

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Баринов Владислав Валерьевич
Стерильные нейтрино как кандидаты на роль
частиц темной материи

1.3.3 — теоретическая физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН
Горбунов Д. С.

Москва

2023

Оглавление

Введение	3
1 Сечения захвата нейтрино на галлии и влияние результатов эксперимента BEST на гипотезу о стерильных нейтрино	16
1.1 Баксанский эксперимент по поиску стерильных нейтрино	18
1.2 Разрешенные переходы и вклады от возбужденных состояний . . .	26
1.3 Величины и неопределенности сечений захвата	32
1.4 Переоценка галлиевой аномалии и потенциал источника ^{65}Zn . . .	36
1.5 Влияние результатов BEST на гипотезу о стерильных нейтрино .	38
2 Ожидаемые ограничения на параметры стерильных нейтрино из астрофизических наблюдений в рамках миссии СРГ	44
2.1 Космическая обсерватория Спектр – Рентген – Гамма	46
2.2 Оценка сигнального потока от распадов стерильных нейтрино . . .	50
2.3 Оценка чувствительности и ожидаемые ограничения	57
2.4 Обсуждение и перспективы	61
3 Ожидаемые ограничения на параметры стерильных нейтрино из корреляционного анализа структур в рамках миссии СРГ	64
3.1 Корреляционная функция и спектр мощности	66
3.2 Приближение больших мультиполей	69
3.3 Авто и кросс – корреляционные спектры мощности	70
3.4 Процедура вычислений	75
3.5 Обсуждение и результаты	79
Заключение	84
Список литературы	86

Введение

Актуальность работы

Вопрос о природе темной материи является одним из наиболее актуальных вопросов современной фундаментальной физики. Как известно, темная материя проявляет себя только посредством гравитационного взаимодействия, и на сегодняшний день нет достаточно подтвержденных данных, раскрывающих не гравитационную природу темной материи. Тем не менее, продолжается активный поиск частиц темной материи, которые потенциально могут быть обнаружены вне рамок только гравитационного взаимодействия.

Одними из таких частиц являются так называемые стерильные нейтрино. Стерильные нейтрино – это гипотетические частицы, представляющие собой правые фермионы с нулевым электрическим зарядом [1, 2, 3, 4]. Они не участвуют в фундаментальных взаимодействиях кроме гравитационного. Данные частицы естественным образом возникают во многих расширениях Стандартной модели физики элементарных частиц и используются для объяснения различных аномалий, которые, к настоящему моменту, не находят объяснения в рамках Стандартной модели. Стерильные нейтрино не могут быть напрямую обнаружены в современных экспериментах, однако за счет того, что стерильные нейтрино могут смешиваться с активными нейтрино или распадаться на активные нейтрино и фотоны, их можно попытаться обнаружить по наблюдениям активных нейтрино или следов таких распадов в экспериментах и астрофизических наблюдениях. Стерильные нейтрино являются интересными кандидатами на роль частиц темной материи, в том числе потому, что они могут быть достаточно долгоживущими, чтобы обеспечивать темную материю [3, 5].

В настоящий момент нет прямых свидетельств существования стерильных нейтрино. Однако можно интерпретировать результаты некоторых экспериментов по изучению осцилляций нейтрино или антинейтрино как перехо-

ды активных нейтрино в стерильные состояния с массами около 1 эВ. Однако, последние результаты реакторных экспериментов DANSS [6], STEREO [7], PROSPECT [8] сильно ограничивают допустимую область параметров стерильных нейтрино. Результат эксперимента MicroBooNE [9], так же расходится с результатом MiniBooNE [10], но не исключает наверняка гипотезу о стерильных нейтрино [11, 9]. Более того, на сегодняшний день единственное прямое свидетельство неполноты Стандартной модели физики элементарных частиц дают нам осцилляции активных нейтрино. И в целом, результаты большинства экспериментов с нейтрино могут быть феноменологически описаны в моделях с 3 известными активными нейтрино [12]. Тем не менее, модели со стерильными нейтрино кажутся весьма интересными для объяснения ряда аномальных результатов, полученных в [13, 14, 15, 16, 17, 18], а также результатов, в которых зарегистрирован аномальный дефицит нейтрино в серии радиохимических экспериментов с искусственными источниками нейтрино SAGE [19, 20], GALLEX [21, 14], BEST [22, 23] и реакторного антинейтринного эксперимента NEUTRINO4 [24, 25]. Результаты последних экспериментов, по-видимому, не могут быть описаны лишь в рамках нейтринных осцилляций с участием активных нейтрино. Результаты экспериментов SAGE и GALLEX получили широкую известность как галлиевая аномалия.

Следовательно, все нейтринные аномалии должны быть тщательно исследованы [2, 26, 27, 28, 29, 30]. К примеру, любая неучтенная систематика ограничивает применение нейтрино как инструмента для изучения внутреннего строения Земли и Солнца [31, 32]. С другой стороны, возможное присутствие в природе стерильных нейтрино будет первым примером новой физики. Кроме того, ожидается, что стерильные нейтрино с параметрами смешивания, необходимыми для объяснения аномалий [26], могут рождаться в ранней Вселенной и находиться в равновесии с первичной плазмой до эпохи первичного нуклеосинтеза. Это изменило бы стандартные предсказания изначального содержания легких химических элементов, а также последующую позднейшую историю на-

шей Вселенной, включая рекомбинацию и формирование крупномасштабных космических структур. Однако, в современной согласованной космологической модели Λ CDM такие легкие стерильные нейтрино запрещены [33]. Заметим, что ситуация была совершенно противоположной около десяти лет назад, когда анализы первичного нуклеосинтеза [34] и анизотропии космического микроволнового фона [35] свидетельствовали в пользу гипотезы о стерильных нейтрино. Однако в более сложных моделях со стерильными нейтрино последние могут быть безопасны для космологии [36, 37, 38]. Более того, в настоящее время у нас есть несколько противоречий в последовательном описании космологических данных, наиболее серьезными из которых являются так называемый хаббловский кризис и расхождение в величине σ_8 между анализом данных наблюдений космического микроволнового фона и наблюдениями скоплений галактик. Пока что у нас нет естественных простых решений, но некоторые предложения в литературе [39, 40] включают стерильные нейтрино в качестве одного из необходимых ингредиентов.

Стерильные нейтрино, составляющие всю темную материю, не подходят в качестве компонентов, находящихся в тепловом равновесии с первичной плазмой в ранней Вселенной, так как их скорости слишком велики, что будет препятствовать формированию структур. Однако они могут быть рождены нетепловым путем активными нейтрино, осциллирующими в первичной плазме, что имеет место быть в случае небольшого смешивания. Стоит отметить, что простейший случай, когда смешивание находится во взаимно однозначном соответствии с реликтовым производством стерильных нейтрино темной материи [41], уже исключен [5]. Тем не менее, для эффективного образования стерильных нейтрино в ранней Вселенной в космологических моделях с лептонной асимметрией в первичной плазме по-прежнему достаточно гораздо меньшего смешивания (ниже верхних рентгеновских пределов) [42] или расширения физической модели [43, 44, 45] для скаляров, связанных со стерильными нейтрино. Эти расширения физической модели поддерживались ранее наблюдаемой осо-

бенностью в рентгеновских спектрах на энергии около 3.5 кэВ, которая, как утверждается, наблюдалась в спектрах нескольких астрофизических объектов с преобладанием темной материи [46, 47] и [48, 49, 50]. Таким образом, поиски монохроматической линии в космическом рентгеновском излучении, предположительно инициированные распадами стерильных нейтрино, остаются полезными и многообещающими в отношении раскрытия природы темной материи или установлении еще более серьезных ограничений на параметры распадающихся стерильных нейтрино.

Обычно обнаружение сигнала от следов распада осуществляется при наблюдении рентгеновского фона поля пустого неба или при наблюдении галактик и скоплений галактик в заданном направлении. Затем вычисляется ожидаемый сигнал от темной материи в заданном направлении для заданного профиля распределения плотности темной материи и исследуется отношение сигнал/шум, чтобы получить ограничения на параметры стерильных нейтрино. Последние результаты сильно ограничивают пространство параметров распадающихся стерильных нейтрино [51, 52, 53]. Альтернативно, возможно ограничение пространства параметров распадающейся (аннигилирующей) темной материи из корреляционного анализа различных сигнатур [54, 55], [56, 57], [58, 59, 60, 61, 62]. Действительно, поскольку частицы темной материи концентрируются внутри галактик и скоплений галактик, каждый фотон от распада темной материи должен указывать на конкретный объект, где произошел распад. Если фотоны не отклонялись, то они указывают на часть этого объекта на небе, в том числе и на пространственное распределение этого объекта из-за красного смещения. Даже если объект не может быть распознан наблюдателем (неразрешенные источники), связь между фотоном и его источником существует и может быть прослежена статистически, путем совместного анализа распределения всех зарегистрированных фотонов по направлению прихода, энергии и карты распределения космических структур. Однако стоит отметить, что галактики и скопления галактик являются источниками рентгеновского излучения аст-

рофизического происхождения, некоррелированного с распадающейся темной материей. Поэтому, корреляция между наблюдаемыми фотонами и космическими структурами должна существовать в любом случае, даже без какого-либо вклада распадающейся темной материи.

Отметим что, стерильные нейтрино в кэвном диапазоне масс могут проявлять свойства как холодной (CDM), так и теплой темной материи (WDM) [63, 64], что потенциально позволяет обойти некоторые проблемы, присущие моделям только с холодной темной материей (CDM) [41, 42, 43, 65, 44, 3, 45]. Таким образом, стерильные нейтрино кажутся весьма перспективными кандидатами на роль частиц темной материи.

Цели и задачи работы

Целью настоящей работы является изучение чувствительности нейтринных экспериментов и астрофизических наблюдений к параметрам моделей стерильных нейтрино как возможных кандидатов на роль частиц темной материи, а также поиск ограничений на параметры стерильных нейтрино.

Для достижения поставленных целей были выделены следующие **задачи**:

1. Вычисление уточненных сечений захвата нейтрино на галлии для искусственных источников ^{51}Cr , ^{37}Ar и ^{65}Zn на основе данных измерений матричных элементов переходов в реакции перезарядки $^{71}\text{Ga}({}^3\text{He}, t){}^{71}\text{Ge}$ и на основе значения пороговой энергии перехода галлия в основное состояния германия, равного $Q = 233.5 \pm 1.2$ кэВ;
2. Проведение совместного анализа данных галлиевых экспериментов с искусственными источниками нейтрино и реакторных антинейтринных экспериментов, переоценка галлиевой аномалии и определение областей разрешенных параметров осцилляций в модели с одним стерильным нейтрино массой несколько эВ;

3. Оценка чувствительности телескопов миссии Спектр – Рентген – Гамма (СРГ) к обнаружению следов распада темной материи, состоящей из стерильных нейтрино с массами несколько кэВ, в рамках обзора нашей Галактики;
4. Оценка чувствительности телескопов миссии СРГ к обнаружению следов распада темной материи, состоящей из стерильных нейтрино с массами несколько кэВ в рамках корреляционного анализа космических структур и пространственного распределения галактик по данным каталога 2MRS.

Методы исследования

Для достижения поставленных целей были использованы как численные, так и аналитические методы, успешно применяемые для самых разных задач теоретической физики, астрофизики и космологии. В ходе работы преимущественно использовалось программное обеспечение и библиотеки с открытым исходным кодом, а также собственные программы и методы, разработанные автором.

Теоретическая и практическая значимость

Полученные результаты имеют важное значение в рамках теоретической физики и космологии, так как исследование новой физики, выходящей за рамки Стандартной модели физики элементарных частиц, является необходимым для понимания и объяснения явлений и процессов, которые пока что не могут быть объяснены в рамках существующих положений. В частности, изучение галлиевой аномалии представляет важность в контексте того, насколько хорошо мы представляем себе эффекты ядерной физики и физику нейтрино. Отметим, что радиохимические эксперименты уникальны своей возможностью поиска очень коротких нейтринных осцилляций в метровом масштабе и простотой используемой физики. Они могут предоставить важнейшую информацию по поиску

стерильных нейтрино. Исследование стерильных нейтрино в рамках астрофизики и космологии важно для понимания процессов, происходивших в ранней Вселенной, формирования структур и галактик, а так же для понимания эволюции Вселенной в целом.

Положения, выносимые на защиту

1. Вычислены сечения захвата нейтрино на галлии для искусственных источников ^{51}Cr и ^{37}Ar на основе измерений матричных элементов переходов в реакции перезарядки $^{71}\text{Ga}({}^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$ и на основе значения пороговой энергии перехода галлия в основное состояния германия, равного $Q = 233.5 \pm 1.2$ кэВ. Это позволило уточнить сечение захвата нейтрино на галлии с результирующей ошибкой, не превышающей 2%, а также уточнить вклад возбужденных уровней в полное сечение захвата. На основе этих данных была пересмотрена галлиевая аномалия.
2. Вычислено сечение захвата нейтрино на галлии для искусственного источника ^{65}Zn , на основе измерений матричных элементов переходов в реакции перезарядки $^{71}\text{Ga}({}^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$ и на основе значения пороговой энергии перехода галлия в основное состояния германия, равного $Q = 233.5 \pm 1.2$ кэВ, с точностью 2.3% и определен вклад возбужденных уровней в полное сечение захвата. На основе этих данных продемонстрирован потенциал цинкового источника для проверки галлиевой аномалии.
3. Показано, что результаты эксперимента BEST согласуются с результатами экспериментов SAGE и GALLEX, и реакторного антинейтринного эксперимента NEUTRINO4, однако результаты других реакторных антинейтринных экспериментов имеют расхождение с результатами последних. Показано, что объяснение результата эксперимента BEST в рамках гипотезы о наличии одного легкого стерильного нейтрино, в ходе совместного анализа данных других осцилляционных экспериментов, указывает на область

больших масс и углов смешивания стерильных нейтрино.

4. Была выполнена оценка чувствительности телескопов миссии СРГ к монохроматическому сигналу от распадающихся стерильных нейтрино в области масс 6 – 30 кэВ. Были представлены ожидаемые ограничения на параметры стерильных нейтрино в данном диапазоне масс в рамках стратегии наблюдений Млечного пути с угловым радиусом 60° в направлении на центр галактики.
5. Был проведен корреляционный анализ космических структур (гало темной материи) и пространственного распределения галактик по данным каталога 2MRS с учетом обновленных данных о рентгеновском фоне для телескопов миссии СРГ. Представлены ожидаемые ограничения на параметры стерильных нейтрино для телескопа eROSITA и показано, что предсказываемые ограничения в целом согласуются с тем, что было исследовано ранее другими группами. Такой же анализ впервые был выполнен для телескопа ART – ХС. Были представлены ожидаемые ограничения в пространстве параметров стерильных нейтрино. Показано, что ожидаемые ограничения из анализа структур оказываются слабее, чем ожидаемые ограничения из локальных астрофизических наблюдений.

Научная новизна

1. Вычислены уточненные сечения захвата нейтрино на галлии для искусственных источников ^{51}Cr и ^{37}Ar по обновленным данным измерений матричных элементов переходов в реакции перезарядки $^{71}\text{Ga}({}^3\text{He}, t){}^{71}\text{Ge}$ для пороговой энергии перехода галлия в основное состояние германия, равной $Q = 233.5 \pm 1.2$ кэВ. На основе этих данных была пересмотрена галлиевая аномалия.

2. Впервые вычислено сечение захвата нейтрино на галлии для искусственно-го источника ^{65}Zn по данным измерений матричных элементов переходов в реакции перезарядки $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$ для пороговой энергии перехода галлия в основное состояние германия, равной $Q = 233.5 \pm 1.2$ кэВ, а также определен вклад возбужденных состояний в полное сечение захвата. На основе этих данных впервые показан потенциал источника ^{65}Zn для дальнейшей проверки галлиевой аномалии.
3. Впервые представлен объединенный анализ галлиевых экспериментов, включая результат эксперимента BEST с искусственными источниками нейтрино, и реакторных антинейтринных экспериментов. Показано, что область масс и углов смешивания стерильных нейтрино, совместная с данными результатами, смещается к большим значениям по углу и массе.
4. Впервые представлены ожидаемые ограничения на параметры стерильных нейтрино с массами несколько кэВ, которые могут быть получены в рамках четырехлетнего обзора неба в широкоугольной области с угловым радиусом 60° вокруг центра нашей Галактики в рамках миссии CPG.
5. Впервые представлены ожидаемые ограничения на параметры стерильных нейтрино с массами несколько кэВ, которые могут быть получены телескопом ART – XC в рамках анализа структур и пространственного распределения галактик по данным каталога 2MRS в рамках четырехлетнего обзора неба.

Личный вклад автора

Все результаты, выносимые на защиту, получены лично автором или при его непосредственном участии.

Степень достоверности и апробация результатов

Все результаты были опубликованы в рецензируемых научных изданиях, а также изложены на семинарах и международных конференциях:

1. Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра 2022 (HEA-2022). ИКИ РАН, Москва. 19 – 22 декабря, 2022 г.
2. Международная школа субъядерной физики. 58 курс: гравитация и материя в субъядерном мире. Фонд «Этторе Майорана» и Центр научной культуры, Эриче, Италия. 15 – 24 июня 2022 г.
3. Совместный астрофизический семинар Отдела теоретической астрофизики и лаборатории астрофизики высоких энергий. ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт – Петербург. 26 октября, 2021 г.
4. Международная сессия – конференция секции ядерной физики ОФН РАН "Физика фундаментальных взаимодействий посвященная 50 – летию Баксанской нейтринной обсерватории. КБГУ, Нальчик. 6 – 8 июня, 2017 г.
5. Международная сессия – конференция секции ядерной физики ОФН РАН. ОИЯИ, Дубна. 12 – 15 апреля, 2016 г.
6. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов – 2016». МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва. 11 – 15 апреля 2016 г.

Основные публикации по теме диссертации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 печатных изданиях, 5 из которых изданы в журналах, входящих в WoS/Scopus.

1. Vladislav Barinov. Correlation analysis of decaying sterile neutrino dark matter in the context of the SRG mission // JCAP. – 02(2023)055 – Published 27 February 2023.

2. Vladislav Barinov and Dmitry Gorbunov. BEST impact on sterile neutrino hypothesis // Phys. Rev. D. – 105, L051703 – Published 14 March 2022.
3. V. V. Barinov, R. A. Burenin, D. S. Gorbunov and R. A. Krivonos. Towards testing sterile neutrino dark matter with the Spectrum – Roentgen – Gamma mission // Phys. Rev. D. – 103, 063512 – Published 15 March 2021.
4. Vladislav Barinov, Vladimir Gavrin, Valery Gorbachev, Dmitry Gorbunov, and Tatiana Ibragimova. BEST potential in testing the eV-scale sterile neutrino explanation of reactor antineutrino anomalies // Phys. Rev. D. – 99, 111702(R) – Published 28 June 2019.
5. Vladislav Barinov, Bruce Cleveland, Vladimir Gavrin, Dmitry Gorbunov, and Tatiana Ibragimova. Revised neutrino-gallium cross section and prospects of BEST in resolving the gallium anomaly // Phys. Rev. D. – 97, 073001 – Published 3 April 2018.

Прочие публикации

1. E.I. Zakharov et al. All-sky limits on Sterile Neutrino Galactic Dark Matter obtained with SRG/ART-XC after two years of operations // e-Print: 2303.12673 [astro-ph.HE]. – 22 March, 2023.
2. V. V. Barinov et al. Search for electron-neutrino transitions to sterile states in the BEST experiment // Phys. Rev. C. – 105, 065502 – Published 9 June 2022.
3. V. V. Barinov et al. Results from the Baksan Experiment on Sterile Transitions (BEST) // Phys. Rev. Lett. – 128, 232501 – Published 9 June 2022.
4. S. A. Kulagin and V. V. Barinov. Hybrid model of proton structure functions // Phys. Rev. C. – 105, 045204 – Published 25 April 2022.

5. Vladislav Barinov, Vladimir Gavrin, Dmitry Gorbunov, and Tatiana Ibragimova. BEST sensitivity to $O(1)$ eV sterile neutrino // Phys. Rev. D. – 93, 073002 – Published 8 April 2016.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 107 страниц с 20 рисунками и 6 таблицами. Список литературы содержит 169 наименований.

Благодарности

Автор хотел бы выразить особую благодарность Горбунову Дмитрию Сергеевичу за многолетнюю работу, интересные и актуальные поставленные задачи и оказанную поддержку и внимание на всех этапах исследований.

Автор благодарит коллектив коллаборации BEST, в особенности Гаврина Владимира Николаевича и Ибрагимову Татьяну Викторовну за плодотворную работу и предоставленную возможность участвовать в таком уникальном проекте, как эксперимент BEST.

Автор благодарен Буренину Родиону Анатольевичу и Кривоносу Роману Александровичу за совместное сотрудничество, которое сыграло важную роль в выборе направлений исследований для автора.

Автор благодарен Либанову Максиму Валентиновичу, Троицкому Сергею Вадимовичу, Демидову Сергею Владимировичу, Кулагину Сергею Анатольевичу и всем сотрудникам и аспирантам ИЯИ РАН за уникальную творческую атмосферу и совместную работу.

1. Сечения захвата нейтрино на галлии и влияние результатов эксперимента BEST на гипотезу о стерильных нейтрино

В Баксанском эксперименте по поиску стерильных нейтрино (BEST) используется реакция захвата нейтрино на галлии



где основной вклад в сечение захвата вносит переход ${}^{71}\text{Ga}$ в основное состояние ${}^{71}\text{Ge}$, который затем распадается посредством реакции электронного захвата обратно в ${}^{71}\text{Ga}$. Однако, когда в серии четырех калибровочных экспериментов SAGE и GALLEX с искусственными источниками был обнаружен дефицит электронных нейтрино на уровне более двух стандартных отклонений, возникли опасения, что в оценке сечения захвата нейтрино в реакции (1) вклады возбужденных состояний германия (см. Рисунок 3) не были достаточным образом учтены.

Сечение захвата нейтрино на галлии с учетом вкладов возбужденных состояний впервые было оценено в основополагающей работе Джона Бакала [66]. Он определил вклад основного состояния из известного периода полураспада ${}^{71}\text{Ge}$. Вклады возбужденных состояний были оценены из реакций перезарядки (p, n). Джон Бакал рассмотрел ряд возможных неопределенностей в сечении захвата, однако наибольшие неопределенности оказались связаны со вкладами возбужденных состояний. В своих оценках он был ограничен качеством данных (p, n) реакций, доступных в то время. Центральное значение величины сечения, вычисленное Джоном Бакалом, складывалось на основе данных о пороговой энергии перехода галлия в основное состояние германия, значение которой принималось равным (232.69 ± 0.15) кэВ, и вкладов от двух возбужденных

состояний германия с энергиями относительно основного состояния 175 кэВ и 500 кэВ соответственно. Возбужденные состояния с энергией возбуждения выше 500 кэВ также вносят вклад в полное сечение, однако данный вклад имеет место лишь при энергиях нейтрино больше 1 МэВ. Оцененные Джоном Бакалом неопределенности для сечения составляют (+2.8/-1.6 %) без учета вкладов возбужденных состояний. Полученные им суммарные неопределенности для теоретической оценки сечения поглощения нейтрино составляют (+3.6/-2.8 %).

