2,5^\circ$. Справа: Видимость склонений на широте НТ200 как усредненная за год доля времени наблюдения в сутки.
64. 186. Рисунок 4.14. Биновое распределение событий в зависимости от их углового расстояния $\Psi(^{\circ})$ до центра Галактики: реальные данные

со статистической ошибкой (красные звездочки и пунктир) и фоновые события: полученные из реальных данных перемешиванием по восхождению (синий пунктир гистограммы) и из набора симулированных событий МК (зеленый пунктир гистограммы).

65. 188. Рисунок 4.15. Спектры мюонных нейтрино ν_μ на уровне Земли от аннигиляции ВИМП массой $m_{DM} = 500 \text{ GeV}$.
66. 189. Рисунок 4.16. Справа: Форма ожидаемых распределений событий по угловым расстояниям до центра Галактики от аннигиляции ВИМП массой 30 ТэВ в пару $b\bar{b}$ (красная истограммы) и массой 10 ТэВ в пару нейтрино (синяя) и от ожидаемого фона - (зеленая).
67. 191. Рисунок 4.17. Оптимальные значения размеров угла конуса в направлении на центр Галактики в зависимости от массы m_{DM} и канала аннигиляции ВИМП.
68. 192. Рисунок 4.18. Верхние пределы на 90% д.у. по данным телескопа HT200 на сечения аннигиляции в предположении модели NFW профиля плотности темной материи (сплошные линии). Пунктиром обозначены значения верхних пределов на 90% д.у. в методе MRF.
69. 194. Рисунок 4.19. Функции астрофизических факторов $J_{a,\Delta\Omega}$ в зависимости от углового расстояния ψ до центра Галактики для трех разных моделей профиля плотности темной материи в Галактике: стандартная модель NFW (красная линия), модель Burkert с центральным "ядром"(синяя) и модель Moore с центральным "каспом"(зеленая).
70. 194. Рисунок 4.20. Аннигиляции ВИМП массой 30 ТэВ в монохроматичные нейтрино для трех моделей профиля ТМ: стандартная NFW (красная линия), Burkert с центральным "ядром"(синяя) и Moore с центральным "каспом"(зеленая). Слева: распределение по угловому расстоянию сигнальных событий от центра Галактики. Справа: верхние пределы на 90% д.у. на сечения аннигиляции по данным телескопа HT200.

71. 195. Рисунок 4.21. Ограничения сверху на 90% д.у. на сечение аннигиляции ВИМП в $\tau^+\tau^-$ в зависимости от массы ВИМП по данным телескопа HT200 и сравнение с результатами аналогичного анализа в других экспериментах на момент публикации результатов HT200.
72. 201. Рисунок 4.22. Карта видимости небесной сферы телескопом HT200 и измеренные направления событий в экваториальных координатах. Изображены: 14 классических карликовых сферических галактик (синие круги), 8 недавно обнаруженных оптически-слабых карликовых галактик (зеленые), Галактический центр (красный) и LMC (желтый).
73. 203. Рисунок 4.23. Угловые распределения сигнальных ($b\bar{b}$, $m_{DM} = 30$ ГэВ и $\nu\bar{\nu}$, $m_{DM} = 10$ ТэВ) и фоновых событий для случая "Reticulum-2".
74. 203. Рисунок 4.24. Угловые распределения сигнала ($b\bar{b}$, $m_{DM} = 30$ ГэВ и $\nu\bar{\nu}$, $m_{DM} = 10$ ТэВ) в сравнении с данными и ожидаемым фоном для "Eridanus-3" (слева) и "Phoenix-2" (справа).
75. 207. Рисунок 4.25. Верхние пределы на 90% д.у. на сечение аннигиляции частиц темной материи из данных HT200 в предположении аннигиляции в $\nu\bar{\nu}$ (на левой панели слева) для выбранных карликовых галактик и результат их комбинированного анализа (обозначен как "Joint"). Справа: в предположении аннигиляции в каналах $b\bar{b}$, W^+W^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ и $\nu\bar{\nu}$ результат комбинированного анализа карликовых галактик.
76. 209. Рисунок 4.26. Верхние пределы на 90% д.у. на сечения аннигиляции ВИМП в анализе направления на LMC по данным HT200. Слева: в модели профиля плотности ТМ *sim-mean* и аннигиляции в $b\bar{b}$, W^+W^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ и $\nu\bar{\nu}$. Справа: для трех вариантов профиля плотности темной материи и аннигиляции ВИМП в пару моноэнергетических нейтрино $\nu\bar{\nu}$. Верхние пределы на 90% д.у. - непрерывные линии,

уровень чувствительности на 90% д.у. - пунктирная линия. Цветные области представляют чувствительность в пределах 68% (красная) и 95% (голубая) вероятностей.