Недавние результаты по измерению матричных элементов переходов посредством измерений сечения рассеяния ${}^3\text{He}$ на ядрах ${}^{71}\text{Ga}$ в реакции перезарядки ${}^3\text{He} + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow t + {}^{71}\text{Ge}$ [67, 68, 69] улучшили наше знание о неопределенностях от вкладов возбужденных состояний. Полученные результаты говорят о том, что неопределенности в сечении, обусловленные данными вкладами, не могут полностью объяснить аномальные результаты SAGE и GALLEX. Поэтому точное знание сечения захвата нейтрино и анализ связанных с ним неопределенностей критически важен для интерпретации результатов галлиевых экспериментов.

В данной главе мы проводим анализ сечения поглощения нейтрино на галлии на основе результатов, полученных в [67, 68, 69]. Мы вычисляем уточненные сечения поглощения нейтрино от источников ${}^{51}\text{Cr}$ и ${}^{37}\text{Ar}$, а также впервые вычисляем сечение поглощения нейтрино для источника ${}^{65}\text{Zn}$, который потенциально может быть использован в будущих сериях измерений эксперимента BEST. Затем мы проводим пересмотр галлиевой аномалии и анализируем области возможных параметров осцилляций в различных сценариях с экспериментом BEST, проводя комбинированный анализ данных.

1.1. Баксанский эксперимент по поиску стерильных нейтрино

Баксанская нейтринная обсерватория (БНО) расположена в специальной подземной лаборатории в горах Северного Кавказа. Лаборатория, расположенная в штольне на глубине 3.5 км под поверхностью горы Андырчи, имеет толщину 4700 м водного эквивалента, в результате чего поток мюонов в лаборатории составляет $(3.03 \pm 0.10) \times 10^{-9}/(\text{см}^2\text{с})$ [20]. Вся лаборатория облицована 60 см радиочистым бетоном и 6 мм стальной оболочкой для снижения гамма и нейтронного фона от горных пород.

В главном зале лаборатории расположена концентрическая двухзонная галлиевая мишень эксперимента BEST. Внутренний сферический объем диаметром 133.5 см содержит (7.4691 ± 0.0631) тонн жидкого Ga, а внешний цилиндрический объем с внутренним диаметром 218 см и максимальной высотой мишени 211.2 см содержит (39.9593 ± 0.0024) тонн Ga. Галлий, нагретый до 30.0 °С, поддерживается расплавленным внутри объемов. Добавленный носитель германия и любой произведенный ^{71}Ge извлекается в конце каждой экспозиции для расчета скорости образования атомов. Подробное описание процедур экстракции представлено в [70, 23]. Принципиальная схема установки представлена на Рисунке 1.

Искусственный источник электронных нейтрино ^{51}Cr , изготовленный путем облучения 4 кг обогащенного металла – ^{50}Cr в течение 100 сут в реакторе ГНЦ НИИАР, Димитровград, был доставлен в БНО 5 июля 2019 г. и помещен в двухзонную мишень в 14:02 по местному времени (UTC+3) того же дня. Это время было выбрано в качестве контрольного времени для мощности источника.

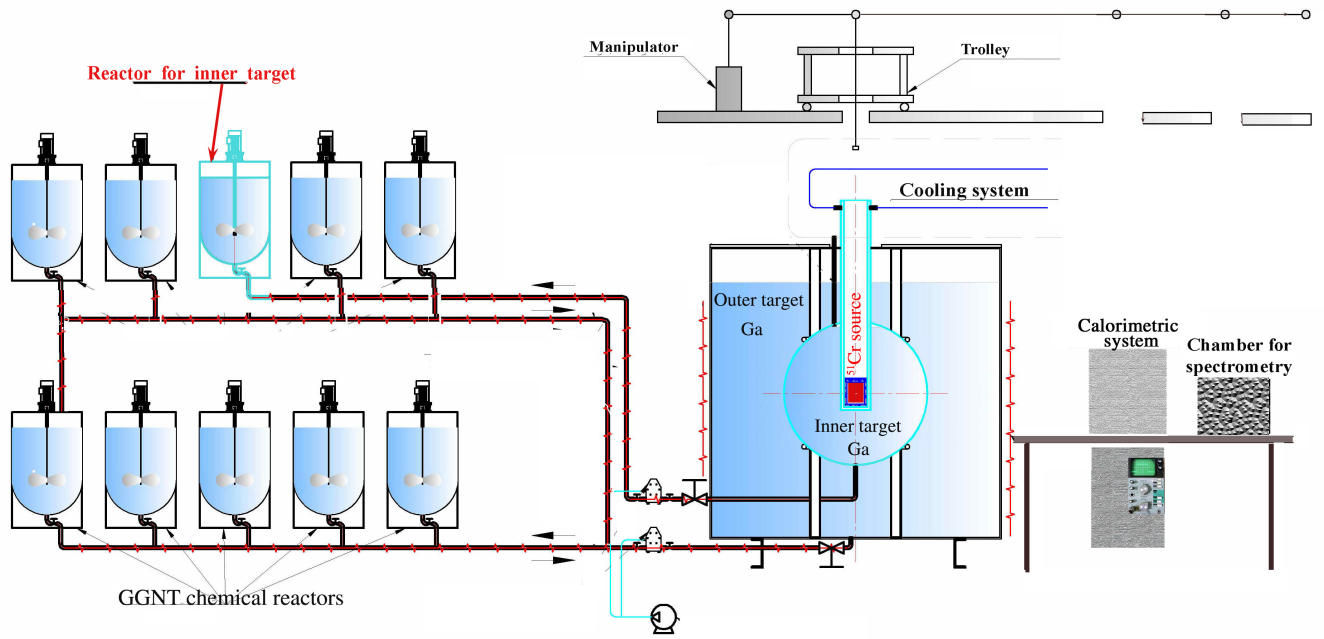


Рис. 1: Принципиальная схема эксперимента BEST. На рисунке показаны галлиевые мишени (сферическая и цилиндрическая) и реакторы для химической экстракции [23].

Активность (A) источника измерялась calorиметрическим методом по выделяемому теплу от источника [71, 72]. В конце каждой экстракции источник перемещался в свинцовый контейнер для измерения активности. После девяти дней облучения галлиевых мишеней было проведено десять calorиметрических измерений. Измеренная активность источника в контрольное время составляла (3.414 ± 0.008) МКи. Измеренный период полураспада источника ^{51}Cr составляет (27.710 ± 0.017) дней, что хорошо согласуется с известным периодом полураспада ^{51}Cr (27.704 ± 0.017) дней [73]. Полное описание источника и calorиметрических измерений его интенсивности можно найти в [71, 72].

В период с 5 июля по 13 октября 2019 года двухзонная мишень подвергалась облучению от источника 10 раз со средним временем экспозиции 9.18 дня. Схема облучения была разработана таким образом, чтобы максимально увеличить число извлеченных атомов ^{71}Ge . Экстракцию проводили в конце каждой экспозиции.

Первые периоды подсчета извлечения были короче по времени из-за ограниченного количества доступных счетчиков. Меньшее время счета практически не влияет на число рассчитанных распадов ^{71}Ge , но увеличивает статистическую погрешность из-за меньшей статистики измеряемого фона счетчика [23].

После каждого периода экспозиции галлиевые мишени перемещались в корпуса химических реакторов, а образовавшиеся атомы ^{71}Ge извлекались из Ga по методике, практически идентичной той, что использовалась в эксперименте SAGE [70, 20]. Эффективность извлечения Ge из большой массы Ga определена с высокой точностью с помощью масс – спектрометрии [74]. Для эксперимента BEST процесс оценки эффективности следует той же процедуре, которая использовалась в SAGE. Общая эффективность извлечения достигает $(95 \pm 1.6) \%$. Детали извлечения и экспозиции для внутренних и внешних мишеней приведены в [23].

Ожидаемые скорости образования атомов германия или скорости захвата в каждой из зон эксперимента BEST зависят как от характеристик источника и мишени (см. подробнее в [23]), так и от геометрии установки, показанной на Рисунке 1. Для учета нетривиальной формы галлиевых мишеней, коллаборацией BEST был адаптирован метод Монте – Карло для расчета скорости захвата нейтрино для каждой из зон эксперимента BEST. Расчеты с номинальной геометрией, представленной на Рисунке 1, дают объем мишеней 1.22545 м^3 и 6.5561 м^3 для первой и второй зоны соответственно. Массы самих мишеней составляют 7.4060 тонны и 39.9617 тонн для внутренней и внешней мишени с незначительной неопределенностью для обеих масс. Расхождение измеренных и расчетных значений массы связано с неопределенностью размерных измерений, особенно толщины оболочки сферического объема [23].

Эффективная длина пробега в объеме или средняя длина пробега, которую проходит электронное нейтрино через галлиевую мишень, рассчитывается

с помощью интеграла

$$\langle L \rangle = \int_V \frac{1}{4\pi d^2} dV, \quad (2)$$

где d — расстояние, пройденное от места излучения в источнике до места поглощения в галлии.

Интегрирование Монте – Карло проводится для того, чтобы получить значения длины пробега для внутреннего и внешнего объемов мишеней. Принимая во внимание как статистическую неопределенность из-за выборки интегрирования Монте-Карло, так и систематическую неопределенность из – за размерных неопределенностей прибора, средние длины пробега для двух объемов составляют

$$\langle L \rangle_{in} = (52.03 \pm 0.18) \text{ см}, \quad (3)$$

$$\langle L \rangle_{out} = (54.41 \pm 0.18) \text{ см}. \quad (4)$$

В рамках плосковолнового приближения вероятность выживания электронного нейтрино на расстоянии $d = |\vec{r}|$ в случае двух ароматов нейтрино при заданной энергии E_ν равна

$$P_{ee}(d) = 1 - \sin^2(2\theta)\sin^2\left(1.27\frac{\Delta m^2[\text{eV}^2]d[\text{m}]}{E_\nu[\text{MeV}]}\right), \quad (5)$$

где Δm^2 — разность квадратов масс нейтрино, а θ — угол, определяющий смешивание между электронными и стерильными нейтрино.

Расчетная скорость захвата электронных нейтрино на галлии (r^{calc}) в рамках гипотезы о наличии переходов в стерильные состояния может быть записана как

$$r^{\text{calc}} = \int_V F n \sum_i (P_{ee}^i(d) f_i \sigma_i) dV, \quad (6)$$

где F — поток электронных нейтрино от источника, f_i — фракция нейтрино с данной энергией в общем потоке, σ_i — сечение захвата нейтрино с данной энергией для данной мишени, n — концентрация вещества мишени. Интеграл вычисляется по всему объему данной мишени, где может происходить захват

нейтрино. При активности источника A и расстоянии d между областью испускания и поглощения можно записать

$$r = \frac{nA}{4\pi} \int_V \frac{\sum_i (f_i P_{ee}^i(d) \sigma_i)}{d^2} dV. \quad (7)$$

Отметим, что данный интеграл может быть вычислен несколькими способами в зависимости от требуемой точности. Однако для того, чтобы наиболее точно учесть реальную геометрию мишени, которая является достаточно сложной, вычисления проводятся методом Монте-Карло [23].

Таким образом, уравнение (7) дает следующие ожидаемые скорости образования атомов германия *в отсутствие осцилляций* ($P_{ee} = 1$), отнесенные к контрольному времени [23]

$$r_{\text{In-predic}} = (69.4_{-2.0}^{+2.5}) \text{ atoms/d}, \quad (8)$$

$$r_{\text{Out-predic}} = (72.6_{-2.1}^{+2.6}) \text{ atoms/d}. \quad (9)$$

В неопределенностях преобладают неопределенности сечения захвата нейтрино на галлии, и поэтому данные величины сильно коррелируют в прогнозах для двух мишеней.

Наилучшее соответствие измеренной скорости образования атомов германия, отнесенной к контрольному времени, в рамках комбинированного анализа данных для каждой мишени составило [22, 23]

$$r_{\text{In-fit}} = (54.9 \pm 2.5) \text{ atoms/d}, \quad (10)$$

$$r_{\text{Out-fit}} = (55.6 \pm 2.7) \text{ atoms/d}. \quad (11)$$

Указанная неопределенность является статистической и составляет 1σ .

Отношение измеренной скорости образования атомов германия к ожидаемой *в отсутствие осцилляций* составляет [22, 23]

$$R_{\text{In}} = \frac{54.9_{-2.9}^{+3.0}}{69.4_{-2.0}^{+2.5}} = 0.79_{-0.05}^{+0.05}, \quad (12)$$

$$R_{\text{Out}} = \frac{55.6_{-3.1}^{+3.1}}{72.6_{-2.1}^{+2.6}} = 0.77_{-0.05}^{+0.05}. \quad (13)$$

Это на 4.2σ и 4.8σ меньше единицы соответственно.

Соотношение между внешней и внутренней зонами составляет [22, 23]

$$\frac{R_{\text{out}}}{R_{\text{in}}} = \frac{0.77 \pm 0.05}{0.79 \pm 0.05} = 0.97 \pm 0.08. \quad (14)$$

Данное отношение равно единице в пределах неопределенности и, следовательно, нет разницы в скоростях захвата между двумя зонами.

Области разрешенных параметров осцилляций в пространстве $(\Delta m^2, \sin^2(2\theta))$ оцениваются в рамках стандартной процедуры χ^2 минимизации

$$\chi^2(\Delta m^2, \sin^2(2\theta)) = (\mathbf{r}^{\text{meas}} - \mathbf{r}^{\text{calc}})^T \mathbf{V}^{-1} (\mathbf{r}^{\text{meas}} - \mathbf{r}^{\text{calc}}), \quad (15)$$

где \mathbf{r}^{meas} (\mathbf{r}^{calc}) есть векторы измеренных (ожидаемых) скоростей захвата, а \mathbf{V} представляет собой ковариационную матрицу. Размерность векторов зависит от количества экспериментов, которые анализируются. В случае эксперимента BEST (внутренняя зона и внешняя зона) размерность векторов \mathbf{r}^{meas} (\mathbf{r}^{calc}) составляет (2×1) . Корреляции между зонами, учитываются через ковариационную матрицу, имеющую следующий явный вид

$$V_{ij} = \delta_{ij} \varepsilon_i^2 + \varepsilon_{CS}^i \times \varepsilon_{CS}^j, \quad (16)$$

где $\varepsilon_i^2 = \varepsilon_{i,\text{stat}}^2 + \varepsilon_{i,\text{syst}}^2$ – некоррелированные неопределенности, состоящие из статистических и систематических неопределенностей измерений, ε_{CS}^i – коррелированные неопределенности сечения захвата нейтрино на галлии [75]. Для экспериментов с галлиевым источником неопределенности сечения являются единственным существенным вкладом в коррелированную неопределенность. Для расчета была использована верхняя оценка неопределенности сечения захвата, вычисленная Джоном Бакалом ($\pm 3.6\%$). При измерениях с аргоновым источником неопределенности сечения незначительно меняют значения указанной погрешности из-за их относительной малости.

На Рисунке 2 показаны области разрешенных параметров осцилляций для эксперимента BEST (слева) и для объединенного результата BEST с результатами SAGE и GALLEX (справа). Полученные контуры соответствуют уровням

значимости 68.27% (1σ), 95.45% (2σ) и 99.73% (3σ) [76] и построены для двух степеней свободы. Расчет выполнен с учетом коррелированной ошибки сечения захвата нейтрино на галлии для источника ^{51}Cr , оцененной Джоном Бакалом, как указано выше.

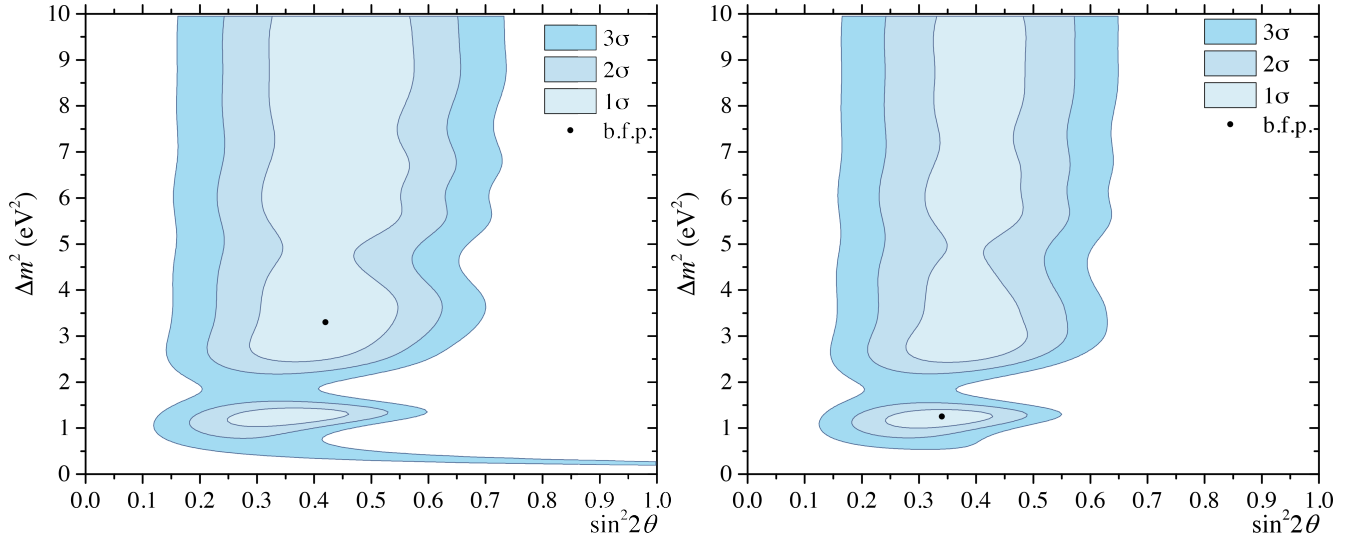


Рис. 2: Слева: Разрешенные области параметров осцилляций для эксперимента BEST. Точка наилучшего соответствия: $\sin^2(2\theta) = 0.42^{+0.15}_{-0.17}$, $\Delta m^2 = 3.3^{+\infty}_{-2.3} \text{ эВ}^2$. Справа: Тоже самое, но с добавлением экспериментов SAGE и GALLEX. Точка наилучшего соответствия: $\sin^2(2\theta) = 0.34^{+0.14}_{-0.09}$, $\Delta m^2 = 1.25^{+\infty}_{-0.25} \text{ эВ}^2$ [22, 23].

Дефицит измеренного количества событий по отношению к ожидаемому, наблюдаемый для обеих зон эксперимента BEST, согласуется с результатами предыдущих измерений с искусственными источниками нейтрино в серии экспериментов SAGE и GALLEX. Таким образом, результат эксперимента BEST подтверждает наличие галлиевой аномалии.

Влияние систематических ошибок на эффективность извлечения, эффективность счета событий, массу галлиевой мишени, геометрию системы, мощность источника и работу системы счета было тщательно рассмотрено и подтверждено дополнительными измерениями как небольшое (см. [22, 23]) по сравнению с наблюдаемым дефицитом. Кроме того, в эксперименте GALLEX с аргоновым источником [77] было исключено любое химическое воздействие «го-

рячих атомов», которое затруднило бы извлечение атомов ^{71}Ge , образующихся при захвате нейтрино. Поскольку физические процессы, проходящие в галлиевых экспериментах, просты и понятны, трудно приписать результат каким-то неучтенным эффектам. Скорость распада ^{71}Ge известна с очень высокой точностью, поэтому также хорошо определено сечение захвата нейтрино на галлии при переходе в основное состояние. Сечение захвата нельзя уменьшить ниже значения основного состояния, считая вклады от возбужденных состояний равными нулю. Вклады от возбужденных состояний в свою очередь не могут уменьшить величину полного сечения захвата нейтрино на галлии и являться причиной дефицита зарегистрированных событий.

Отношение измеренного количества событий к ожидаемому, взвешенное для всех 6 галлиевых экспериментов с искусственными источниками нейтрино (SAGE, GALLEX, BEST), составляет 0.80 ± 0.05 , что соответствует отклонению от единицы на 4σ , при Гауссовом распределении. С учетом полученного нами сечения захвата [78], аномальный результат только усиливается. Недавние результаты по изучению сечения захвата на галлии с учетом дополнительных эффектов так же говорят о том, что дефицит зарегистрированных событий в эксперименте BEST соответствует отклонению от единицы на уровне $3.8 - 5\sigma$ [29].

Если интерпретировать полученный результат в рамках модели переходов нейтрино в стерильные состояния, то наилучшее соответствие для области разрешенных параметров составит $\Delta m^2 = 3.3_{-2.3}^{+\infty} \text{ эВ}^2$ и $\sin^2(2\theta) = 0.42_{-0.17}^{+0.15}$ для сечения захвата, вычисленного Джоном Бакалом. Различий в скоростях захвата из двух зон на разных расстояниях не наблюдается. Это указывает на меньший масштаб длин осцилляций нейтрино, чем размеры эксперимента BEST.

Разрешенная область в пространстве параметров $(\Delta m^2, \sin^2(2\theta))$ для объединенного анализа всех галлиевых экспериментов показывает, что галлиевая аномалия все еще находится в противоречии с большинством других экспериментов по поиску стерильных нейтрино. Однако, разрешенная область пара-

метров осцилляций в эксперименте NEUTRINO4 согласуется с областью для галлиевой аномалии [79].

1.2. Разрешенные переходы и вклады от возбужденных состояний

Общая формула для сечения поглощения нейтрино в реакции (1) может быть представлена в форме [66]

$$\sigma = \sigma_0 \langle \omega_e^2 G(Z, \omega_e) \rangle, \quad (17)$$

где выражение в скобках – безразмерный фактор фазового пространства, а σ_0 относится к масштабу сечения захвата нейтрино.

Масштабный коэффициент σ_0 может быть записан как [80, 81]

$$\sigma_0 = \frac{4\pi^3 \log 2 \alpha \hbar^3}{m_e^3 c^4} \left(\frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \right) \frac{Z}{ft_{1/2}({}^{71}\text{Ge})}, \quad (18)$$

где α – постоянная тонкой структуры, J_f – спин конечного состояния ядра, J_i – спин начального состояния ядра, Z – атомный номер конечного ядра, $ft_{1/2}({}^{71}\text{Ge})$ – произведение безразмерного фазового фактора f для кинематически разрешенного *электронного захвата*, процесса, обратного реакции (1) [82], $t_{1/2}({}^{71}\text{Ge})$ – период полураспада ${}^{71}\text{Ge}$.

Фактор $ft_{1/2}({}^{71}\text{Ge})$ определяется как

$$ft_{1/2}({}^{71}\text{Ge}) \equiv \frac{2\pi^3 \log 2 \hbar^7}{m_e^5 c^4} \frac{1}{(G_V^2 |M_{i,f}|_F^2 + G_A^2 |M_{i,f}|_{GT}^2)}, \quad (19)$$

где G_V, G_A – векторная и аксиальная константы связи нуклона, определяемые по нейтронному распаду [83], $|M_{i,f}|_F^2, |M_{i,f}|_{GT}^2$ – квадраты матричных элементов переходов, в которые дает вклад векторный ток (переходы Ферми) и аксиально – векторный ток (переходы Гамова – Теллера) [84, 85]. Данные типы переходов показаны в Таблице 1.

Таблица 1: Типы разрешенных переходов. S — полный спин лептонов. ΔL — изменение полного углового момента системы. ΔP — изменение четности системы.

Переходы Ферми	Переходы Гамова – Теллера
$\frac{1}{2} \uparrow_n \rightarrow \frac{1}{2} \uparrow_p + \frac{1}{2} \uparrow_e + \frac{1}{2} \downarrow_\nu$	$\frac{1}{2} \uparrow_n \rightarrow \frac{1}{2} \downarrow_p + \frac{1}{2} \uparrow_e + \frac{1}{2} \uparrow_\nu$
$S = 0, \Delta L = 0, \Delta P = 0$	$S = 1, \Delta L = \pm 1, \Delta P = 0$

В свою очередь квадраты матричных элементов переходов имеют вид [84]

$$|M_{i,f}|_F^2 = |\langle f | \sum_{n=1}^A Q_n^+ | i \rangle|^2, \quad (20)$$

$$|M_{i,f}|_{GT}^2 = \sum_{j=-1,0,1} |\langle f | \sum_{n=1}^A Q_n^+ \sigma_j | i \rangle|^2, \quad (21)$$

где Q_n^+ — оператор преобразования нейтрона в протон без переворота спина, а сумма берется по всем нуклонам в ядре. Спиновые 2×2 матрицы σ_j связаны с матрицами Паули τ_i следующим образом

$$\sigma_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tau_1 + i\tau_2), \quad \sigma_0 = \tau_3, \quad \sigma_{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tau_1 - i\tau_2). \quad (22)$$

Суммирование в (20), (21) идет по спиновым матрицам для всех возможных ориентаций углового момента нуклона в конечном состоянии, поскольку вероятность перехода (из-за инвариантности относительно вращения) не должна зависеть от магнитного квантового числа начального состояния.

Следуя работам Джона Бакала [66, 86, 80], мы также вводим в выражение (17) величину $\langle \omega_e^2 G(Z, \omega_e) \rangle$, где $G(Z, \omega_e) \equiv p_e F(Z, \omega_e) / 2\pi\alpha Z\omega_e$ — безразмерный фактор фазового пространства, усредненный по энергии электронов. Явное вы-

ражение для которого дается формулой

$$\langle \omega_e^2 G(Z, \omega_e) \rangle \equiv \frac{\int_{\omega_e^{min}}^{\omega_e^{max}} \omega_e p_e F(Z, \omega_e) \phi(q_\nu) d\omega_e}{2\pi\alpha Z \int_0^{q_\nu^{max}} \phi(q_\nu) dq_\nu}, \quad (23)$$

где $\phi(q_\nu)$ — функция распределения нейтрино по энергии, $q_\nu = E_\nu/m_e c^2$ — безразмерная энергия нейтрино, $\omega_e \equiv E/m_e c^2$, $p_e = p/m_e c$ — безразмерные энергия и импульс электрона. Интегралы в (23) берутся по всему спектру электронов, энергия которых может быть выражена как

$$E = E_\nu + [M(A, Z - 1) - M(A, Z)]c^2 + m_e c^2 - \langle E_{ex} \rangle - V_0, \quad (24)$$

где E_ν — энергия налетающего нейтрино, $\langle E_{ex} \rangle$ — средняя энергия возбуждения образовавшегося ядра, V_0 — поправка [82], учитывающая разницу в энергии связи электрона внутри ядра по сравнению с энергией связи снаружи, член в скобках представляет собой разность масс между начальной $M(A, Z - 1)$ и конечной $M(A, Z)$ атомными массами. Отметим, что спектр нейтрино зависит от рассматриваемого типа реакции, в нашем случае спектр нейтрино от каждого источника является дискретным.

Величина $F(Z, \omega_e)$, входящая в формулу (23), необходима для учета неплосковолновой структуры волновой функции электрона. Она тесно связана с функцией Ферми [87], то есть отношением квадратов волновых функций электрона, рассчитанных с кулоновским потенциалом и без него. В явном виде функция Ферми записывается как

$$F(Z, E, r) = 2(1 + \gamma_0)(2pr/\hbar)^{2(\gamma_0-1)} e^{\pi\nu} \frac{|\Gamma(\gamma_0 + i\nu)|^2}{[\Gamma(2\gamma_0 + 1)]^2}, \quad (25)$$

где мы ввели $\gamma_0 \equiv [1 - (\alpha Z)^2]^{1/2}$, $\nu \equiv \alpha Z E/p_e c$, а r обозначает расстояние от центра ядра до электрона. Согласно [80] выражение (25) должно быть усреднено по всему конечному объему V ядра радиуса R , что приводит к

$$F(Z, \omega_e) = \frac{1}{V} \int_0^R F(Z, \omega_e, r) dV = \left[\frac{3}{2\gamma_0 + 1} \right] F(Z, \omega_e; r = R). \quad (26)$$

Полученная поправка отражает тот факт, что захват электронов может происходить в любой точке внутри ядра. Однако имеются также дополнительные поправки к $F(Z, \omega_e)$ за счет экранирования кулоновского потенциала внутри ядра [82]. Мы их учитываем, но находим малыми, на уровне процентов для интересующих нас энергий нейтрино.

Теоретическая основа, представленная выше, касается только разрешенных ядерных переходов. Обсудим вопрос о вкладе возбужденных состояний ядра в полное сечение захвата нейтрино.

В работе [88] Хата и Хакстон показали, что вклад возбужденных состояний в полное сечение поглощения нейтрино на ^{71}Ga можно записать как

$$\sigma = \sigma_{g.s.} \left[1 + \frac{\sum_{E_x} \lambda_{E_x} B(GT)_{E_x}}{B(GT)_{g.s.}} \right]. \quad (27)$$

Здесь $\sigma_{g.s.}$ — сечение поглощения нейтрино, связанное с переходом галлия ^{71}Ga в основное состояние германия ^{71}Ge , определяемое уравнением (17), коэффициенты λ_{E_x} представляют собой факторы фазового пространства для этих переходов, нормированные на фактор фазового пространства основного состояния [89]. Эти коэффициенты можно рассчитать из уравнения (23), используя программу "спецсрос", написанную Джоном Бакалом, которую мы соответствующим образом модифицируем для наших расчетов. $B(GT)_{g.s.}$ — квадрат матричного элемента перехода Гамова – Теллера в основное состояние (см. Таблицу 1), а $B(GT)_{E_x}$ — квадраты матричных элементов, отвечающие за переходы в возбужденное состояние с энергиями E_x [69], отсчитываемыми от основного состояния.

Схема переходов галлия в основное и два возбужденных состояния германия, изображенная на Рисунке 3, представляет переходы в возбужденные состояния с энергиями возбуждения 175 кэВ и 500 кэВ, актуальные для искусственных источников нейтрино на основе радиоактивных изотопов ^{51}Cr [19] и ^{37}Ar [20].

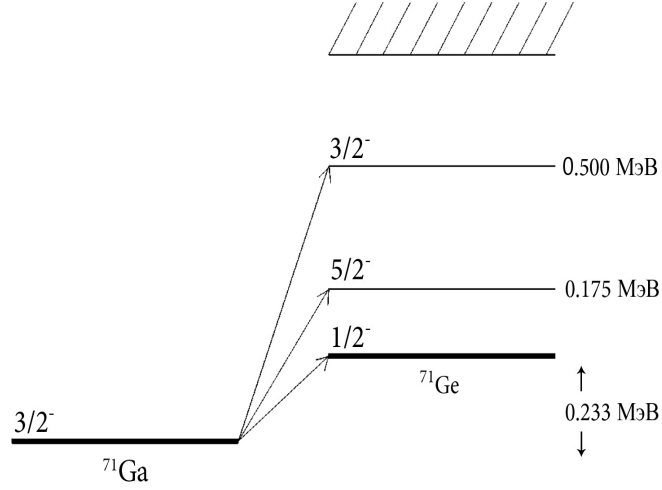


Рис. 3: Схема переходов $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}$, индуцированных электронными нейтрино, испускаемыми в слабых распадах ^{51}Cr и ^{37}Ar .

Однако для искусственного источника нейтрино ^{65}Zn [90] в процессе (1) возбуждаются более высокие энергетические уровни и их вклад в полное сечение значителен $\sim 20 - 30 \%$. Вычисленные нами коэффициенты λ_{E_x} для этих переходов равны $\lambda_{175} = 0.7969$, $\lambda_{500} = 0.4791$, $\lambda_{708} = 0.3145$, $\lambda_{808} = 0.2466$, $\lambda_{1096} = 0.0934$. Соответствующие этим энергиям квадраты матричных элементов переходов $B(GT)_{E_x}$ приведены в [69].

Основываясь на результатах измерения пороговой энергии перехода галлия в основное состояние германия [68]

$$Q = 233.5 \pm 1.2 \text{ кэВ}, \quad (28)$$

и используя период полураспада $t_{1/2}(^{71}\text{Ge}) = 11.43 \pm 0.03 \text{ д}$ [91], мы вычисляем $\log ft_{1/2}(^{71}\text{Ge})$, используя ft -калькулятор [92]

$$\log ft_{1/2}(^{71}\text{Ge}) = 4.353 \pm 0.005. \quad (29)$$

Далее мы используем эту величину для вычисления матричного элемента перехода в основное состояние $B(GT)_{g.s.}$, который записывается как [80, 89], (19)

$$B(GT)_{g.s.} = \left[\frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \right] \frac{2\pi^3 \log 2 \hbar^7}{G_F^2 |V_{ud}|^2 m_e^5 c^4 g_A^2 ft_{1/2}(^{71}\text{Ge})}, \quad (30)$$

где G_F – постоянная Ферми, V_{ud} – элемент матрицы смешивания Кабиббо – Кобаяси – Маскавы, g_A – константа аксиальной связи.

Таким образом, численно мы находим

$$B(GT)_{g.s.} = 0.086 \pm 0.001, \quad (31)$$

в то время как из (18) и (29) мы получаем

$$\sigma_0 = (8.6 \pm 0.1) \times 10^{-46} \text{ см}^2. \quad (32)$$

Хотя центральное значение в (32) полностью согласуется с предыдущей оценкой [66]

$$\sigma_0^{Bahcall} = (8.611 \pm 0.011) \times 10^{-46} \text{ см}^2, \quad (33)$$

ошибка, обусловленная неопределенностью в (28), оказывается выше. Мы используем новую оценку пороговой энергии перехода галлия в основное состояние германия (28) в отличие от старого значения $Q = 232.69 \pm 0.15$ кэВ, использовавшегося ранее в [66].

Далее, для каждой спектральной линии искусственных источников ^{51}Cr , ^{37}Ar и $^{65}\text{Zn}^1$ представленных в Таблице 2, значения $\sigma_{g.s.}$ и λ_{E_x} , входящие в (27), вычисляются из (17) и данных [69, 68]. Мы так же используем программу «*спрессгрос*», написанную Джоном Бакалом, которая позволяет учитывать поправки от запрещенных переходов, перекрытия между начальными и конечными атомными состояниями, обменные эффекты между электронами, кулоновскую экранировку и конечные размеры ядра [66, 93, 69]. Затем для каждой энергии нейтрино получается сечение захвата нейтрино с учетом вкладов кинематически разрешенных возбужденных состояний (см. Таблицу 2).

¹нижняя линия ^{65}Zn с энергией близкой к пороговой (28) $E = 0,236$ кэВ кинематически запрещена для рождения электрона (с учетом несколько меньшей энергии электромагнитной связи V_0 электрона внутри ядра по отношению к внешней части ядра, см. уравнение (24)).

Таблица 2: Энергетические спектры нейтрино: энергии E_ν , доли нейтрино f_{E_ν} и соответствующие сечения захвата нейтрино на галлии для рассматриваемого набора искусственных источников [78].

Изотоп	E_ν , МэВ	f_{E_ν} , %	$\sigma(E_\nu)$, 10^{-46} см ²
⁵¹ Cr	0.752	8.49(1)	63.22 ± 1.40
	0.747	81.63(1)	62.58 ± 1.39
	0.432	0.93(1)	27.14 ± 0.52
	0.427	8.95(1)	26.72 ± 0.51
³⁷ Ar	0.813	9.80(1)	71.63 ± 1.62
	0.811	90.20(1)	71.35 ± 1.61
⁶⁵ Zn	1.352	48.35(11)	181.5 ± 4.2

1.3. Величины и неопределенности сечений захвата

Полные сечения поглощения нейтрино для каждого искусственного источника получаются путем суммирования всех энергий, взвешенных с соответствующими относительными долями

$$\sigma = \sum_{E_\nu} \sigma(E_\nu) f_{E_\nu}. \quad (34)$$

Окончательно, мы получаем следующие значения для полных сечений поглощения на галлии:

$$\sigma(^{51}\text{Cr}) = (59.10 \pm 1.14) \times 10^{-46} \text{cm}^2, \quad (35)$$

$$\sigma(^{37}\text{Ar}) = (71.38 \pm 1.46) \times 10^{-46} \text{cm}^2, \quad (36)$$

$$\sigma(^{65}\text{Zn}) = (87.76 \pm 2.03) \times 10^{-46} \text{cm}^2. \quad (37)$$

Отметим, что несмотря на наличие линии с высокой энергией (1.352 МэВ) в спектре источника ^{65}Zn , ее доля в потоке составляет примерно половину, вторую половину составляет линия с энергией (0.236 МэВ). Учет данного факта приводит к тому, что реальное сечение поглощения нейтрино на галлии для цинка будет составлять около половины от величины сечения доминантной моды. Поскольку эта мода имеет достаточно высокую энергию, то в реакции поглощения на галлии будут возбуждаться более высокие уровни, вклад которых в результирующее сечение оказывается весьма велик.

В Таблице 3 и на Рисунке 1.3 мы так же представляем значения сечений поглощения нейтрино на галлии для искусственного источника ^{51}Cr , вычисленные другими группами на основе различных значений пороговой энергии перехода галлия в основное состояние германия. Отметим, что в работе [94] использовался расчет в рамках модели ядерных оболочек с расчетными волновыми функциями на основе двух-нуклонных взаимодействий. В таком подходе расчеты на основе модели ядерных оболочек позволяют избежать недостатков, присущих измерениям в реакциях перезарядки. К примеру, эффектам интерференции между матричными элементами перехода, что может приводить к переоценке сечения захвата. Однако расчеты в рамках оболочечных моделей требуют экспериментального подтверждения, к примеру знания точного энергетического спектра состояний. В работе [95] авторы используют значение пороговой энергии перехода равное (232.443 ± 0.093) кэВ [96], которое, как утверждается, избавлено от большей части систематики, присущей использованному нами значению. Тем не менее мы видим, что центральное значение, полученное нами, отличается от оценки [95] не более чем на 0.5%.

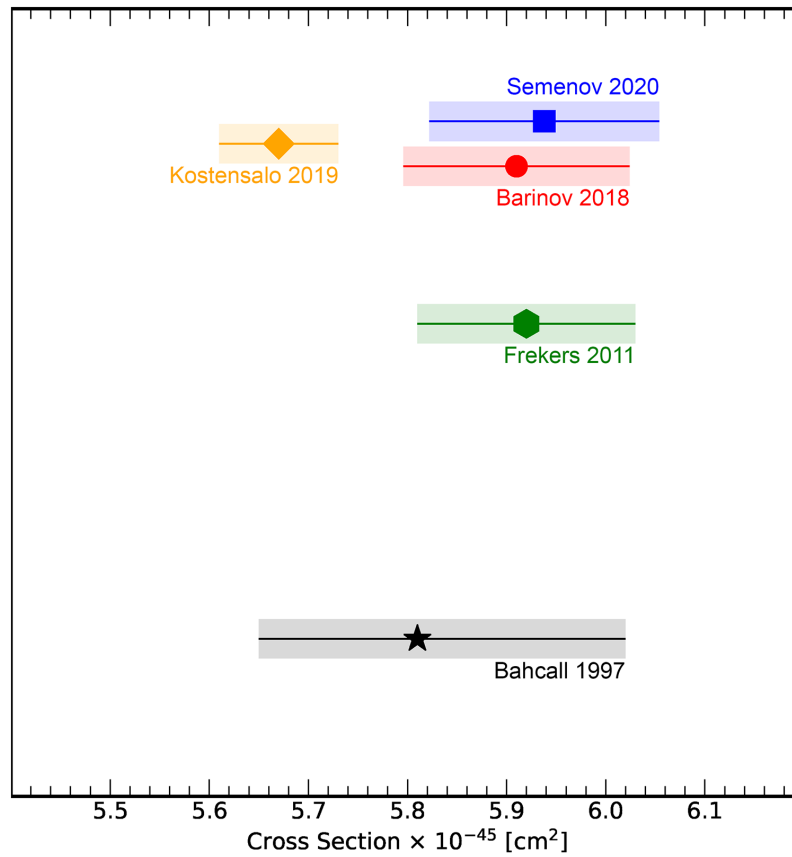


Рис. 4: Центральные значения и неопределенности сечений поглощения нейтрино на галлии для искусственного источника ^{51}Cr .

Таблица 3: Сечения поглощения нейтрино на галлии для источника ^{51}Cr , вычисленные различными группами. Значения представлены в единицах 10^{-45} cm^2 [23].

Ссылка	Сечение	Q-value (кэВ)
[66]	$5.81^{+0.21}_{-0.16}$	232.69(15)
[67]	5.92 ± 0.11	232.69(15)
[78]	5.910 ± 0.114	233.5(1.2)
[94]	5.67 ± 0.06	232.49(22)
[95]	5.938 ± 0.116	232.443(93)

При вычислениях сечения захвата нашей мотивацией было использование наиболее осторожных оценок, чтобы не допустить потенциальной переоценки галлиевой аномалии. Для этого мы использовали значение пороговой энергии перехода с наибольшей неопределенностью. Тем не менее, различия в оценках сечения не могут устранить аномальный результат эксперимента BEST.

Отметим еще раз, что основной вклад в неопределенность сечения поглощения нейтрино связан с поправками от возбужденных состояний. Для вычисления неопределенностей сечения поглощения нейтрино на галлии мы учитываем результаты [69, 68], а также неопределенность в величине σ_0 . Предполагая, что измерения $B(GT)$ для разных уровней энергии независимы, мы вычисляем общую ошибку для каждой спектральной линии искусственных источников как квадратный корень из суммы квадратов стандартных отклонений, входящих в выражение (27).

Полученные значения сечений для ^{51}Cr и ^{37}Ar и их относительные неопределенности незначительно отличаются от результатов, представленных ранее в [89] и от последних результатов [27, 28]. Однако мы используем другое значение энергии перехода галлия в основное состояние германия [68], а также другое значение матричного элемента перехода в основное состояние (31). Мы находим неопределенность сечений около двух процентов, в то время как ранее неопределенность оценивалась в $+3.6\%/-2.8\%$ [66].

Измерения пороговой энергии перехода, по – видимому, не содержат неизвестных неопределенностей в ядерной структуре, которые могли бы объяснить аномальные результаты экспериментов SAGE [19, 20] и GALLEX [14].

1.4. Переоценка галлиевой аномалии и потенциал источника ^{65}Zn

С учетом полученных нами уточненных сечений поглощения нейтрино на галлии, мы пересматриваем отношение измеренных событий к ожидаемым для всех четырех калибровочных измерений с искусственными источниками нейтрино в серии экспериментов SAGE и GALLEX. Мы представляем пересмотренные значения галлиевой аномалии в Таблице 4. Отметим, что в настоящий момент существуют и другие оценки галлиевой аномалии, в частности, на основе величин сечений, вычисленных другими группами (см. например [27, 28, 29]). Однако несмотря на всестороннее рассмотрение этого вопроса, пока что не удастся полностью устранить аномальные результаты полученные в SAGE и GALLEX, и эксперименте BEST.

Таблица 4: Отношения измеренного числа событий к ожидаемому для всех серий экспериментов SAGE и GALLEX, полученные на основе уточненных данных о сечении поглощения нейтрино [78] (New) в сравнении с отношениями, для сечения поглощения нейтрино, вычисленным Джоном Бакалом (Old). AVE – означает средневзвешенное значение по всем сериям экспериментов.

		SAGE1[19]	SAGE2[20]	GALLEX1[14]	GALLEX2[14]	AVE
Old	R	$0.95^{+0.12}_{-0.12}$	$0.79^{+0.09}_{-0.10}$	$0.95^{+0.11}_{-0.11}$	$0.81^{+0.11}_{-0.11}$	$0.86^{+0.05}_{-0.05}$
New	R	$0.93^{+0.12}_{-0.12}$	$0.77^{+0.09}_{-0.08}$	$0.93^{+0.11}_{-0.11}$	$0.80^{+0.11}_{-0.11}$	$0.84^{+0.05}_{-0.05}$

Объединенные результаты SAGE и GALLEX, полученные на основе уточненных данных по сечениям, представлены на Рисунке 5.

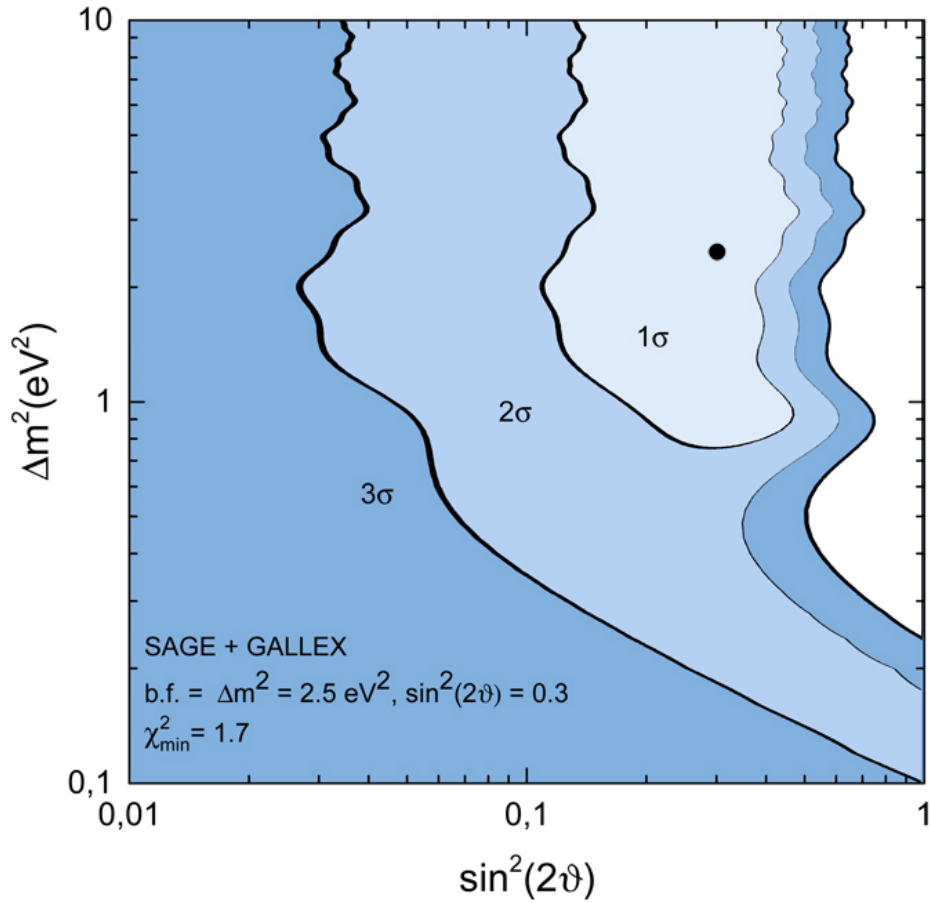


Рис. 5: Разрешенные области параметров осцилляций, полученные путем объединения результатов SAGE + GALLEX с использованием уточненных данных по сечению захвата [78].