77. 212. Рисунок 4.27. Результаты по данным HT200: верхние пределы на 90% д.у. на сечения аннигиляции ВИМП в прямом нейтринном канале $\nu\bar{\nu}$ в центре Галактики (красная линия), в галактике LMC (розовая линия и затененная область) и комбинированный предел по 5ти галактикам dSphs (оранжевый пунктир). Ограничения по данным IceCube [315], ANTARES [290] и Super-Kamiokande [291] на момент публикации ограничений по данным HT200 [2016].
78. 213. Рисунок 4.28. Верхние пределы на 90% д.у. на сечения аннигиляции частиц темной материи по данным HT200 (с обозначениями как на Рис.4.27) для канала аннигиляции $\tau^+\tau^-$ в сравнении с результатами других экспериментов, также на момент публикации ограничений по данным HT200 [2016].
79. 214. Рисунок 4.29. Ожидаемая чувствительность на 90% д.у. к аннигиляции ВИМП в центре Галактики для проекта Baikal-GVD [?] в стандартной модели профиля плотности темной материи NFW и аннигиляции ВИМП в $\tau^+\tau^-$ (слева) и в $\nu\bar{\nu}$ (справа). Результаты других экспериментов как на Рис.4.21.

Список таблиц

Номер страницы, номер таблицы и название таблицы:

1. 110. Таблица 2.1. Нейтринные события по выделенным 16 ливням с энергией выше 60 ТэВ в анализе наблюдения всего неба. Параметры: обозначение каскадного события Baikal-GVD в формате год-месяц-день, время наблюдения в Юлианских днях, оценка энергии ливня (E_{sh}), его зенитный угол (θ), галактическая долгота (l) и широта (b), восхождение (RA) и склонение (Dec), радиусы круга неопределенности, содержащих сигнал на 50% and 90% д.у., расстояние (ρ) от вершины ливня до центральной струны кластера.
2. 111. Таблица 2.2. Восходящие нейтринные события по выделенным 11 ливням с вершиной в нижней полусфере и с энергией выше 15 ТэВ. Параметры как в Таблице 2.1.
3. 135. Таблица 3.1. Верхние пределы на 90% д.у. на потоки нейтрино $E^2 \cdot F(E)$ со спектром в источнике E^{-2} в направлении нейтринных алертов IceCube.
4. 177. Таблица 4.1. Ограничения сверху на 90% д.у. в растворе угла ψ в направлении на Солнце на число сигнальных событий N_S^{90} , на поток мюонов Φ_μ , скорость аннигиляции в Солнце Γ_A , сечения упругого рассеяния ВИПМ частиц на протоне спин-зависимого $\sigma_{\chi p}^{SD}$ и спин-независимого $\sigma_{\chi p}^{SI}$ взаимодействия, нейтринный поток Φ_ν в зависимости от массы ВИМП и канала аннигиляции.
5. 178. Таблица 4.2. Продолжение Таблицы 4.1.
6. 184. Таблица 4.3. Параметры в моделях профиля плотности темной материи.
7. 193. Таблица 4.4. Ограничения сверху на 90% д.у. по данным телескопа HT200 на сечения аннигиляции в центре Галактики для модели NFW профиля плотности темной материи.

8. 200. Таблица 4.5. Перечень темных карликовых галактик, исследуемых в настоящем анализе, их экваториальные координаты и астрофизические факторы J_a проинтегрированные в конусе угла 20° , число наблюдаемых событий n и ожидаемое число фоновых событий N_B в сигнальной области, статистическая тестовая характеристика (TS) для предполагаемого сигнала от аннигиляции ВИМП массой $m_{DM} = 30$ ГэВ в канале $b\bar{b}$ и массой $m_{DM} = 10$ ТэВ в канале $\nu\bar{\nu}$. Приведенные неопределенности фактора J_a взяты из работ с указанными ссылками: *a)* [304], *b)* [305], *c)* [316], *d)* [317].
9. 208. Таблица 4.6. Параметры профиля гало темной материи для галактики Большое Магелланово Облако [313].

Список обозначений

В работе используются следующие обозначения:

GVD — Gigaton Volume Detector, детектор с массой мишени миллиард тонн;

ГЗК — эффект Грейзена-Зацепина-Кузьмина;

КЛ — космические лучи;

СМ — Стандартная модель;

ТМ — темная материя;

CDM — Cold Dark Matter, холодная темная материя;

ВИМП — Weakly interacting massive particles, слабо взаимодействующие массивные частицы;

GNN — Global Neutrino Network, глобальная сеть нейтринных телескопов;

СС или NC — charge/neutral currents, заряженные и нейтральные токи;

DSL — Digital Subscriber Line, цифровая абонентская линия;

ФЭУ — фотоэлектронный умножитель;

АЦП — аналого-цифровой преобразователь;

БЦ — береговой центр сбора данных;

БИП — береговой источник питания;

БСД — блок сбора данных;

МГ — модуль управления гирляндой;

ОМ — оптический модуль;

СКИ — светодиодный калибровочный источник;

ССД — система сбора данных;

ЦК — центр сбора данных кластера;

ЦМ — центральный модуль управления секции;

о.ф.э. — одно-фотоэлектронный;

ф.э. — фотоэлектрон;

СУБД — система управления базами данных;