Чтобы проиллюстрировать потенциал источника ^{65}Zn в дальнейшей проверке гипотезы о стерильных нейтрино, мы представляем на Рисунке 6 благоприятную для аномалии область после второго запуска BEST, работающего с источником ^{65}Zn . Чувствительность второго этапа оценивается точно так же, как это описано в [97, 78] для источника ^{51}Cr . Для примера, мы приводим область разрешенных параметров осцилляций в предположении, что результат эксперимента BEST с цинковым источником соответствует точке наилучшего соответствия, отвечающей объединению результатов SAGE, GALLEX, BEST и отдельно результату BEST (см. Рисунок 2). Как можно видеть, разрешенные области пространства параметров становятся очень компактными.

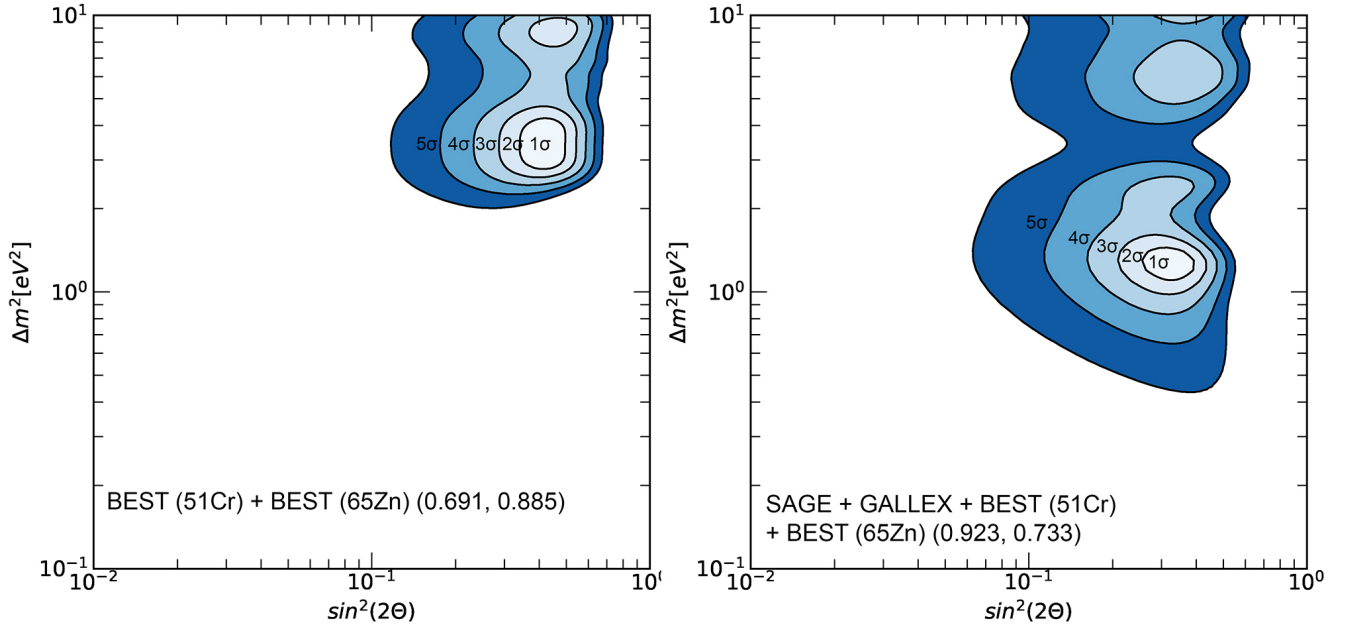


Рис. 6: Слева: Разрешенные области параметров осцилляций, построенные в предположении, что результат эксперимента BEST с цинковым источником соответствует точке наилучшего соответствия для результата BEST с хромовым источником (см. Рисунок 2, левая панель). Справа: Разрешенные области параметров осцилляций, построенные в предположении, что результат эксперимента BEST с цинковым источником соответствует точке наилучшего соответствия для объединения результатов SAGE, GALLEX, BEST (^{51}Cr) (см. Рисунок 2, правая панель)). Представленные области построены с учетом корреляции ошибок в сечении захвата для каждого типа искусственных источников в экспериментах.

1.5. Влияние результатов BEST на гипотезу о стерильных нейтрино

Проводя совместный анализ всех галлиевых экспериментов, можно получить благоприятную область в пространстве параметров стерильных нейтрино, показанную на Рисунке 7. Мы видим, что в рамках гипотезы стерильных ней-

трино объединенный анализ экспериментов с галлием дает уровень значимости более 5σ .

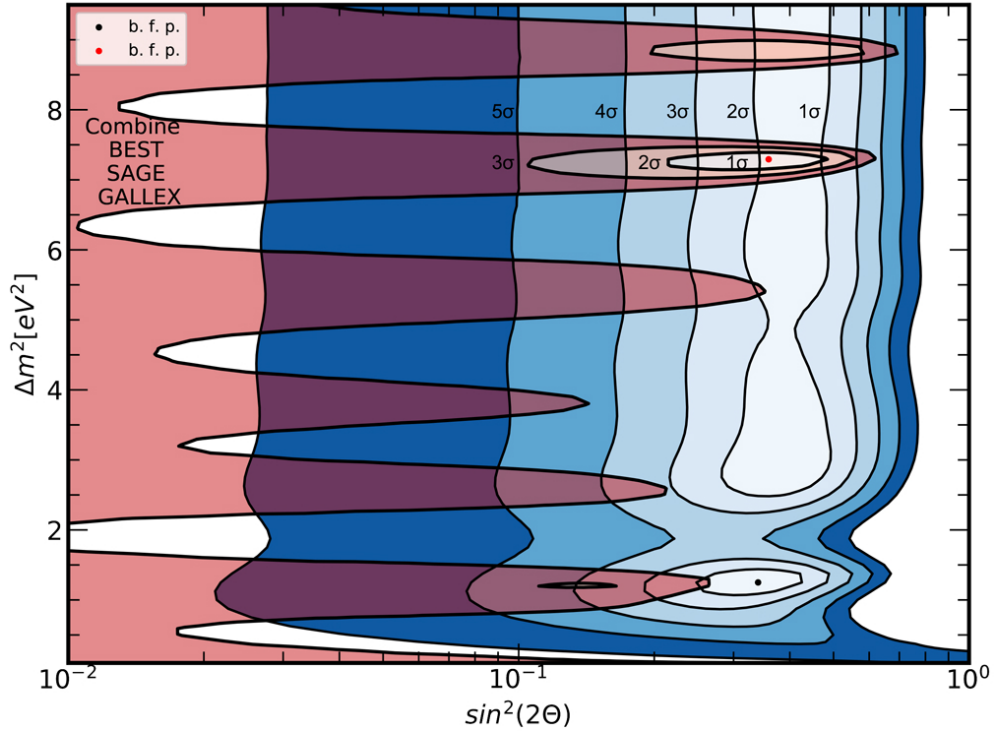


Рис. 7: Области разрешенных параметров осцилляций стерильных нейтрино (в оттенках синего) из совместного анализа всех галлиевых экспериментов [79]. Предполагая такое же смешивание с электронными антинейтрино, мы дополнительно накладываем области разрешенных параметров осцилляций для эксперимента NEUTRINO4 (оттенки красного) [25].

Однако, даже результат одного лишь эксперимента BEST стремится к уровню значимости в 5σ [79, 29].

Результаты эксперимента BEST свидетельствуют в пользу достаточно большого угла смешивания и либо области $\Delta m^2 \simeq 1 \text{ эВ}^2$, либо заметно больших масс $\Delta m^2 \gtrsim 3 \text{ эВ}^2$. Области пространства параметров стерильных нейтрино на Рисунке 7 показывают, что в диапазоне больших масс BEST не имеет чувствительности к массам стерильных нейтрино, которые соответствуют длинам осцилляций короче метрового масштаба. Примечательно, что некоторым частям этой области благоприятствовали аномальные результаты ($2.2 - 2.8\sigma$) одного из

реакторных нейтринных экспериментов NEUTRINO4 [24, 25, 98]. Эти области мы нанесли на Рисунок 7 для сравнения.

Стоит обратить внимание, что области в пространстве параметров эксперимента NEUTRINO4 имеют локальный минимум в регионе, который совместен с галлиевой аномалией ($\Delta m^2 \simeq 1 \text{ эВ}^2$). Также имеются минимумы при больших массах и глобальный минимум при $\Delta m^2 \simeq 7 \text{ эВ}^2$, где 1- σ -контурсы экспериментов NEUTRINO4 и галлиевых экспериментов перекрываются.

Область масс $\Delta m^2 \simeq 1 \text{ эВ}^2$ тщательно исследована в реакторных антинейтринных экспериментах (см. Рисунок 8). Самое сильное ограничение получено в эксперименте DANSS [99, 100]. Заметим, что если при малых массах область галлиевой аномалии сильно ограничена современными реакторными экспериментами, то при больших массах ($\Delta m^2 > 5 \text{ эВ}^2$) существуют 1- и 2- σ участки, благоприятствующие галлиевым экспериментам и согласующиеся со всеми этими ограничениями.

Перекрытие областей, представленное на Рисунке 7, выглядит весьма нетривиально, что побуждает нас провести совместный анализ всех галлиевых экспериментов, эксперимента NEUTRINO4 и DANSS. Контурсы правдоподобия, полученные в результате этого анализа, изображены на Рисунке 9. Здесь мы используем исходное распределение DANSS² и распределение для NEUTRINO4³, которое несколько исправлено, как обсуждается в [101], в более консервативную сторону (аномалия NEUTRINO4 становится в этом случае на уровне 2.2σ). Совместная аномалия, полученная в результате этого анализа, составляет около 5.6σ и благоприятствует области больших масс стерильных нейтрино ($\Delta m^2 > 5 \text{ эВ}^2$). Наибольший вклад в данный уровень значимости вносит аномальный результат BEST, а положения локальных минимумов совместного распределения при конкретных значениях массы стерильного нейтрино в основном определя-

²Мы благодарим М. Данилова и Н. Скробову за то, что они поделились распределением для DANSS.

³Мы благодарим А. Сереброва и Р. Самойлову за то, что они поделились распределением для NEUTRINO4.

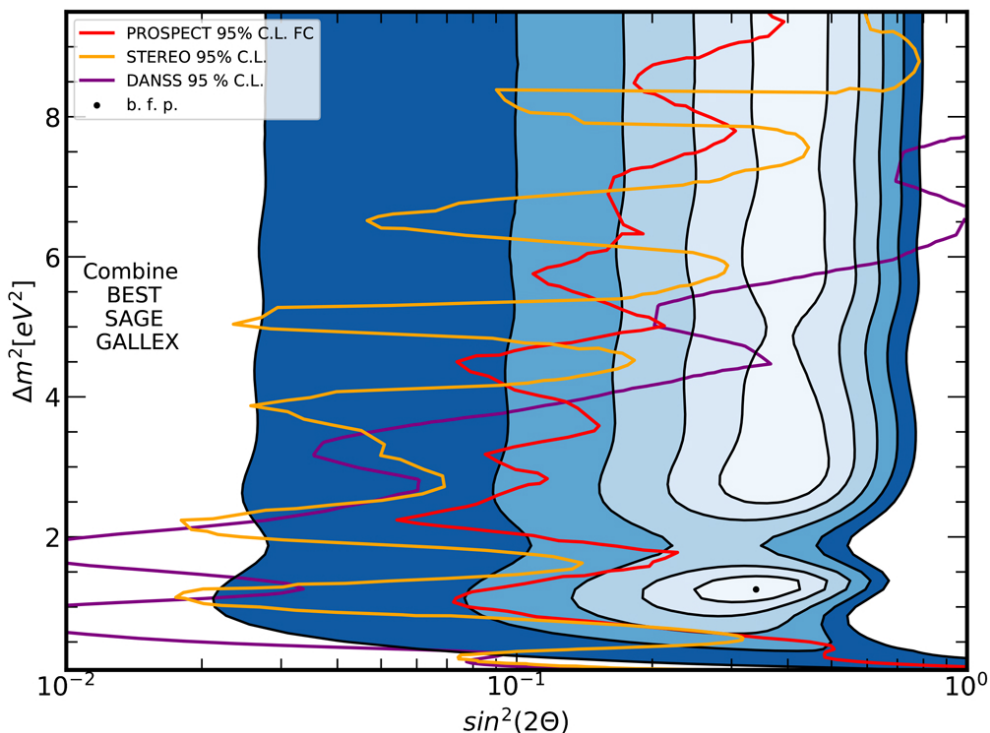


Рис. 8: То же, что и на Рисунке 7, но с учетом областей исключения из реакторных антинейтринных экспериментов STEREO [7], PROSPECT [8] и DANSS [100]. Области больших углов смешивания исключаются каждым из этих экспериментов на 95% уровне значимости [79].

ются положениями эксперимента NEUTRINO4. Это связано с тем, что как мы отмечали выше, эксперимент BEST не имеет достаточной чувствительности к массам стерильных нейтрино в интересной области, поэтому локальные минимумы в распределении эксперимента NEUTRINO4 будут иметь заметно больший вес, чем в распределении BEST. Мы также наносим на Рисунок 9 ограничения от поиска стерильных нейтрино в экспериментах STEREO и PROSPECT (области больших углов смешивания исключены на 95% уровне значимости), а также зеленый контур, очерчивающий область реакторной антинейтринной аномалии (РАА) (также на 95% уровне значимости, см. например [2]). Можно заметить, что пределы STEREO согласуются с аномальной областью из совместного анализа, представленного на Рисунке 9, в то время как пределы PROSPECT не благоприятствуют $2\text{-}\sigma$ областям, за исключением небольшой ча-

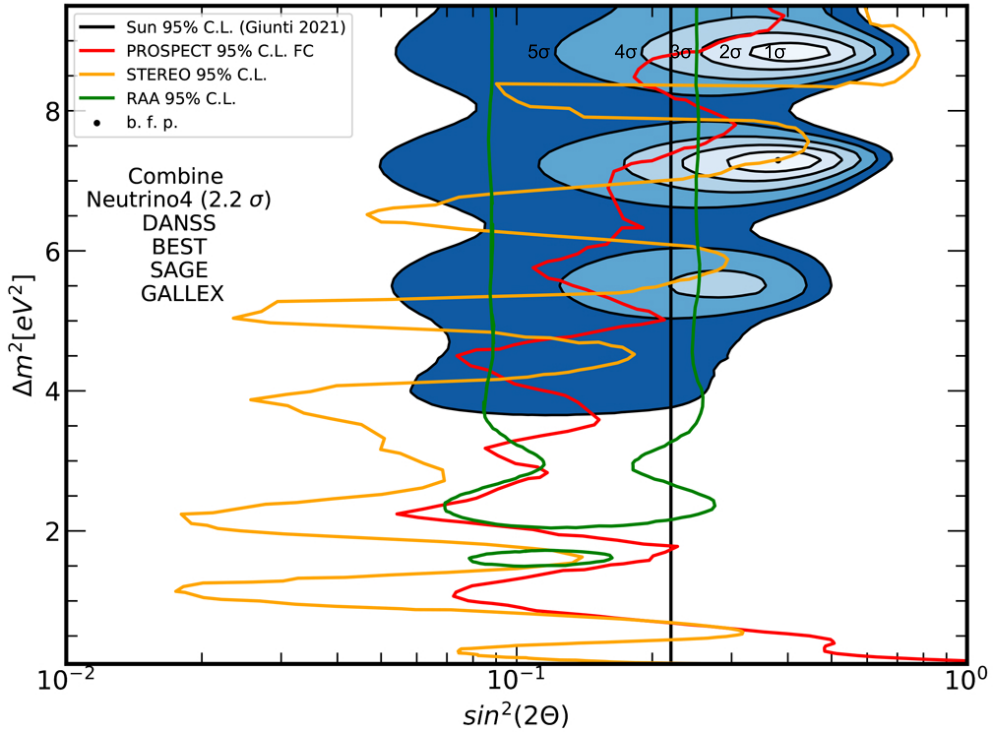


Рис. 9: Области (в оттенках синего), выделенные в результате совместного анализа галлиевых экспериментов, DANSS [100] и NEUTRINO4 [25]. Также на данном рисунке приведены области исключения на 95% уровне значимости по данным реакторных антинейтринных экспериментов STEREO [7] и PROSPECT [8]. Области, обведенные зеленой линией, построены для реакторной антинейтринной аномалии (RAA) [2] на 95% уровне значимости. Область справа от черной вертикальной линии исключена на 95% по наблюдениям солнечных нейтрино [101].

сти при $\Delta m^2 \approx 9 \text{ эВ}^2$. В области реакторной антинейтринной аномалии также имеется небольшое пятно с 2- σ -областями совместной аномалии.

Приведенный выше анализ показывает, что аномальный результат BEST, если его объяснить в рамках гипотезы одного стерильного нейтрино (схема «3+1»), указывает на область больших масс и углов смешивания, которая должна быть исследована на следующих этапах модернизированных реакторных нейтринных экспериментов и эксперимента KATRIN по β -распаду трития (см. [102]). Контуры правдоподобия могут быть уточнены с помощью совместного

статистического анализа, с учетом других реакторных экспериментов с антинейтрино, имеющих отношение к данной задаче.

Стоит отметить, что помимо прямых ограничений, типичная нейтринная модель « $3+1$ » сильно ограничена астрофизикой и исключена космологическими наблюдениями в рамках простых расширений Стандартной космологической модели. Действительно, измерения потока солнечных нейтрино исключают модели с большим смешиванием [101] (черная вертикальная линия на Рисунке 9 показывает соответствующие границы на уровне значимости 95%). Точно также большие углы смешивания между стерильными и активными нейтрино позволяют производить стерильные нейтрино в плазме ранней Вселенной в количестве, запрещенном из анализа данных современных космологических наблюдений [33]. Было бы заманчиво предложить модификацию простой схемы $3+1$, которая позволила бы обойти оба косвенных ограничения.

Исследуя вопрос о том, как недавние результаты эксперимента BEST могут повлиять на гипотезу о стерильных нейтрино в рамках схемы « $3+1$ », заметим, что объяснение наблюдаемого отсутствия нейтринных событий через осцилляции стерильных нейтрино – не единственная возможность, связанная с новой физикой. Кроме того, нельзя исключать общую ошибку в сечении нейтрино на галлии или некоторые проблемы с эффективностью извлечения, хотя все аспекты экспериментальной процедуры были перепроверены [22, 23].

2. Ожидаемые ограничения на параметры стерильных нейтрино из астрофизических наблюдений в рамках миссии СРГ

В июле 2019 года была запущена космическая обсерватория Спектр – Рентген – Гамма (СРГ) [103] – российская рентгеновская обсерватория, созданная при участии Германии и предназначенная для получения глубокой рентгеновской карты Вселенной в широком диапазоне энергий от 0.2 до 30 кэВ, с двумя рентгеновскими телескопами SRG/ART – XC [104] и SRG/eROSITA [105] на борту. Мы ожидаем, что данная космическая обсерватория внесет значительный вклад в космологию, исследуя свойства крупномасштабной структуры Вселенной, галактик и скоплений галактик [106, 107, 108]. Данные, которые могут быть получены в рамках миссии СРГ, обеспечат значительное улучшение космологических ограничений по сравнению с результатами более ранних рентгеновских наблюдений [109, 110, 111].

Несмотря на то, что ожидаемые результаты могут дополнительно уточнить параметры Стандартной космологической модели Λ CDM, миссия СРГ имеет также большой потенциал в тестировании конкретных моделей физики элементарных частиц, темной энергии и темной материи. Примечательно, что частицы темной материи, распадающиеся или аннигилирующие в фотоны кэВного диапазона масс в конечном состоянии (диапазон энергий от 0.2 до 10 кэВ для телескопа eROSITA и от 4 до 30 кэВ для телескопа ART – XC), могут быть исследованы в рамках данной миссии.

В этой и следующей главе мы сосредоточимся на конкретных кандидатах на роль частиц темной материи, а именно на стерильных нейтрино, которые из-за смешивания с активными нейтрино могут распадаться на активное нейтрино

(электронное, мюонное или тау-нейтрино) и фотон

$$\nu_s \rightarrow \nu_{e,\mu,\tau} + \gamma. \quad (38)$$

Ширина распада стерильного нейтрино в этом процессе определяется следующим выражением [112, 113]

$$\Gamma_{\nu_s} = \frac{9}{1024} \frac{\alpha}{\pi^4} G_F^2 m_{\nu_s}^5 \sin^2 2\theta = 1.36 \times 10^{-22} \left(\frac{m_{\nu_s}}{1 \text{кэВ}} \right)^5 \sin^2 2\theta \text{ s}^{-1}, \quad (39)$$

где m_{ν_s} — масса стерильного нейтрино, θ — угол смешивания между активными и стерильными нейтрино, где мы не различаем собственное состояние массы и аромата при малых углах смешивания. В этом двухчастичном распаде энергия вылетающего фотона равна $E_\gamma = m_{\nu_s}/2$, а стерильные нейтрино, образующие галактическую темную материю, производят монохроматический фотонный спектр шириной порядка скорости частиц темной материи в галактике, т.е. $v \sim 10^{-4} - 10^{-3}$.

Если темная материя действительно состоит из распадающихся стерильных нейтрино, то мы можем ожидать наблюдения сигнальных потоков от объектов с преобладанием темной материи. В данной главе мы оцениваем чувствительность телескопов миссии СРГ и получаем ожидаемые ограничения на параметры распадающихся стерильных нейтрино, рассматривая Млечный путь в направлении на галактический центр как возможный источник монохроматических фотонов. Этот выбор мотивирован исследованиями, основанными на анализе данных телескопов предыдущего поколения, которые тщательно изучили распределение темной материи в нашей галактике, анализируя динамику звезд и межзвездных облаков.

2.1. Космическая обсерватория Спектр – Рентген – Гамма

Научная полезная нагрузка обсерватории СРГ состоит из двух рентгеновских телескопов – ART-XC [114, 115, 116, 104] и eROSITA [105] – производства России и Германии соответственно.

Как ожидалось, в ходе данной миссии будет получена карта крупномасштабной структуры Вселенной, включающая более ста тысяч скоплений галактик. По окончании основной обзорной миссии (четыре года работы в режиме обзора всего неба) СРГ будет переведена на точечные наблюдения выбранных объектов (два года работы), что позволит более детально исследовать наиболее интересные источники рентгеновского излучения. В частности, с помощью этих данных можно будет использовать спектры различных астрофизических объектов для поиска пиковой сигнатуры радиационных распадов темной материи.

Обсерватория СРГ обращается с шестимесячным периодом вокруг второй точки Лагранжа (L2) системы Солнце – Земля, расположенной на расстоянии примерно 1.5 млн км от Земли, по эллиптической незамкнутой орбите с полуосями 0.75 млн км и 0.25 млн км. В обзорном режиме ось наведения телескопа непрерывно вращается вокруг направления на Землю и Солнце, поэтому благодаря такой стратегии наблюдений вся небесная сфера охватывается за полугодовой период. Таким образом, в течение основного четырехлетнего периода наблюдений будет выполнено восемь полных сканирований небесной сферы. Полное поле зрения телескопа eROSITA составляет 0.8 град², а для ART-XC – около 2 град² (в режиме телескоп + концентратор, см. [116]). Это означает, что общее среднее время экспозиции для любого участка неба, соответствующего полю зрения телескопа, составит около 2500 с и 6100 с соответственно (без поправки на виньетирование – ухудшение качества изображения от центра к краю).

В обзорном режиме важнейшим параметром, характеризующим способность охватить большую часть неба, является охват или «grasp» ($G(E)$), который определяется как произведение эффективной площади телескопа, скорректированной с учетом виньетирования, на угловую площадь поля зрения телескопа, т.е. $\text{см}^2 \times \text{град}^2$. Охват или grasp для телескопов eROSITA и ART-XC на борту обсерватории СРГ показан на Рисунке 10 в сравнении с охватами XMM [117] и телескопом NuSTAR [118]. Охват телескопа ART-XC показан для режима телескоп + концентратор. Охват для XMM рассчитывался с использованием эффективных площадей камер PN, MOS1, MOS2 и эффектов виньетирования. Охват для телескопа NuSTAR рассчитан в режиме апертуры рассеянного света, используемого при поиске распадов стерильных нейтрино [51, 119]. Нижняя и верхняя кривые представляют собой средние значения апертуры NuSTAR, полученные из наблюдений NuSTAR в центре Галактики [51] и балджа [119]. Средний охват NuSTAR умножается на зависящую от энергии эффективность прохождения фотонов через бериллиевый экран детектора NuSTAR. Разница в оценках охвата NuSTAR в основном объясняется сильным загрязнением от рассеянного света ярких источников в центре Галактики. В наблюдениях галактического балджа загрязнение апертуры NuSTAR рассеянным светом от рентгеновского фона сведено к минимуму, однако ожидаемый сигнал от темной материи также ниже по сравнению с сигналом от центра галактики из-за меньшего количества темной материи, находящейся на луче зрения. Отметим, что общая эффективная экспозиция, использованная для исследований темной материи в центре галактики [51] и балджа [119] в рамках наблюдений NuSTAR, составляет $\sim 2 \times 10^5$ и $\sim 1 \times 10^5$ с соответственно. На больших угловых расстояниях от центра Галактики поиск сигнала от распада стерильных нейтрино проводился с более высокой экспозицией NuSTAR (7.5 Мс для каждого из детекторов), и были получены сопоставимые верхние пределы [121, 119, 53].

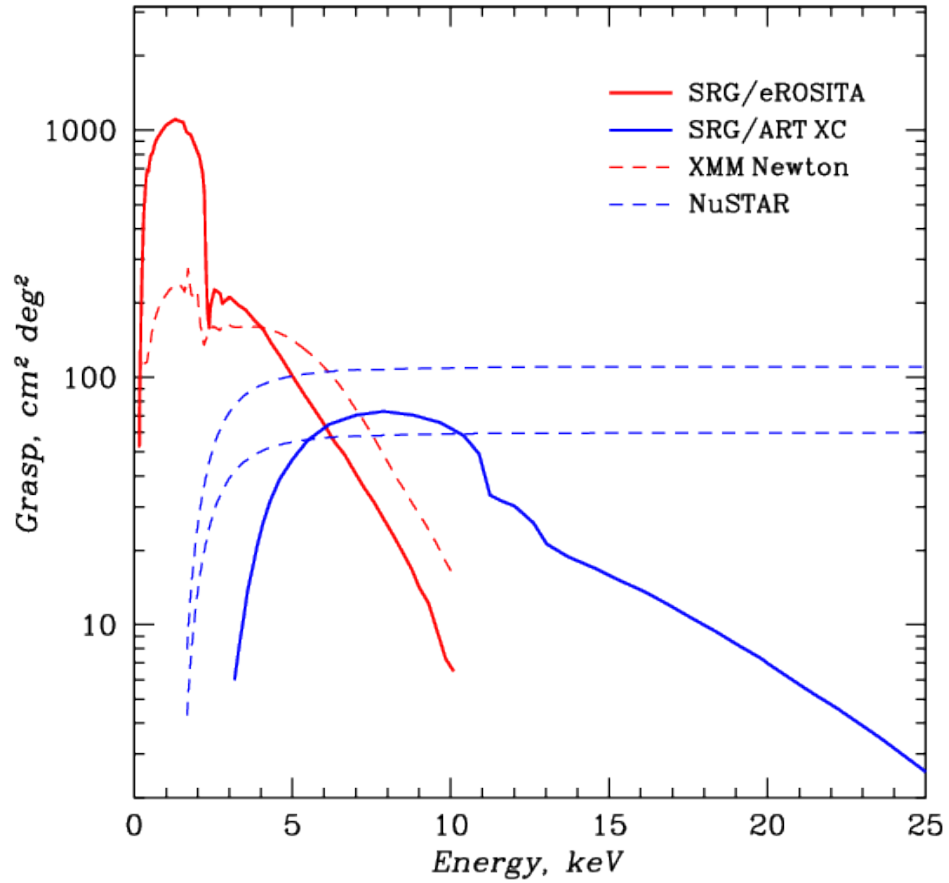


Рис. 10: Охваты для телескопов eROSITA, ART-XC, XMM и NuSTAR, доступные для поисков распадов стерильных нейтрино темной материи [120]. Для телескопа ART-XC показан охват для режима телескоп + концентратор. Нижняя и верхняя кривые охвата NuSTAR рассчитаны только для апертуры рассеянного света, которая используется при поиске распадов стерильных нейтрино в центре галактики [51] и балдже [119].

Из Рисунка 10 видно, что охват телескопа eROSITA значительно превосходит охват XMM при энергиях ниже ≈ 2.2 кэВ. При более высоких энергиях охваты телескопов на борту СРГ сравнимы с охватами XMM и NuSTAR. Поэтому, основное различие в ограничениях на поток от распада темной материи при этих энергиях между телескопами eROSITA и ART-XC по сравнению с XMM и NuSTAR возникнет из-за разницы в экспозициях, используемых для наблюдения за источником.

Для надежного обнаружения сигнала необходимо знать зависимость между величиной фона и энергией. Оценки ожидаемого количества событий для телескопов eROSITA и ART-XC, полученные путем моделирования фонового сигнала и наземных калибровок, а также на основе данных наблюдений более ранних миссий, представлены в [107, 116].

Установлено, что фон заряженных частиц, наблюдавшийся в первые месяцы полета СРГ, в целом согласуется с предполетными оценками для телескопа ART-XC [103, 104] и в несколько раз выше для телескопа eROSITA [103, 105]. Фон частиц должен стать ниже, когда активность Солнца будет выше (см. например [122]), что ожидается в течение следующих нескольких лет.

Для приведенных ниже оценок мы принимаем наблюдаемый фон частиц eROSITA и ART-XC, взятый из [103, 104, 105]. Поскольку СРГ находится на орбите вокруг второй точки Лагранжа (L2) системы Земля – Солнце, тепловые условия на борту СРГ и фон частиц на детекторах телескопов ART-XC и eROSITA Ожидаются чрезвычайно стабильными по сравнению с условиями на околоземных орбитах [refs].

При энергиях ниже 2 кэВ в фоне телескопа eROSITA преобладает Космический рентгеновский фон (СХВ) по всему небу и, кроме того, рентгеновское излучение Галактического хребта (GRXE) [123, 124, 125, 126] при наведении на галактическую плоскость и балдж. Мы ожидаем, что примерно 50% СХВ будет разрешено eROSITA при съемке с предельным потоком $\sim 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ на энергиях 0.5 – 2 кэВ (см. напр. [127, 128]). Обнаруженные источники рентгеновского излучения будут удалены из данных. Благодаря хорошему угловому разрешению eROSITA и ART-XC потери эффективного поля зрения во внегалактических полях не будут значительными (намного меньше 1%), что легко оценить, учитывая угловое разрешение телескопов и количество ожидаемых источников. Потери эффективного поля зрения из-за исключения ярких источников рентгеновского излучения вблизи центра Галактики будут больше (до нескольких процентов), что для наших целей все равно не будет существенным.

Для более слабых источников с потоком ниже ~ 1 mCrab был рассчитан вклад (GRXE) в фоновую модель на основе модели звездных масс в ближнем инфракрасном диапазоне из [129] и рентгеновской эмиссии галактического хребта в области 3 – 20 кэВ на единицу звездной массы из [123]. Было проверено, что этот подход эффективно моделирует поток наблюдаемого распределение количества обнаруженных источников в глубоком обзоре Chandra области спирального рукава Norma [130]. Отметим, что при анализе реальных данных СРГ большее количество обнаруженных источников галактического рентгеновского излучения приведет, с одной стороны, к большим потерям наблюдаемого поля зрения, а с другой стороны, к уменьшению вклада GRXE в фоновую модель.

Мы предполагаем, что поток от распадов стерильных нейтрино регистрируется в полосе частот, равной энергетическому разрешению соответствующего телескопа. Данные для энергетического разрешения взяты из [107] для eROSITA и из [114] для ART-XC и приведены в Таблице 5.

Таблица 5: Основные технические характеристики телескопов миссии СРГ [120].

	eROSITA	ART-XC
Диапазон энергий [кэВ]	0.2 – 10	4 – 30
Энергетическое разрешение (FWHM)	138 эВ на 6 кэВ	10% на 14 кэВ
Поле зрения (FOV) [град ²]	0.833	0.3 – 2.0

2.2. Оценка сигнального потока от распадов стерильных нейтрино

Предполагая, что стерильные нейтрино образуют галактическую темную материю, мы можем оценить поток фотонов от распадов стерильных нейтрино

в близлежащих источниках (например, из гало нашей Галактики, ее спутников или членов местной группы галактик, таких как галактика Андромеда) следующим образом:

Интенсивность фотонов от распадов частиц темной материи записывается как

$$I_\gamma \equiv \frac{d^2 F_\gamma}{dE_\gamma d\Omega}, \quad (40)$$

где F_γ – есть сигнальный поток, Ω – телесный угол, в котором наблюдается источник темной материи. Величина F_γ имеет следующий вид

$$F_\gamma = \frac{1}{4\pi} \int \int \frac{\Gamma_{\nu_s}}{m_{\nu_s}} \frac{dN}{dE_\gamma} \frac{d\mathcal{S}_{DM}}{d\Omega} dE_\gamma d\Omega, \quad (41)$$

где \mathcal{S}_{DM} есть плотность темной материи на луче зрения в данном телесном угле Ω (например, в поле зрения телескопа (FOV)), dN/dE_γ – есть спектр образующихся фотонов. В силу того, что мы рассматриваем лишь двухчастичные распады, а также в силу того, что ширина линии распада много меньше энергетического разрешения обоих телескопов, мы можем считать, что $dN/dE_\gamma \sim \delta(E_\gamma - m_{\nu_s}/2)$ с учетом соответствующей нормировки. Таким образом, сигнальный поток принимает форму

$$F_\gamma = \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma_{\nu_s}}{m_{\nu_s}} \mathcal{S}_{DM}, \quad (42)$$

или в более явном виде

$$F_\gamma = \frac{1}{7.88 \times 10^{-4}} \left(\frac{\mathcal{S}_{DM}}{\text{M}_\odot \text{pc}^{-2}} \right) \left(\frac{2E_\gamma}{1 \text{ keV}} \right)^4 \sin^2(2\theta) \frac{\text{cts}}{\text{cm}^2 \text{ s}}.$$

Величина \mathcal{S}_{DM} может быть вычислена различными способами с учетом конкретного вида профиля распределения плотности темной материи. В нашем анализе мы рассматриваем случай, когда распределение плотности темной материи в гало зависит только от модуля радиус – вектора от центра гало до данной точки. В этом случае, в галактических координатах (b, l) , величина \mathcal{S}_{DM} имеет вид

$$\mathcal{S}_{DM} = \int_{b_1}^{b_2} \int_{l_1}^{l_2} \int_0^{R_{cut}} \frac{\rho_{DM}(r)}{z^2} z^2 \sin\left(\frac{\pi}{2} - b\right) dz db dl, \quad (43)$$

где $(b_1, b_2), (l_1, l_2)$ – есть пределы интегрирования, определяющие размер выбранной области на небе, R_{cut} – масштаб обрезания, который как правило соответствует вириальному радиусу. Отметим, что результат интегрирования слабо зависит от верхнего предела, если тот равен или несколько больше вириального радиуса. z – расстояние вдоль луча зрения от наблюдателя до данного объекта, $\rho_{DM}(r)$ – профиль плотности темной материи, $r = r(b, l, z)$ есть

$$r(b, l, z) = \sqrt{z^2 + r_{g.c.}^2 - 2r_{g.c.}z \cos b \cos l}, \quad (44)$$

где $r_{g.c.}$ – расстояние от наблюдателя до центра Млечного пути.

Связь между сферической системой координат и галактической системой координат, а также углом $\hat{\theta}$, указывающим направление от центра Млечного пути на заданный объект (угол между z и осью X , см. Рисунок 11), выглядит следующим образом

$$\phi = l, \quad \theta = \frac{\pi}{2} - b, \quad \cos \hat{\theta} = \cos b \cos l. \quad (45)$$

Как правило, гораздо удобнее проводить вычисления сразу в галактических координат, центрируясь на центр Млечного пути, так как в этом случае проще учитывать вклад темной материи от Галактики на луче зрения при вычислении суммарных вкладов от других объектов (к примеру, от других галактик или скоплений галактик). Однако при проведении вычислений непосредственно для нашей Галактики, где нас интересует лишь угол раствора конуса при направлении на центр, удобно использовать следующий вид

$$\mathcal{S}_{DM} = \int_0^{2\pi} \int_0^{w_r} \int_0^{R_{cut}} \frac{\rho_{DM}(r)}{z^2} z^2 \sin \theta dz d\theta d\phi, \quad (46)$$

где w_r – угловой радиус раствора конуса наблюдаемой области, а $r = r(z, \theta)$ есть

$$r(z, \theta) = \sqrt{z^2 + r_{g.c.}^2 - 2r_{g.c.}z \cos \theta}, \quad (47)$$

где θ – угол между лучом зрения и направлением на центр Млечного пути (ось Z в данном случае направлена от наблюдателя на центр Галактики, см. Рисунок 12).

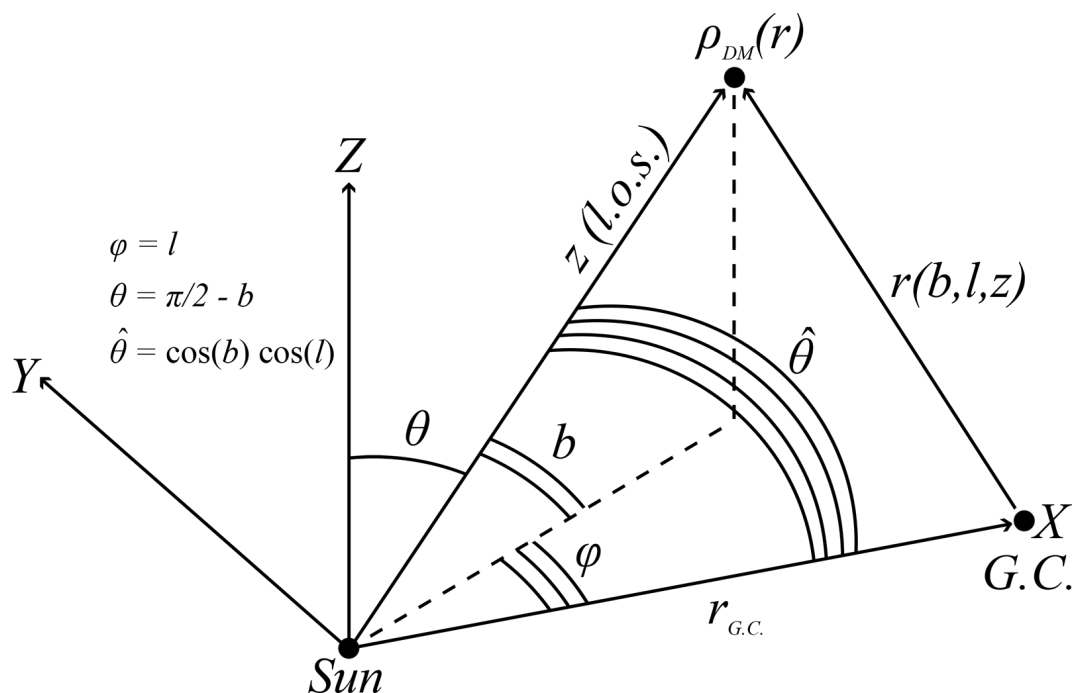


Рис. 11: Связь между галактическими и сферическими координатами для вычисления \mathcal{S}_{DM} для заданного объекта на небе. Вычисления для произвольной формы телесного угла и для произвольного объекта на небе удобно проводить в галактической системе координат относительно расположения объекта от Млечного пути.

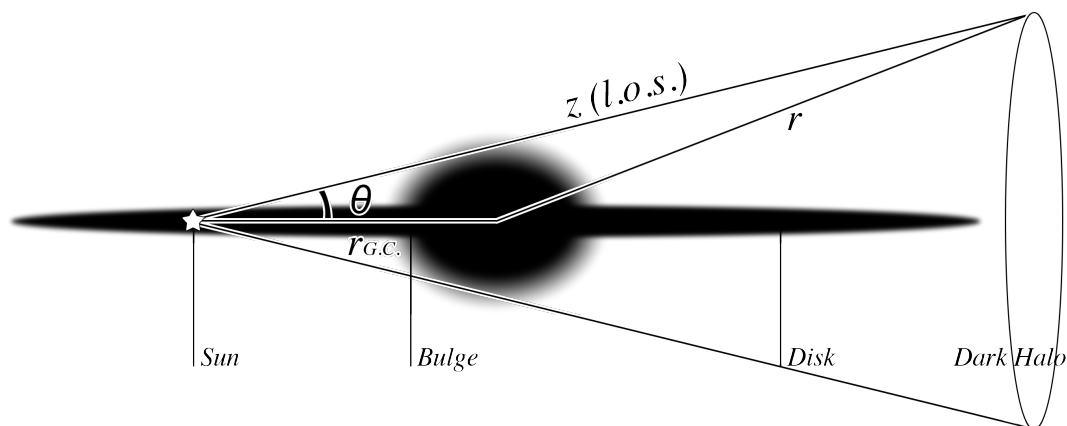


Рис. 12: Иллюстрация, изображающая геометрию, в которой оценивается сигнальный поток фотонов при наблюдении вокруг центра Млечного пути [120].

Для оценки сигнального потока нам необходимо знать распределение плотности темной материи для каждого объекта, являющегося источником исследуемых фотонов. Данная величина не является фиксированной и не измеряется напрямую, поэтому имеются значительные неопределенности в оценках распределения плотности темной материи в галактиках. Однако эти неопределенности оказываются не столь драматичными для оценки сигнала от распада частиц темной материи, по сравнению с оценкой сигнала от аннигиляции частиц темной материи, так как в отличие от нашего случая, где сигнал пропорционален плотности темной материи, во втором случае сигнал становится пропорциональным квадрату плотности.

Для описания распределения плотности темной материи в галактике Млечный путь мы используем стандартный профиль NFW [131]

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2} \quad (48)$$

и параметры, приведенные в [51]: $\rho_s = 10.5 \times 10^{-3} \text{ M}_\odot \text{кпк}^{-3}$ и $r_s = 20 \text{ кпк}$, $r_{g.c.} = 8 \text{ кпк}$.

Поскольку, как отмечено выше, существует заметный разброс в оценках профилей плотности темной материи, стоит проиллюстрировать связанные с дисперсией профиля плотности темной материи неопределенности геометрического фактора \mathcal{S}_{DM} . На Рисунке 13 мы приводим различные профили плотности темной материи для галактики Млечный путь и показываем вариации профиля в зависимости от модельных параметров.

К примеру, в самом центре Млечного пути (малые углы) различия в предлагаемых в литературе профилях нашей Галактики весьма существенны. Однако ниже нас будут интересовать углы, превышающие один градус, где представленные неопределенности совпадают с точностью до фактора два, что мы и будем иметь в виду в дальнейшем.

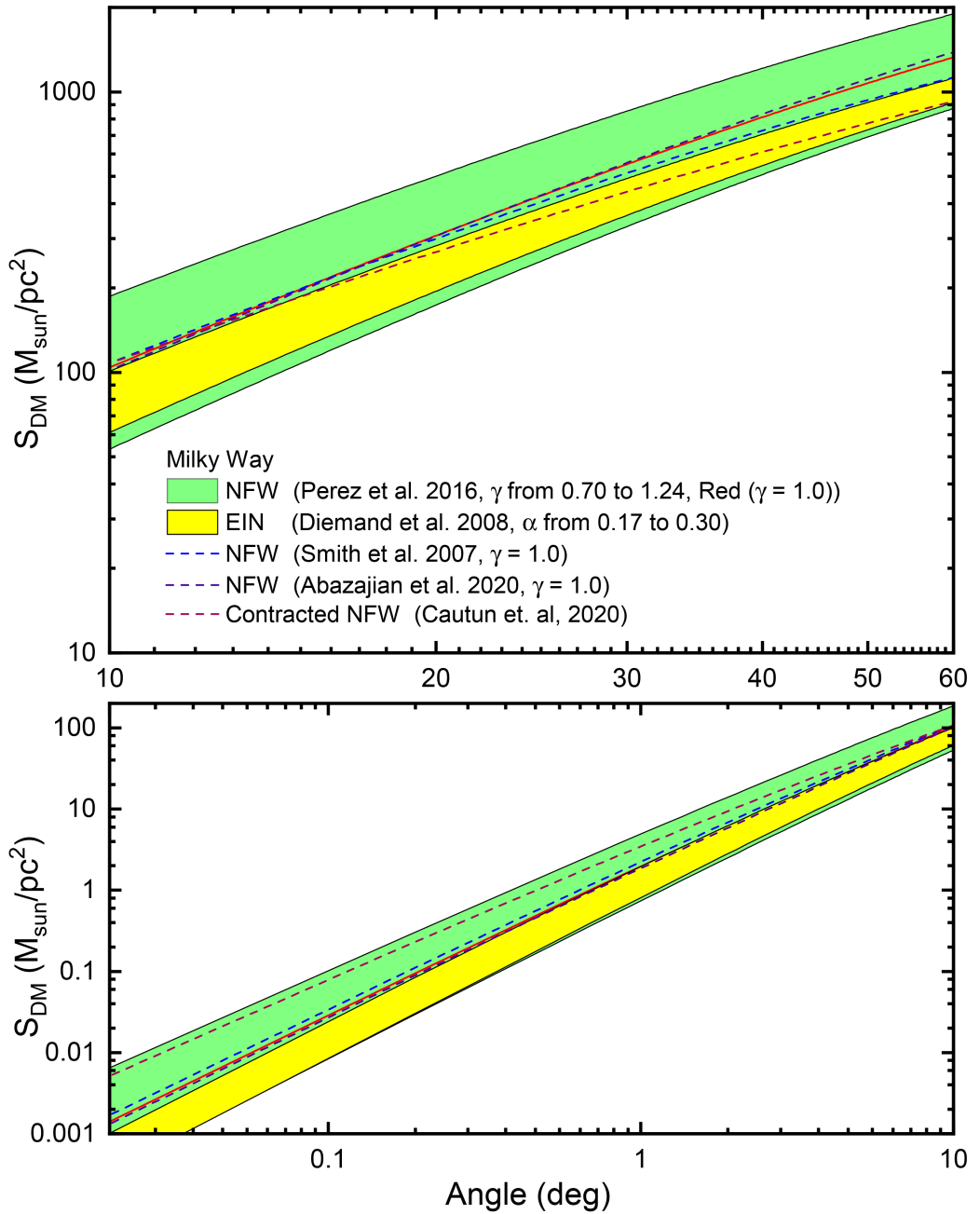


Рис. 13: Вариации геометрического фактора \mathcal{S}_{DM} для заданного угла раствора конуса θ по направлению на центр Млечного пути, обусловленные различными оценками профилей распределения плотности темной материи, полученных в [132, 133, 51, 134, 135].

На основе анализа, представленного выше, мы можем вычислить поток фотонов (43) от распадов стерильных нейтрино в центральной части Млечного пути (GC) в заданном угле раствора конуса θ . Ниже мы приводим значения

для величины \mathcal{S}_{DM} , выраженные в единицах ($M_{\odot}\text{пк}^{-2}$).

$$\mathcal{S}_{DM}^{\text{GC}_{3.0^\circ}} = 13.7, \quad \mathcal{S}_{DM}^{\text{GC}_{60^\circ}} = 1.3 \times 10^3. \quad (49)$$

На Рисунке 14 представлена диаграмма, показывающая распределение \mathcal{S}_{DM} для различных направлений обзора Млечного пути с различными угловыми радиусами раствора конуса. Как видно из рисунка, наблюдения по направлению на центр Млечного пути с широким углом обзора оказываются наиболее перспективными, так как позволяют исследовать не только интегральный сигнал на больших углах, снижая неопределенности, которые возникают при наблюдениях в узких диапазонах углов, но и анизотропию сигнал/шум по направлению на центр/антицентр.

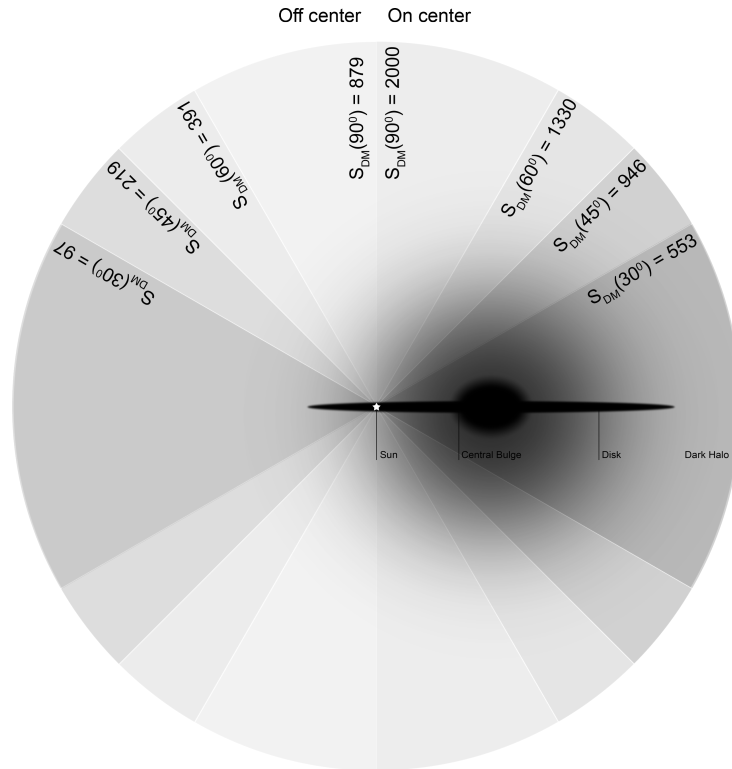


Рис. 14: Диаграмма распределения погонной плотности темной материи \mathcal{S}_{DM} для различных направлений и углов обзора Млечного пути. Величины \mathcal{S}_{DM} представлены в размерности $M_{\odot}\text{пк}^{-2}$.

2.3. Оценка чувствительности и ожидаемые ограничения

Текущие ограничения на параметры распадающихся стерильных нейтрино, представленные на Рисунке 15, могут быть использованы для оценки диапазона возможного сигнального потока от распадов стерильных нейтрино, которые могут наблюдаться в рамках миссии СРГ. Для рассматриваемой нами модели распадающихся стерильных нейтрино, сигнальные потоки ограничены сверху верхними пределами на угол смешивания θ , входящий в выражение (43), установленными предыдущими рентгеновскими наблюдениями, и снизу, исходя из космологических нижних пределов на угол смешивания [120]. Следовательно, для каждого астрофизического источника ожидаемый от распадов темной материи поток фотонов имеет ограничение сверху и снизу (см. например [120]).

Для оценки ограничений на параметры распадающихся стерильных нейтрино, которые могут быть получены в рамках миссии СРГ, мы применяем стратегию наблюдений, заключающуюся в обзоре очень широкой области вокруг центра Млечного пути. Как для телескопа eROSITA так и для телескопа ART-XC мы оцениваем сигнальный поток в направлении на центр Млечного пути с углом раствора конуса 60° . Затем, используя информацию о фоне на обоих телескопах (см. раздел 2.1), мы можем ограничить пространство параметров стерильных нейтрино для данного времени наблюдения. Отметим, что для телескопа eROSITA при наблюдениях GC с углом раствора конуса радиусом 60° мы исключаем центральную часть радиусом 2.5° и диск Галактики в диапазоне $\pm 1.5^\circ$, так как при низких энергиях, доступных для телескопа eROSITA вклад галактического излучения весьма значителен [120].

Вычисленные сигнальные потоки мы используем для оценки ограничений, которые могут быть получены за время наблюдения T . А именно, наблюдение за период T позволяет установить ограничение на поток фотонов F_γ и следовательно на угол смешивания θ , если ожидаемый сигнал за данное время не

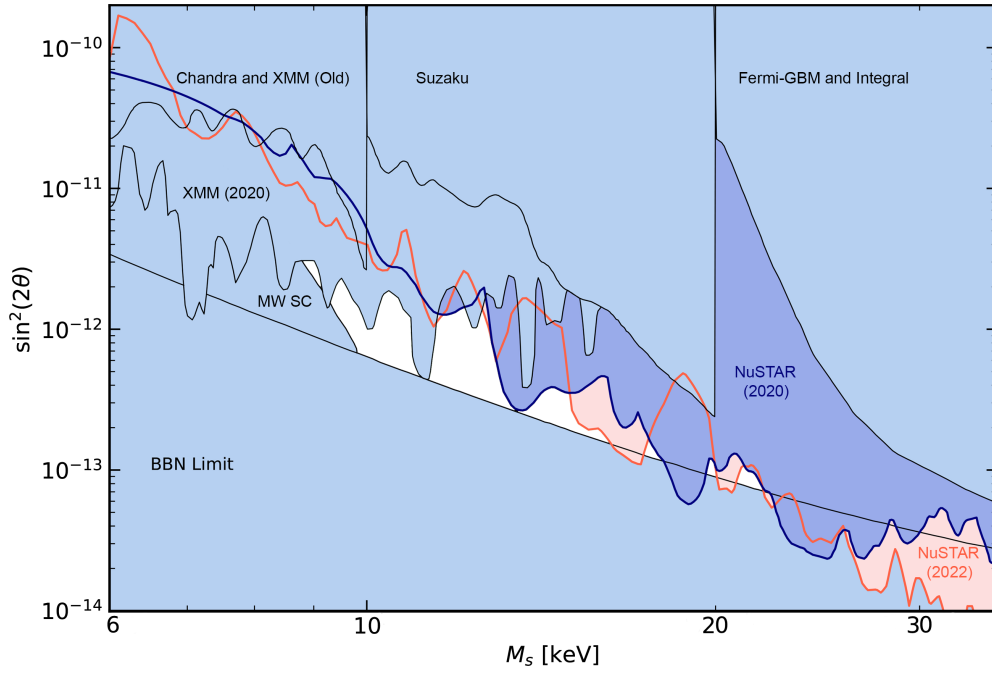


Рис. 15: Текущие ограничения на параметры стерильных нейтрино [136]. Белый цвет указывает на разрешенную область пространства параметров стерильных нейтрино, согласующуюся с рентгеновскими наблюдениями, космологическими ограничениями из первичного нуклеосинтеза (BBN) и космологическими ограничениями из подсчета спутниковых галактик Млечного пути (MW SC). Рентгеновские ограничения оказываются слабее, если стерильные нейтрино образуют лишь субдоминантный компонент темной материи. Пределы из подсчета галактик спутников (MW SC) в значительной степени зависят также от спектра стерильных нейтрино и, следовательно, от механизма их образования, действовавшего в ранней Вселенной. Ограничения BBN могут быть смягчены в расширенной модели, например, с большим количеством ингредиентов в нейтринном секторе.

превышает требуемый уровень значимости σ , такой что

$$\sigma^2 = \frac{[F_\gamma \times G(E)/\Omega]^2 \times T^2}{[F_\gamma \times G(E)/\Omega + C_{BG}] \times T}, \quad (50)$$

где $G(E)/\Omega$ — отношение охвата к угловому размеру источника, а C_{BG} — фоновая скорость счета (в отсчетах в секунду). Стоит обратить внимание, что это уравнение справедливо только в том случае, когда угловой размер источ-

ника больше, чем поле зрения телескопа. Если наблюдается область, равная полю зрения телескопа ($\Omega \cong \text{FOV}$), то отношение $G(E)/\Omega$ и есть эффективная площадь телескопа.

При стратегии обзора СРГ (см. раздел 2.1) покрытие неба ART-XC и eROSITA внутри конусов с центром в GC можно считать для наших целей примерно равномерным даже при 60° . Скорость счета фоновых событий C_{BG} здесь берется в полосе частот, соответствующей энергетическому разрешению телескопа. Энергетическое разрешение телескопа eROSITA остается практически постоянным, 2.3% во всем диапазоне энергий наблюдений [107], а энергетическое разрешения телескопа ART-XC следует из [114].

На Рисунке 16 мы представляем ожидаемые ограничения на угол смешивания, которые могут быть получены в рамках миссии СРГ по наблюдениям в направлении центра Галактики за 4 года (синяя линия соответствует телескопу ART-XC, красная линия телескопу eROSITA). Ограничения представлены для области с углом раствора конуса 60° вокруг центра Галактики. Как можно видеть из представленных данных, чувствительность eROSITA при 3.5 кэВ примерно аналогична чувствительности XMM, что и ожидалось [50] (см. дополнительно Рисунок 10). Сопоставляя это с масштабом времени доступным для миссии СРГ, можно сделать вывод, что ограничения, которые должны быть получены телескопом eROSITA вблизи линии 3.5 кэВ, о которой сообщалось ранее, могут быть сравнимы с ограничениями, полученными из данных XMM. Это обеспечит другое независимое исследование возможного сигнала распада стерильного нейтрино в этом диапазоне масс. Аналогичная и более высокая чувствительность для моделей распадающихся стерильных нейтрино ожидается для рентгеновских телескопов следующего поколения, таких как Athena и eXTP (см. например [137, 138]).

Отметим, что при энергиях фотонов ниже примерно 2.4 кэВ чувствительность телескопа eROSITA при широкоугольных наблюдениях выше, чем у XMM. Таким образом, данные eROSITA из широкоугольной области вокруг центра

Галактики дают новую независимую оценку области пространства параметров стерильных нейтрино. Это может быть важно, поскольку оба подхода могут иметь свою собственную неизвестную систематику. Точно так же, если частицы темной материи распадаются, это происходит в каждой галактике и постоянно, поэтому ожидаемый рентгеновский сигнал от неразрешенных астрофизических источников на космологических расстояниях подавляется из-за красного смещения и коррелирует с космическими структурами. Чувствительность eROSITA к соответствующим наблюдаемым сигнатурам для диффузной рентгеновской карты всего неба изучалась в [56, 57]. Соответствующее подробное исследование выполнено в следующей главе.

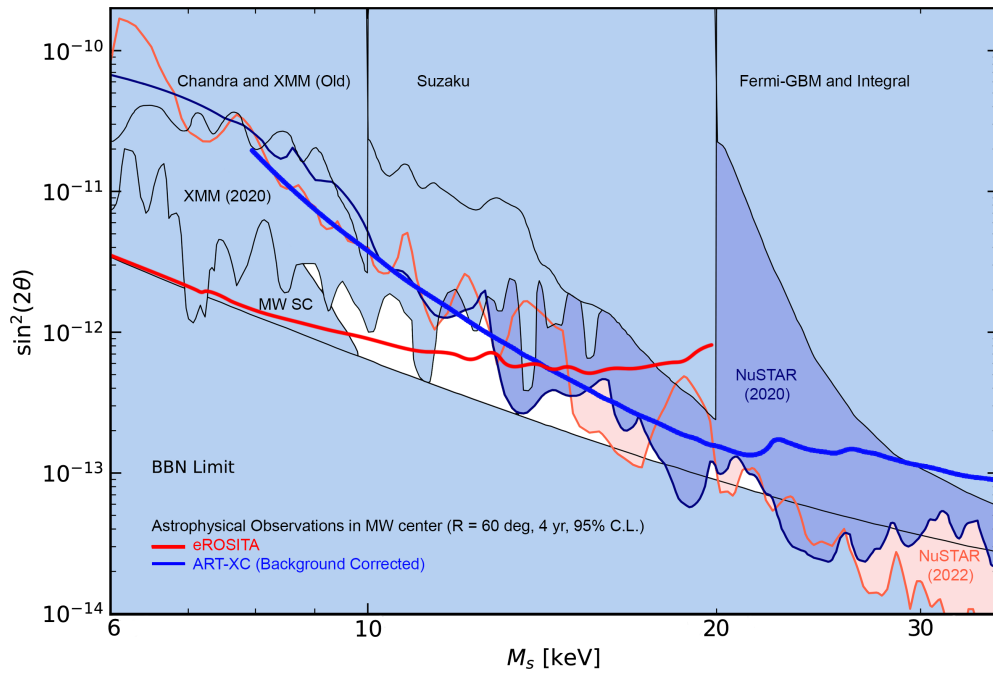


Рис. 16: Текущие и ожидаемые нами ограничения в пространстве параметров стерильных нейтрино в направлении на центр Галактики с углом раствора конуса 60° , которые могут быть получены в ходе четырехлетнего обзора всего неба по данным eROSITA (красная сплошная линия) и ART-XC (синяя сплошная линия). Background Corrected означает, что фон был нормирован с учетом дополнительных особенностей для телескопа ART-XC [104] по сравнению с предварительными оценками [120].

Полученные нами ограничения для телескопа ART-XC были апробированы с учетом последних доступных данных ART-XC в ходе двухлетнего обзора всего неба [139]. На Рисунке 17 представлены ограничения на угол смешивания распадающихся стерильных нейтрино, полученные в ходе анализа данных обзора всего неба за 2 года наблюдений. Ограничения были получены в рамках стратегии поиска следов распада стерильных нейтрино при наблюдениях с углом раствора конуса 60° в направлении на центр Галактики и наблюдениях остальной части неба в направлении от центра и последующем анализе разницы сигнальных и фоновых событий [139]. Как можно видеть из Рисунка 17, полученные ограничения (красная сплошная линия) хорошо согласуются с нашими предсказаниями для ART-XC (синяя пунктирная линия) для данного времени наблюдения, с учетом модельных неопределенностей и поправкой на статистические флуктуации, которые наблюдаются в реальных данных.

Данное согласие выглядит весьма оптимистично. Мы полагаем, что доступные в будущем новые данные наблюдений позволят усилить текущие ограничения, а также подробно исследовать следы от распадов темной материи, обусловленной стерильными нейтрино, в более мягком диапазоне энергий 0.5 - 10 кэВ, доступном для телескопа eROSITA. Это также может позволить провести совместный анализ ограничений в перекрывающихся областях 4 – 10 кэВ, охватываемых обоими телескопами миссии СРГ.

2.4. Обсуждение и перспективы

В данной главе мы рассмотрели возможности миссии СРГ и оценили чувствительность телескопов при наблюдении Млечного Пути для надежного исключения области возможного сигнала от распадов стерильных нейтрино. Стоит отметить, что представленные нами результаты дают оценку потенциала

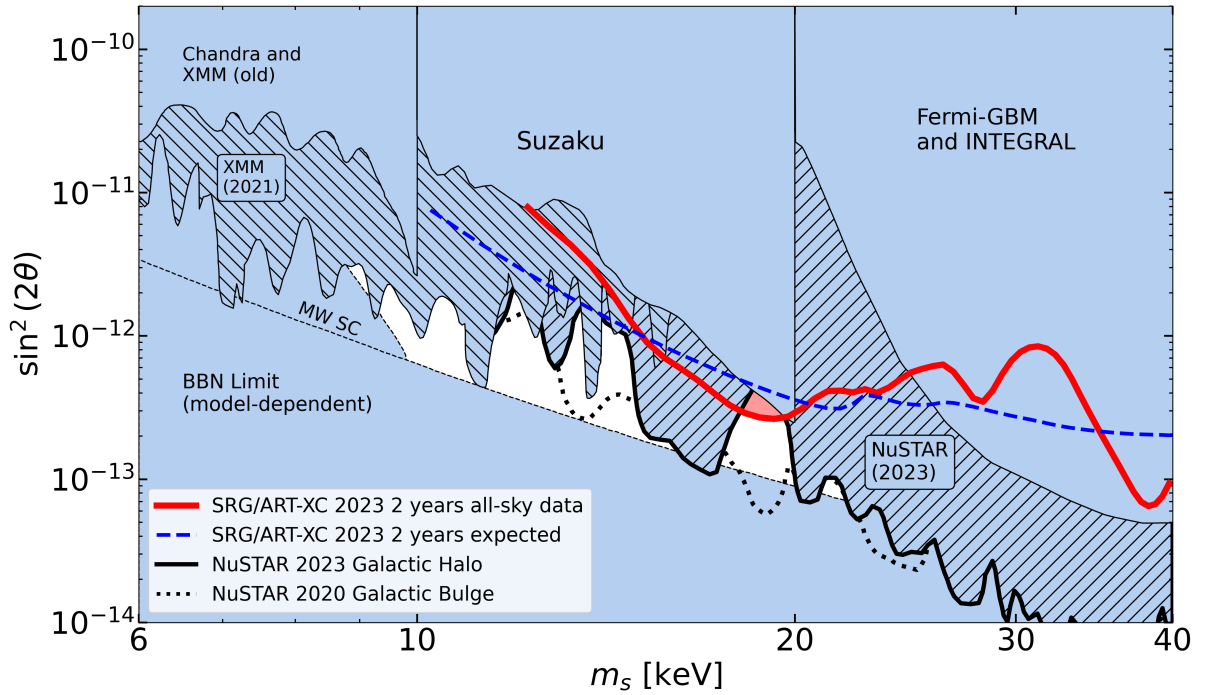


Рис. 17: Ограничения в пространстве параметров стерильных нейтрино по данным за 2 года, полученные телескопом ART-XC в режиме обзора всего неба (красная сплошная линия). Синяя пунктирная линия показывает ожидаемые ограничения, исходя из оценки чувствительности ART-XC, для времени наблюдений 2 года. Стоит отметить, что ожидаемая чувствительность не содержит статистических флуктуаций, наблюдаемых в реальных данных [139].

телескопов миссии SRG в контексте поиска линии распада, так как одним из основных источников неопределенностей является дисперсия профилей распределения плотности темной материи, это обстоятельство может изменить сигнальный поток примерно в два раза (см. Рисунок 13). Представленные нами численные результаты являются средней оценкой ожидаемой области исключения параметров стерильных нейтрино.

Отметим, что время экспозиции в широкой области радиусом 60° по направлению к центру галактики необходимо сравнить с экспозицией, которая будет получена для миссии SRG в обзоре всего неба. Как было заявлено, все небо будет обследовано SRG в общей сложности за четыре года. Таким образом, круговая область радиусом 60° будет сниматься в течение примерно одного года

по окончанию полного обзора (≈ 30 Мс). Эти данные позволят установить еще более сильные ограничения для минимально возможного сигнала от распада темной материи при энергиях фотонов от 5 кэВ до 20 кэВ для ART-XC, чем представленные в [139].

Мы полагаем, что данные рентгеновских наблюдений, проводимых телескопами ART-XC и eROSITA на борту космической обсерватории СРГ, позволят обстоятельно и широко изучить модели со стерильными нейтрино в качестве компоненты темной материи во Вселенной. Наличие перекрывающихся областей в энергетических диапазонах телескопов eROSITA и ART-XC позволит дополнительно улучшить общую чувствительность к параметрам стерильных нейтрино. Миссия СРГ имеет большой потенциал для проверки гипотезы о стерильных нейтрино как кандидатов на роль частиц темной материи в рамках минимальных расширений Стандартной модели (см. например [140]), где в модель не вводятся дополнительные ингредиенты для изменения динамики нейтрино в эпоху рождения.

3. Ожидаемые ограничения на параметры стерильных нейтрино из корреляционного анализа структур в рамках миссии СРГ

В данной главе мы используем подход, основанный на изучении авто и кросс – корреляционного углового спектра мощности темной материи и галактик. В рамках корреляционного анализа для каждой пары сигнатур (темная материя - темная материя, галактики - галактики, темная материя - галактики) рассчитывается нелинейный спектр мощности, а затем для всех пар сигнатур строится кросс-корреляционная функция и вычисляется угловой корреляционный спектр мощности. Данный спектр мощности получается путем интегрирования по красному смещению (z) и конформному импульсу (k) нелинейного спектра мощности и оконной функции, описывающей характерную форму распределения искомых сигнатур. Затем полученный модельный спектр сравнивается с измеренным корреляционным спектром с учетом неопределенностей от рентгеновского фона и вклада неопределенностей от заданных сигнатур. Таким образом, мы ищем корреляции между спектрами мощности таких структур, как пространственное распределение галактик и фотонами, обусловленными распадами стерильных нейтрино. В рамках данного подхода появляется возможность изучения кросс-корреляционного углового спектра мощности и анизотропии сигнала от темной материи на различных космологических масштабах.

Следуя анализу, представленному в [56, 57], мы вычисляем угловые корреляционные спектры темной материи вследствие распада стерильных нейтрино на активные нейтрино и фотоны, корреляционные спектры для каталога галактик и кросс-корреляционные спектры темной материи и каталога галактик. Мы используем каталог 2MRS [141] в качестве базового каталога, который охватывает большую часть неба и который также использовался в предыду-

щей работе [61]. На основании этих данных мы ограничиваем пространство параметров стерильных нейтрино. Мы выполняем расчеты как для телескопа eROSITA [105], так и для телескопа ART-XC [114, 115, 116, 142, 104] с использованием оценок рентгеновского фона с этих телескопов [105, 142, 104, 120]. Мы не ограничиваемся стандартным подходом в рамках Лимберовского приближения [143], а также проводим корреляционный анализ с использованием расширенного Лимберовского приближения [144] и затем сравниваем результаты, полученные в рамках обоих подходов. Мы показываем, что полученные нами ограничения находятся в хорошем согласии с результатами предыдущих работ для телескопа eROSITA [56, 57]. Также мы впервые получаем ограничения на параметры стерильных нейтрино, которые могут быть получены для телескопа ART-XC. Дополнительно мы иллюстрируем диапазон мультиполей, преимущественно на которых набираются ограничения. Мы проводим комбинированный анализ ограничений в рамках корреляционного анализа и показываем, что ограничения, которые могут быть получены с помощью этого подхода, оказываются более консервативными, чем те, которые могут быть получены из прямых астрофизических наблюдений.

3.1. Корреляционная функция и спектр мощности

Корреляционная функция флуктуаций интенсивности различных сигнатур i, j определяется как [145, 54, 146, 147, 55]

$$\langle \delta I_i(\vec{n}_1) \delta I_j(\vec{n}_2) \rangle = \sum_l \frac{2l+1}{4\pi} C_l^{ij} P_l(\cos \theta), \quad (51)$$

где под сигнатурами мы понимаем интенсивность излучения рентгеновских фотонов из – за распадов частиц темной материи, и пространственное распределение числа галактик в зависимости от красного смещения, \vec{n}_1, \vec{n}_2 – единичные векторы направления на небесной сфере, а угол $\theta = \angle(\vec{n}_1, \vec{n}_2)$ соответствует угловому размеру данной части неба, C_l^{ij} – угловой корреляционный спектр мощности между флуктуациями сигнатур i и j , $P_l(\cos \theta)$ – полиномы Лежандра, $\delta I_i(\vec{n}) = I_i(\vec{n}) - \langle I_i \rangle$ – флуктуации интенсивности различных сигнатур, где $\langle I_i \rangle$ – средняя интенсивность по небу.

Угловой корреляционный спектр мощности C_l^{ij} представляет собой фурье образ от двухточечной корреляционной функции для заданных сигнатур. Он определяет величину и свойства анизотропии сигнатур (сигнатуры) и задается следующим выражением [55]

$$C_l^{ij} = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty d\chi \int_0^\infty d\chi' \int_0^\infty k^2 dk \overline{W}_i(\chi) \overline{W}_j(\chi') P_{ij}(k, \chi, \chi') j_l(k\chi) j_l(k\chi'), \quad (52)$$

где χ – сопутствующее расстояние, $j_l(k\chi)$ – сферическая функция Бесселя порядка l , k – волновое число, $P_{ij}(k, \chi, \chi')$ – нелинейный спектр мощности материи

$$P_{ij}(k, \chi, \chi') = \sqrt{P_{ij}(k, \chi) P_{ij}(k, \chi')}, \quad (53)$$

который может быть рассчитан в рамках подхода модели гало [54], $\overline{W}_i(z)$ представляет собой кумулятивную оконную функцию в заданном диапазоне энергий

$$\overline{W}_i(z) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE W_i(E, z), \quad (54)$$

где оконная функция $W_i(E, z)$ представляет собой функцию распределения наблюдаемой величины, связанной с исследуемой сигнатурой, в зависимости от энергии E и красного смещения z .

Крупномасштабное распределение темной материи является сложной структурой, состоящей из множества отдельных подструктур. Модель гало [54] — феноменологическая модель, описывающая распределение плотности темной материи, содержащейся в изолированных гало. В рамках этой модели рассматриваются двухточечные корреляционные функции флуктуаций плотности темной материи в двух случаях: когда несколько субгало темной материи принадлежат одному гало и когда субгало темной материи принадлежат разным гало. Таким образом, рассмотрение корреляционных функций флуктуаций плотности темной материи для различных типов гало позволяет получить выражение для нелинейного спектра мощности [54, 148, 55, 149]

$$P_{ij}(k, z) = P_{ij}^{1h}(k, z) + P_{ij}^{2h}(k, z), \quad (55)$$

где первый член описывает корреляции между частицами субгало темной материи, принадлежащими одному гало, а второй член корреляции между субгало темной материи, принадлежащими разным гало,

$$P_{ij}^{1h}(k, z) = \int dM \frac{dn(M, z)}{dM} \left(\frac{M}{\bar{\rho}(z)} \right)^2 u_i^*(k; M, z) u_j(k; M, z), \quad (56)$$

$$P_{ij}^{2h}(k, z) = \left[\int dM_1 \frac{dn(M_1, z)}{dM_1} \left(\frac{M_1}{\bar{\rho}(z)} \right) b_i(M_1, z) u_i^*(k; M_1, z) \right] \times \left[\int dM_2 \frac{dn(M_2, z)}{dM_2} \left(\frac{M_2}{\bar{\rho}(z)} \right) b_j(M_2, z) u_j(k; M_2, z) \right] P_{\text{lin}}(k, z), \quad (57)$$

где $dn/dM(M, z)$ - функция масс гало, имеющая смысл числа изолированных гравитационно - связанных структур на единицу массы в единице сопутствующего объема, $\bar{\rho}(z) = \Omega_{\text{CDM}}(z)\rho_{\text{crit}}(z)$ - сопутствующая плотность фона темной материи, $b_i(M; z)$ - линейный байес [150], $P_{\text{lin}}(k, z)$ - линейный спектр мощности материи, $u_i(k; z, M)$ - преобразование Фурье функции распределения плотности

темной материи [54]

$$u(\mathbf{k}; M, z) = \frac{\int d^3\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}; M, z) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{\int d^3\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}; M, z)}, \quad (58)$$

где мы полагаем $\mathbf{k} = (0, 0, k)$.

В случае сферически - симметричного распределения плотности это выражение принимает вид

$$u(k; M, z) = \frac{1}{M} \int_0^{R_{vir}} 4\pi r^2 dr \frac{\sin(kr)}{kr} \rho(r; M, z), \quad (59)$$

где R_{vir} — вириальный радиус, содержащий гало массы M .

Мы используем профиль NFW [151] в качестве функции распределения плотности темной материи $\rho(r; M, z)$

$$\rho(r; M, z) = \frac{\delta_c(M, z) \rho_{crit}(z)}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2}, \quad (60)$$

где критическая плотность $\rho_{crit}(z)$ выражается из уравнения Фрийдмана через параметр Хаббла $H(z)$

$$\rho_{crit}(z) = \frac{3H^2(z)}{8\pi G}, \quad (61)$$

а характеристическая плотность δ_c записывается как [151]

$$\delta_c = \frac{\Delta(z)}{3} \frac{c(M, z)^3}{[\ln[1 + c(M, z)] - c(M, z)/(1 + c(M, z))]} \quad (62)$$

Величина $\Delta(z)$ характеризует отношение средней плотности гало темной материи ρ_{vir} в пределах вириального радиуса к $\bar{\rho}$ при заданном z . Связь между вириальным радиусом R_{vir} , массой гало M и средней плотностью ρ_{vir} выражается как

$$M = \frac{4\pi}{3} \Delta(z) \bar{\rho}(z) R_{vir}^3, \quad (63)$$

где $\Delta(0) = 18\pi^2$ при $z = 0$ [152]. Стоит отметить, что существует несколько различных способов определения этого значения. Мы устанавливаем $\Delta(z) = 200$ для всех значений z . $c(M, z)$ определяется как отношение вириального радиуса гало к скейлинговому радиусу $c(M, z) = R_{vir}/r_s$. Таким образом, распределение

плотности темной материи может быть описано массой гало (или вириальным радиусом) и параметром концентрации $c(M, z)$. Существует множество различных параметризаций $c(M, z)$, которые можно получить, в частности, с помощью численного моделирования. В нашем случае мы используем модель [153].

3.2. Приближение больших мультиполей

В приближении больших мультиполей [143], когда $l \gg 1$, мы полагаем $l \approx kr = k\chi$. В этом случае сферические функции Бесселя, стоящие в подынтегральном выражении (52) быстро осциллируют и могут быть заменены здесь на

$$j_l(kr) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2l}} \delta(l - kr), l \gg 1. \quad (64)$$

Таким образом, спектр мощности (52) в приближении больших мультиполей принимает вид

$$C_l^{ij} = \int_0^\infty \frac{d\chi}{\chi^2(z)} \overline{W}_i(\chi) \overline{W}_j(\chi) P_{ij} \left(k \approx \frac{l}{\chi}, z \right). \quad (65)$$

Выражение (65) используется в большинстве случаев, когда необходимо оценить угловой корреляционный спектр мощности на больших мультиполях. Как правило, при $l \sim 100$ выражение (52) очень хорошо согласуется с тем, что дает формула (65). Однако возникает вопрос, как можно оценить величину углового спектра мощности для относительно малых мультиполей.

В данном случае расчет спектра мощности по формуле (52) представляется очень затратным с вычислительной точки зрения. Однако, мы можем использовать так называемое расширенное Лимберовское приближение [144].

В соответствии с данным подходом выражение (52) можно представить в

виде ряда по степеням $(l + 1/2)$

$$C_l^{ij} = \int_0^\infty \frac{d\chi}{\chi} \bar{w}_i(\chi) \bar{w}_j(\chi) P_{ij} \left(k = \frac{\nu}{\chi}, z \right) \times \left(1 - \frac{1}{\nu^2} \left(\frac{\chi^2}{2} \left(\frac{\bar{w}_i''}{\bar{w}_i} + \frac{\bar{w}_j''}{\bar{w}_j} \right) + \frac{\chi^3}{6} \left(\frac{\bar{w}_i'''}{\bar{w}_i} + \frac{\bar{w}_j'''}{\bar{w}_j} \right) \right) + \mathcal{O} \left(\frac{1}{\nu^4} \right) \right), \quad (66)$$

где $\nu = l + 1/2$, $\bar{w}_i(\chi) \equiv \bar{W}_i(\chi)/\sqrt{\chi}$, и здесь мы ограничиваемся первыми двумя членами разложения.

Таким образом, угловой спектр мощности может быть записан в виде разложения по степеням $(l + 1/2)$ до слагаемых с требуемой степенью точности. Как и в работе [144], отметим, что даже замена $l \rightarrow l + 1/2$ в выражении (65) уменьшает ошибку с $\mathcal{O}(l^{-1})$ до $\mathcal{O}(l^{-2})$.

Это очень полезный результат, позволяющий достаточно хорошо улучшить оценки, полученные в рамках стандартного Лимберовского приближения.

3.3. Авто и кросс – корреляционные спектры мощности

Автокорреляционный угловой спектр мощности распадающейся темной материи имеет вид, определяемый уравнением (52) с точностью до замены $P_{ij}(k, z) = P_{dm, dm}(k, z)$ и $\bar{W}_i = \bar{W}_{dm}$ из уравнения (54).

В рамках Лимберовского приближения мы получаем [143]

$$C_l^{dm, dm} = \int_0^\infty \frac{d\chi}{\chi^2} \bar{W}_{dm}^2(\chi) P_{dm, dm} \left(k = \frac{l}{\chi}, z \right), \quad (67)$$

где нелинейный спектр мощности $P_{dm, dm}(k, z)$ вычисляется в рамках модели гало [54, 148, 55, 149]

$$P_{dm, dm}(k, z) = P_{dm, dm}^{1h}(k, z) + P_{dm, dm}^{2h}(k, z), \quad (68)$$

где члены $P_{dm, dm}^{1h}(k, z)$, $P_{dm, dm}^{2h}(k, z)$ явно записываются как

$$P_{\text{dm, dm}}^{1h}(k, z) = \frac{1}{\bar{\rho}^2(0)} \int dM \frac{dn(M, z)}{dM} \left[\int_0^{R_{\text{vir}}} 4\pi r^2 dr \frac{\sin(kr)}{kr} \rho(r; M, z) \right]^2, \quad (69)$$

$$P_{\text{dm, dm}}^{2h}(k, z) = \frac{1}{\bar{\rho}^2(0)} \left[\int dM \frac{dn(M, z)}{dM} b_{\text{lin}}(M, z) \left[\int_0^{R_{\text{vir}}} 4\pi r^2 dr \frac{\sin(kr)}{kr} \rho(r; M, z) \right] \right]^2 \times P_{\text{lin}}(k, z). \quad (70)$$

Оконная функция $W_{\text{dm}}(E, z)$ имеет следующий вид [56]

$$W_{\text{dm}}(E, z) = \frac{\Omega_{\text{CDM}} \rho_{\text{crit}}}{(1+z)} \frac{\Gamma_{\nu_s}}{4\pi m_{\nu_s}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_E^2}} \exp \left[-\frac{\left(E - \frac{m_{\nu_s}}{2(1+z)} \right)^2}{2\sigma_E^2} \right], \quad (71)$$

где E — энергия рентгеновского фотона, принятого детектором, $\sigma_E = \frac{\text{FWHM}(E)}{\sqrt{8 \ln 2}}$ — дисперсия энергетического разрешения телескопа.

Автокорреляционный угловой спектр мощности галактик имеет вид, определяемый уравнением (52) при замене $\bar{W}_i = W_g$, $P_{ij}(k, z) = P_{g,g}(k, z)$. В Лимберовском приближении [143] выражение (52) принимает вид

$$C_l^{g,g} = \int_0^\infty \frac{d\chi}{\chi^2(z)} W_g^2(\chi) P_{g,g} \left(k = \frac{l}{\chi}, z \right), \quad (72)$$

где спектр мощности $P_{g,g}(k, z)$ может быть рассчитан в рамках формализма Halo Occupation Distribution (HOD) [154, 155, 156, 54, 157, 158, 148].

Предполагая, что функция распределения вероятностей присутствия N_g галактик в родительском гало с массой M соответствует распределению Пуассона $P_{\langle N_g \rangle M}(N_g)$ [158], выражение для спектра мощности $P_{g,g}(k, z)$ записывается в виде

$$P_{g,g}(k, z) = P_{g,g}^{1h}(k, z) + P_{g,g}^{2h}(k, z), \quad (73)$$

где

$$P_{g,g}^{1h}(k, z) = \int dM \frac{dn(M, z)}{dM} \frac{\langle N_g(N_g - 1) \rangle_M}{\langle n_g(z) \rangle^2} |u_g(k; M, z)|^p, \quad (74)$$

$$P_{g,g}^{2h}(k, z) = \left[\int dM \frac{dn(M, z)}{dM} \frac{\langle N_g \rangle_M}{\langle n_g(z) \rangle} b_{\text{lin}}(M, z) u_g(k; M, z) \right]^2 P_{\text{lin}}(k, z). \quad (75)$$

Ввиду того, что второе слагаемое дает существенный вклад в спектр мощности в основном на больших масштабах, выражение (75) с нормировкой $u(k; M, z) \rightarrow 1$ при $k \rightarrow 0$ примерно равно

$$P_{g, g}^{2h}(k, z) \approx b_g^2(z) P_{\text{lin}}(k, z), \quad (76)$$

где b_g – галактический байес (т.е. отношение, характеризующее различие между пространственным распределением галактик и лежащим в их основе распределением плотности темной материи) [159, 160, 54]

$$b_g(z) = \frac{1}{\langle n_g(z) \rangle} \int dM \frac{dn(M, z)}{dM} \langle N_g \rangle_M b_{\text{lin}}(M, z). \quad (77)$$

Формально, преобразование Фурье $u_g(k; M, z)$ должно вычисляться для подгало галактик, входящих в родительское гало. Однако выражение $u_g(k; M, z)$ можно заменить выражением $u_{\text{dm}}(k; M, z)$, определяемым формулами (58), (59) с достаточной степенью точности [161, 157]. Показатель степени p зависит от среднего числа галактик в гало $\langle N_g \rangle$ и от типа составляющих его галактик [54].

Среднее число галактик $\langle N_g \rangle_M$ в гало массы M определяется как средняя сумма галактик, находящихся в центре гало массы M , и галактик - спутников, распределенных внутри этого гало [158]

$$\langle N_g \rangle_M = \langle N_{\text{cen}} \rangle_M + \langle N_{\text{sat}} \rangle_M. \quad (78)$$

Предполагая, что случайная величина N_g имеет распределение Пуассона, среднее число пар галактик в гало $\langle N_g(N_g - 1) \rangle_M$ можно представить в виде

$$\langle N_g(N_g - 1) \rangle_M = \langle N_{\text{cen}}(N_{\text{cen}} - 1) \rangle_M + 2\langle N_{\text{cen}}N_{\text{sat}} \rangle_M + \langle N_{\text{sat}}(N_{\text{sat}} - 1) \rangle_M, \quad (79)$$

где в силу условий $N_{\text{sat}} = 0$ при $N_{\text{cen}} = 0$ и $N_{\text{sat}} > 0$ при $N_{\text{cen}} = 1$, а также в силу того, что $\langle (N_g - \langle N_g \rangle)^2 \rangle_M = \langle N_g \rangle_M$, мы получаем $\langle N_{\text{cen}}N_{\text{sat}} \rangle_M = \langle N_{\text{sat}} \rangle_M$, $\langle N_{\text{sat}}(N_{\text{sat}} - 1) \rangle_M = \langle N_{\text{sat}} \rangle_M^2$. Таким образом, выражение (79) принимает вид

$$\langle N_g(N_g - 1) \rangle_M = 2\langle N_{\text{sat}} \rangle_M + \langle N_{\text{sat}} \rangle_M^2. \quad (80)$$

Выражения, входящие в (74, 75), записываются как

$$\langle N_g(N_g - 1) \rangle_M |u_g(k; M, z)|^p = 2\langle N_{\text{sat}} \rangle_M |u_g(k; M, z)| + \langle N_{\text{sat}} \rangle_M^2 |u_g(k; M, z)|^2, \quad (81)$$

$$\langle N_g \rangle_M u_g(k; M, z) = \langle N_{\text{cen}} \rangle_M + \langle N_{\text{sat}} \rangle_M u_g(k; M, z), \quad (82)$$

где в зависимости от $\langle N_g \rangle$ галактики, расположенные в центре гало, вносят единичный вклад в спектр плотности темной материи, $u_g(k; M, z) = 1$ [54].

Средняя концентрация галактик $\langle n_g(z) \rangle$ в единице сопутствующего объема определяется выражением

$$\langle n_g(z) \rangle = \int dM \frac{dn(M, z)}{dM} \langle N_g \rangle_M. \quad (83)$$

Величины $\langle N_{\text{cen}} \rangle_M$, $\langle N_{\text{sat}} \rangle_M$ имеют вид [158]

$$\langle N_{\text{cen}} \rangle_M = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left[\frac{\log M - \log M_{\min}}{\sigma_{\log M}} \right] \right], \quad (84)$$

$$\langle N_{\text{sat}} \rangle_M = \left[\frac{M - M_0}{M_1} \right]^\alpha, \quad (85)$$

$$\operatorname{erf}(x) \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt, \quad (86)$$

где M_{\min} — характерная минимальная масса гало, содержащего центральную галактику, M_0 — некоторая пороговая масса, при которой в гало отсутствуют спутники, M_1 — характерная масса гало, для которого в среднем имеется хотя бы один спутник в данном гало при условии $M - M_0 \geq M_1$, $\sigma_{\log M}$ — дисперсия массы гало, α — наклон спектра в распределении количества спутников. В нашем анализе мы полагаем $M - M_0 = M - M_{\min}$. Данное условие означает, что галактики - спутники присутствуют только в гало, содержащем центральную галактику. Значения параметров представлены в Таблице 6.

Оконная функция $W_g(z)$ характеризует в данном каталоге распределение числа галактик по красному смещению. В дальнейшем мы используем каталог 2MASS Redshift Survey (2MRS), включающий более 43 000 объектов, с красными смещениями до $z \sim 0.1$ и долей покрытия неба $f_{\text{sky}} \approx 0.91$ [141].

Таблица 6: Значения параметров, которые мы используем в анализе [158].

$\log(M_{\min}/M_{\odot})$	$\log(M_0/M_{\odot})$	$\log(M_1/M_{\odot})$	$\sigma_{\log M}$	α
11.68	11.86	13.00	0.15	1.02

Как указано в [61], дифференциальное распределение числа галактик в данном каталоге с хорошей степенью точности описывается следующей параметризацией.

$$\frac{dN_{2\text{MRS}}}{dz} = \frac{N_g \beta}{\Gamma[(m+1)/\beta]} \left(\frac{1}{z_0}\right) \left(\frac{z}{z_0}\right)^m \exp\left[-\left(\frac{z}{z_0}\right)^\beta\right], \quad (87)$$

где $\Gamma[(m+1)/\beta]$ — гамма - функция, $N_g = 43182$, $\beta = 1.64$, $m = 1.31$, $z_0 = 0.0266$. Таким образом, оконная функция $W_g(z)$, нормированная на единицу, принимает вид

$$W_g(z) = \frac{dz}{d\chi} \left[\frac{1}{N_g} \frac{dN_{2\text{MRS}}}{dz} \right]. \quad (88)$$

Кросс - корреляционный угловой спектр мощности темной материи и галактик, определяемый выражением (52) в Лимберовском приближении [143] записывается как [54, 55]

$$C_l^{dm,g} = \int_0^\infty \frac{d\chi}{\chi^2} \overline{W}_{dm}(\chi) W_g(\chi) P_{dm,g} \left(k = \frac{l}{\chi}, z \right), \quad (89)$$

где спектр мощности $P_{dm,g}(k, z)$ имеет следующий вид

$$P_{dm,g}(k, z) = P_{dm,g}^{1h}(k, z) + P_{dm,g}^{2h}(k, z), \quad (90)$$

где

$$P_{dm,g}^{1h}(k, z) = \int dM \frac{dn(M, z)}{dM} \frac{\langle N_g \rangle_M}{\langle n_g(z) \rangle} u_g(k; M, z) \left(\frac{M}{\bar{\rho}(0)} \right) u_{dm}(k; M, z), \quad (91)$$

$$P_{dm,g}^{2h}(k, z) = \left[\int dM \frac{dn(M, z)}{dM} b_{lin}(M; z) \left(\frac{M}{\bar{\rho}(0)} \right) u_{dm}(k; M, z) \right] \times \left[\int dM \frac{dn(M, z)}{dM} b_{lin}(M; z) \frac{\langle N_g \rangle_M}{\langle n_g(z) \rangle} u_g(k; M, z) \right] P_{lin}(k, z). \quad (92)$$

Выражение для спектра мощности $P_{dm,g}(k, z)$ на больших масштабах может быть приближенно выражено через галактический байес в следующей форме $P_{dm,g}(k, z) \approx b_g(z)P_{dm,dm}(k, z)$ [154].

3.4. Процедура вычислений

Выше был описан общий формализм для расчета угловых спектров мощности. В данном разделе мы описываем процедуру вычислений для получения ограничений в пространстве параметров стерильных нейтрино и анализируем полученные ограничения.

Для расчета линейного спектра мощности материи $P_{lin}(k, z)$, функции масс гало $dn/dM(M, z)$, линейного байеса $b_i(M; z)$ и преобразования Фурье плотности темной материи $u_i(k; z, M)$ использовались такие программные пакеты как HALOMODEL [162], HMF [163], COLOSSUS [164], CAMB [165], а также собственные библиотеки, разработанные для взаимодействия с данными программами и проведения финальных вычислений. В рамках вычислений мы используем следующие параметры Λ CDM [166]: $h = 0,674$, $\Omega_\Lambda = 0,685$, $\Omega_m = 0,315$, $\Omega_b = 0,0493$, $\Omega_{CDM} = 0,265$, $\sigma_8 = 0,811$. Для ускорения процесса вычислений угловых спектров мощности сначала мы вычисляем линейный спектр мощности материи $P_{lin}(k, z)$, функцию масс гало $dn/dM(M, z)$, линейный байес $b_i(M; z)$ и производим преобразование Фурье плотности темной материи $u_i(k; z, M)$ для заданной равномерной сетки k, z и M . Далее мы кэшируем эти наборы данных, а затем используем их в качестве реперных точек для быстрой интерполяции данных в требуемом диапазоне. Качество интерполяции дополнительно проверяется на случайной выборке переменных k, z, M , чтобы убедиться в отсутствии заметных отклонений от непосредственно вычисленных функций для данных пар переменных. Наблюдаемая ошибка интерполяции составляет по-

рядка нескольких процентов, что совершенно незначительно в рамках общих неопределенностей анализа [54]. Спектры мощности рассчитываются согласно формулам (56), (57). Интегралы, входящие в эти выражения, вычисляются численно двумя разными методами. Сначала вычисляются интегралы по методу Симпсона, затем проводится интегрирование по методу Вегас Монте - Карло. Количество точек интегрирования увеличивается итерационно таким образом, чтобы результаты расчетов оказывались стабильными, а погрешность расчетов стремилась к постоянной величине. Пределы интегрирования в выражениях (56), (57) и (65) выбраны равными $z : [0.01, 0.2]$, $M : [10^6, 10^{16}]M_{sun}$. Процедура расчета спектров мощности в расширенном Лимберовском приближении осуществляется совершенно так же, как и в стандартном Лимберовском приближении, с точностью до замены l на $l + 1/2$ и вычисления производных от функций $\bar{w}_i(\chi)$.

Для получения ограничений на параметры стерильных нейтрино мы используем стандартный критерий χ^2

$$\chi^2 = \sum_{l,l',E,E'} \left(C_{l,E}^{dm,g} - C_{l,E}^m \right) \left(\delta C_{l,l',E,E'}^2 \right)^{-1} \left(C_{l',E'}^{dm,g} - C_{l',E'}^m \right), \quad (93)$$

где мы выбираем критическое значение $\chi^2 = 2.71$, что соответствует 2σ или 95% уровню значимости для одностороннего теста области исключения с одной степенью свободы ($\sin^2(2\theta)$) [166].

Величина $C_{l,E}^{dm,g}$ представляет собой вычисленное значение углового кросс-корреляционного спектра мощности для данного мультиполя l с данной энергией фотона E . $C_{l,E}^m$ имеет смысл измеренного углового кросс-корреляционного спектра мощности, $\delta C_{l,l',E,E'}$ — ковариационная матрица, которая может быть представлена в виде [167, 168, 58, 60, 169]

$$\delta C_{l,l',E,E'}^2 = \frac{\delta_{l,l'}}{(l + 1/2)l f_{sky}} \left(C_{l,E}^{dm,g} C_{l',E'}^{dm,g} + \left(C_{l,E,E'}^{dm,dm} + C_{N,E}^\gamma \delta_{E,E'} \right) \left(C_{l',E'}^{g,g} + C_N^g \right) \right) \quad (94)$$

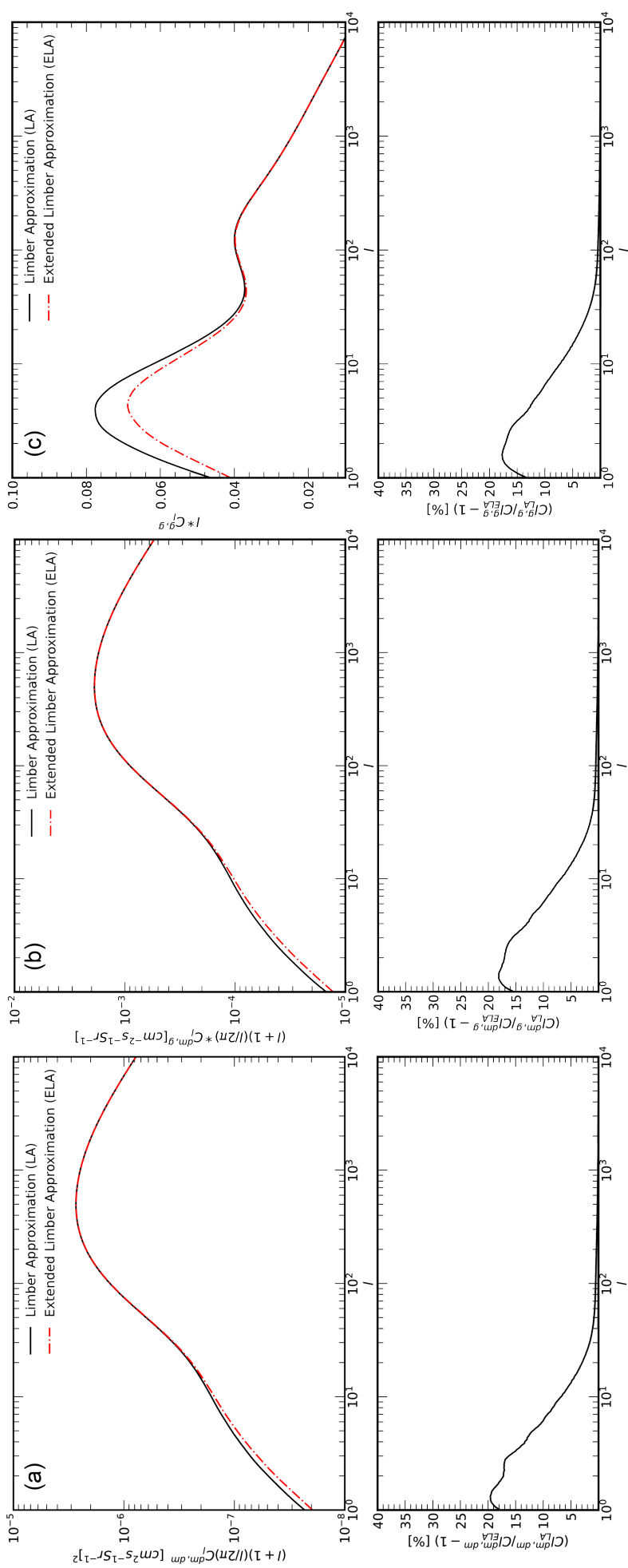


Рис. 18: Угловые спектры мощности, построенные для телескопа eROSITA. Панель (a): автокорреляционный угловой спектр мощности темной материи, обусловленной распадами стерильных нейтрино. Панель (b): Кросс - корреляционный угловой спектр мощности темной материи и галактик, построенный для каталога 2MRS с использованием формализма NOD. Панель (c): Автокорреляционный угловой спектр мощности галактик, построенный для каталога 2MRS с использованием формализма NOD. Эти спектры построены для параметров стерильных нейтрино $(m_{\nu_s} = 7.12 \text{ кэВ}, \sin^2(2\theta)) = 7.6 \times 10^{-11}$), где в качестве реперной точки диапазон энергий для средней интенсивности излучения рентгеновских фотонов составляет [3.4, 3.6] кэВ, принятой в [56]. На нижних рисунках показана разность между Лимберовским приближением и расширенным Лимберовским приближением.

Обсудим подробно входящие в эту формулу величины. Величина $C_{N,E}^\gamma$ представляет собой дробовой шум, обусловленный рентгеновскими фотонами

$$C_{N,E}^\gamma = \frac{4\pi f_{sky} \overline{I_\gamma}^2}{W_l^2 N_E}, \quad (95)$$

где f_{sky} — часть неба, покрытая наблюдениями, $W_l \equiv \exp(-l^2 \sigma_b^2/2)$ — функция рассеяния точки [167, 168], σ_b — угловое разрешение телескопа, $\overline{I_\gamma}$ — усредненная по небу суммарная интенсивность рентгеновского излучения в заданном диапазоне энергий.

Интенсивность $\overline{I_\gamma}$ определяется суммой нескольких вкладов: внегалактического излучения рентгеновских фотонов, излучения Галактики и инструментального фона. Усредненная по небу интенсивность излучения рентгеновских фотонов, обусловленных распадом частиц темной материи в заданном диапазоне энергий, рассчитывается как

$$\overline{I_{dm}} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE I_{dm}(E), \quad (96)$$

где под интегралом — интенсивность рентгеновских фотонов с данной энергией

$$I_{dm}(E) = \int_0^\infty d\chi W_{dm}(E, z). \quad (97)$$

Вклад Галактики может быть оценен различными способами, но при энергиях выше 2 кэВ он незначителен [120]. Инструментальный фон в этом случае является фоном частиц для рентгеновского телескопа. Строго говоря, инструментальный фон не является постоянной величиной, но для интересующих нас энергий его можно считать постоянным с хорошей степенью точности [105, 142, 104]. Величина N_E , входящая в (95), представляет собой количество зарегистрированных рентгеновских фотонов

$$N_E = T_{obs} \Omega_{FOV} f_{sky} \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE I_\gamma(E) A_{eff}(E), \quad (98)$$

где T_{obs} — время наблюдения, Ω_{FOV} — поле зрения телескопа, $A_{eff}(E)$ — эффективная площадь телескопа с учетом виньетирования.

Вклад C_N^g представляет собой дробовой шум галактик

$$C_N^g = \frac{4\pi f_{sky}}{N_g}, \quad (99)$$

где N_g — количество галактик в данном каталоге.

На Рисунке 18 показаны результаты расчетов угловых корреляционных спектров мощности для всех пар сигнатур для телескопа eROSITA. Спектры рассчитаны как в рамках стандартного Лимберовского приближения, так и в рамках расширенного Лимберовского приближения. Нижняя часть рисунка 18 показывает относительную разность между корреляционными спектрами, вычисленными для обоих подходов. Как можно видеть, относительная разность между спектрами быстро уменьшается с увеличением значений мультиполей от 20% для $l \sim 1 - 2$ до 7% для $l \sim 10$. При значениях мультиполей $l \sim 50$ и выше разница становится незначительной. Стоит отметить, что форма спектров, рассчитанных в обоих подходах для малых мультиполей, сохраняется, меняясь преимущественно только по амплитуде. Таким образом, мы можем быть уверены, что для мультиполей $l \geq 50$ Лимберовское приближение дает те же результаты для всех пар сигнатур, что и расширенное Лимберовское приближение. Для мультиполей $l \sim 2 - 10$ использование расширенного Лимберовского приближения становится оправданным.

3.5. Обсуждение и результаты

В данной главе были исследованы авто и кросс-корреляционные спектры мощности распадающейся темной материи в модели с распадом стерильных нейтрино на активные нейтрино и фотоны, а также спектры мощности для каталога галактик 2MRS. Мы рассмотрели процедуру авто и кросс-корреляционного анализа в рамках подхода, описанного в работах [56, 57], а также провели анализ с использованием расширенного Лимберовского приближения [144]. Такой

подход позволяет рассчитывать угловые спектры мощности на малых мультиполях, что представляет интерес для изучения следов темной материи на больших космологических масштабах. Отметим, что на средних и больших мультиполях Лимберовское приближение остается очень эффективным.

Мы получаем ожидаемые ограничения на параметры распадающихся стерильных нейтрино, представленные на Рисунках 19 и 20. На Рисунке 19 представлены ограничения, которые мы ожидаем для телескопа eROSITA и телескопа ART-XC в режиме 4-летнего обзора всего неба. Как можно видеть из представленных результатов, наши ограничения хорошо согласуются с ограничениями, представленными в [56, 57]. Отметим, что в данной работе мы рассчитываем угловые корреляционные спектры мощности не только в Лимберовском приближении, но и в расширенном Лимберовском приближении. Несмотря на то, что для мультиполей $l > 100$ спектры мощности различаются незначительно, мы видим, что вклад малых мультиполей заметен при $l = 2-50$ и также дает вклад в результирующие ограничения. Поэтому учет малых мультиполей оказывается актуальным при изучении спектров на больших угловых масштабах (малых мультиполях). На Рисунке 19 мы дополнительно иллюстрируем вклад различных мультиполей в результирующие ограничения.

Как следует из Рисунка 19, наиболее существенные ограничения связаны с мультиполями $l \sim 10^1-10^2$, $l \sim 10^2-10^3$ и $l \sim 2-10^4$.

На Рисунке 20 показаны современные ограничения на параметры стерильных нейтрино и ограничения, полученные в рамках нашего анализа (см. Рисунок 19), а также ограничения, которые могут быть получены в рамках прямых астрофизических наблюдений для миссии SRG при наблюдении центра Млечного Пути в конусе с углом раствора 60 градусов. На этом рисунке мы дополнительно представляем ограничения, которые можно получить для телескопа Athena, представленного в [57].

Как следует из представленных результатов, пределы в рамках кросс-корреляционного анализа слабее пределов, которые можно получить в рамках

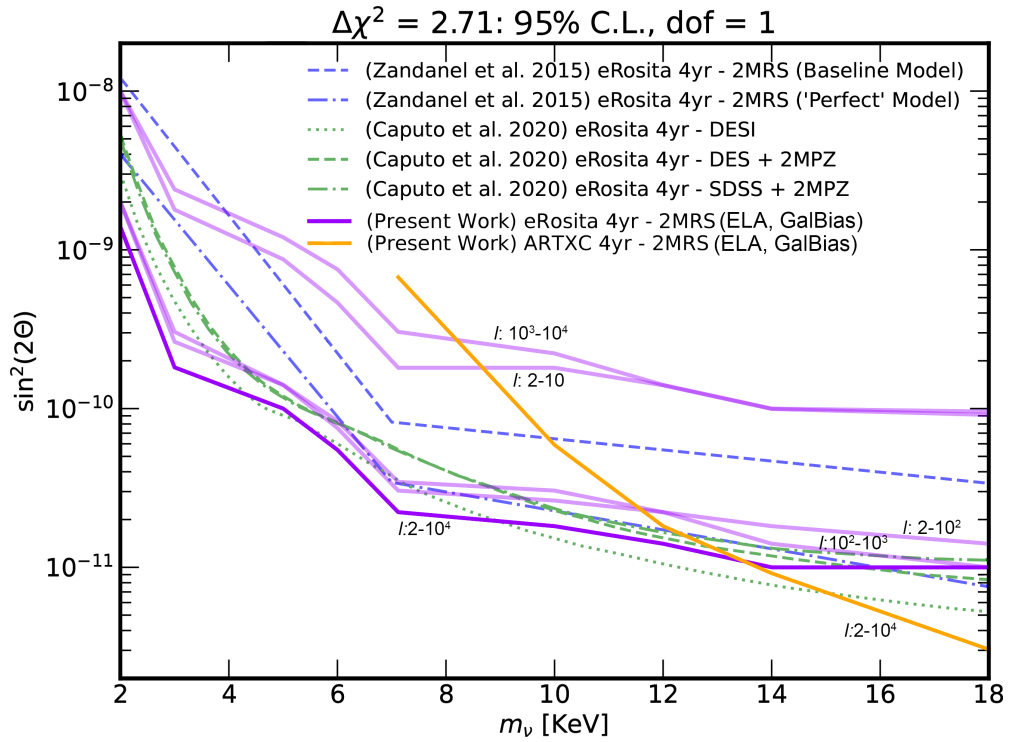


Рис. 19: Ожидаемые ограничения на параметры стерильных нейтрино, полученные в рамках нашего анализа для различных диапазонов мультиполей. Фиолетовая линия соответствует ограничениям для телескопа eROSITA (полупрозрачные фиолетовые линии показывают вклады в ограничения для разных диапазонов мультиполей). Желтая линия соответствует телескопу ART-XC. Для сравнения представлены ограничения из работ [56, 57]. Время наблюдений 4 года в режиме полного обзора неба [136].

локальных астрофизических наблюдений. Сравнение ограничений для обоих подходов показывает, что они в целом хорошо согласуются с пределами, полученными из предыдущих наблюдений, таких как Chandra, XMM, Suzaku, Fermi-GBM и Integral. Однако следует отметить, что ограничения, получаемые из астрофизических наблюдений, во многом зависят от выбранной стратегии наблюдения и весьма чувствительны к моделям профиля распределения темной материи в галактиках.

Мы проанализировали ограничения на параметры стерильных нейтрино как для телескопа eROSITA, так и для телескопа ART-XC, и провели сравнение с современными ограничениями. Было показано, что результаты, полученные

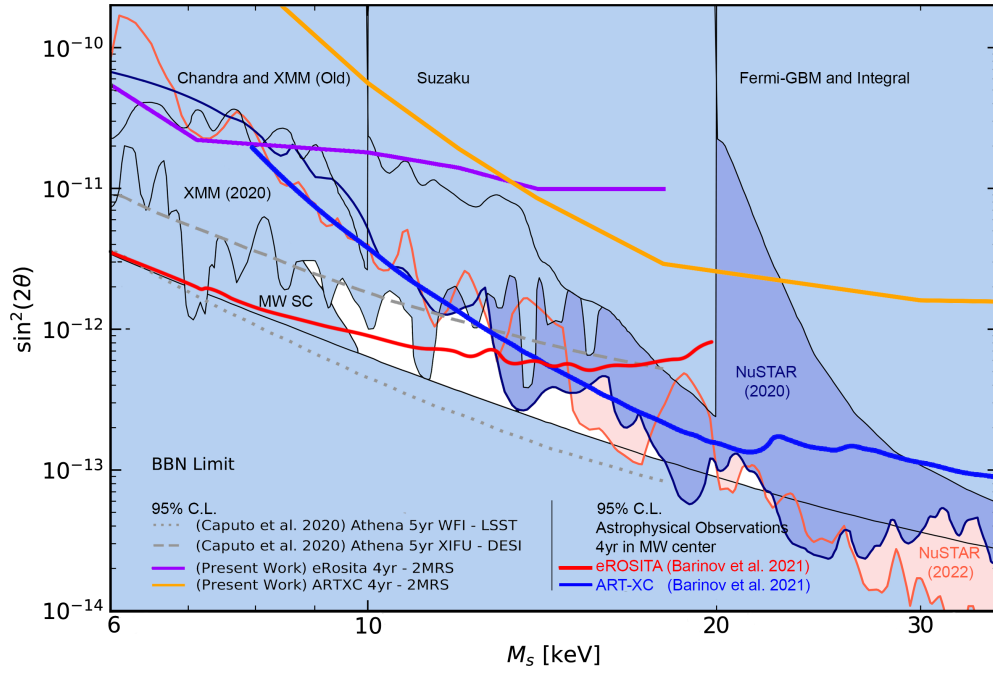


Рис. 20: Ожидаемые ограничения на параметры стерильных нейтрино, полученные в нашем анализе (такие же, как на Рисунке 19) по сравнению с ограничениями, которые могут быть получены в рамках астрофизических наблюдений центра Млечного Пути в конусе с углом раствора 60 градусов [120] (красная линия соответствует ограничениям для телескопа eROSITA, синяя линия соответствует телескопу ART-XC). Кроме того, мы дополнительно иллюстрируем ограничения, которые можно получить при реализации проекта Athena [57].

нами для телескопа eROSITA, хорошо согласуются с результатами предыдущих работ [56, 57]. Однако в нашем анализе использовались уточненные данные по рентгеновскому фону [105, 142, 104, 120].

Для телескопа ART-XC подобный анализ был проведен впервые. Показано, что телескоп ART-XC имеет хороший потенциал для тестирования моделей с распадающимися стерильными нейтрино в области высоких энергий.

Следует отметить, что ограничения на параметры стерильных нейтрино, полученные в рамках нашего анализа для телескопов eROSITA, ART-XC и в работах [56, 57] для телескопа eROSITA, слабее, чем ограничения, которые можно получить в рамках анализа локальных астрофизических наблюдений [51, 120]. Однако наши ограничения сопоставимы с ограничениями, полу-

ченными в результате прошлых рентгеновских наблюдений, таких как Chandra, XMM, Suzaku, Fermi-GBM и Integral. Стоит отметить, что в [57] дополнительно представлены ограничения, которые можно получить в рамках проекта Athena. Эти пределы имеют очень высокий потенциал, так как они сравнимы с современными пределами, полученными из астрофизических наблюдений.

Мы заключаем, что разрешенная область параметров в моделях с распадающимися стерильными нейтрино может быть дополнительно ограничена не только по результатам предыдущих астрофизических наблюдений, но и в рамках корреляционного анализа.

Заключение

В заключение кратко перечислим основные результаты, полученные в ходе работы над диссертацией.

Вычислены сечения захвата нейтрино на галлии для искусственных источников ^{51}Cr и ^{37}Ar на основе измерений матричных элементов переходов в реакции перезарядки $^{71}\text{Ga}({}^3\text{He}, t){}^{71}\text{Ge}$ и на основе значения пороговой энергии перехода галлия в основное состояния германия, равного $Q = 233.5 \pm 1.2$ кэВ. Это позволило уточнить сечение захвата нейтрино на галлии с результирующей ошибкой, не превышающей 2%, а также уточнить вклад возбужденных уровней в полное сечение захвата. На основе этих данных была пересмотрена галлиевая аномалия.

Вычислено сечение захвата нейтрино на галлии для искусственного источника ^{65}Zn , на основе измерений матричных элементов переходов в реакции перезарядки $^{71}\text{Ga}({}^3\text{He}, t){}^{71}\text{Ge}$ и на основе значения пороговой энергии перехода галлия в основное состояния германия, равного $Q = 233.5 \pm 1.2$ кэВ, с точностью 2.3% и определен вклад возбужденных уровней в полное сечение захвата. На основе этих данных продемонстрирован потенциал цинкового источника для проверки галлиевой аномалии.

Показано, что результаты эксперимента BEST согласуются с результатами экспериментов SAGE и GALLEX, и реакторного антинейтринного эксперимента NEUTRINO4, однако результаты других реакторных антинейтринных экспериментов имеют расхождение с результатами последних. Показано, что объяснение результата эксперимента BEST в рамках гипотезы о наличии одного легкого стерильного нейтрино, в ходе совместного анализа данных других осцилляционных экспериментов, указывает на область больших масс и углов смешивания стерильных нейтрино.

Была выполнена оценка чувствительности телескопов миссии CPG к мо-

нохроматическому сигналу от распадающихся стерильных нейтрино в области масс 6 – 30 кэВ. Были представлены ожидаемые ограничения на параметры стерильных нейтрино в данном диапазоне масс в рамках стратегии наблюдений Млечного пути с угловым радиусом 60° в направлении на центр галактики.

Был проведен корреляционный анализ космических структур (гало темной материи) и пространственного распределения галактик по данным каталога 2MRS с учетом обновленных данных о рентгеновском фоне для телескопов миссии СРГ. Представлены ожидаемые ограничения на параметры стерильных нейтрино для телескопа eROSITA и показано, что предсказываемые ограничения в целом согласуются с тем, что было исследовано ранее другими группами. Такой же анализ впервые был выполнен для телескопа ART – XС. Были представлены ожидаемые ограничения в пространстве параметров стерильных нейтрино. Показано, что ожидаемые ограничения из анализа структур оказываются слабее, чем ожидаемые ограничения из локальных астрофизических наблюдений.

Список литературы

- [1] Pontecorvo, Bruno. Neutrino experiments and the problem of conservation of leptonic charge // *Sov. Phys. JETP*. — 1968. — Vol. 26, no. 984-988. — P. 165.
- [2] Abazajian K. N. et al. Light Sterile Neutrinos: A White Paper. — 2012. — 4. — 1204.5379.
- [3] Drewes M. et al. A White Paper on keV Sterile Neutrino Dark Matter // *JCAP*. — 2017. — Vol. 01. — P. 025. — 1602.04816.
- [4] Acero M. A. et al. White Paper on Light Sterile Neutrino Searches and Related Phenomenology. — 2022. — 3. — 2203.07323.
- [5] Boyarsky, A. and Drewes, M. and Lasserre, T. and Mertens, S. and Ruchayskiy, O. Sterile neutrino Dark Matter // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 2019. — Vol. 104. — P. 1–45. — 1807.07938.
- [6] Skrobova, Nataliya and others. New results from the DANSS experiment // *International Journal of Modern Physics A*. — 2020. — Vol. 35, no. 34n35. — P. 2044015. — <https://doi.org/10.1142/S0217751X20440157>.
- [7] Almazán, H. and others. Improved sterile neutrino constraints from the STEREO experiment with 179 days of reactor-on data // *Phys. Rev. D*. — 2020. — Sep. — Vol. 102. — P. 052002. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.102.052002>.
- [8] Andriamirado, M. and others. Improved short-baseline neutrino oscillation search and energy spectrum measurement with the PROSPECT experiment at HFIR // *Phys. Rev. D*. — 2021. — Feb. — Vol. 103. — P. 032001. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.103.032001>.

- [9] C. A. Argüelles and others. MicroBooNE and the ν_e Interpretation of the MiniBooNE Low-Energy Excess. — 2021. — 2111.10359.
- [10] Abratenko, P and others. Search for an Excess of Electron Neutrino Interactions in MicroBooNE Using Multiple Final State Topologies // arXiv preprint arXiv:2110.14054. — 2021.
- [11] Peter B. Denton. Sterile Neutrino Searches with MicroBooNE: Electron Neutrino Disappearance. — 2021. — 2111.05793.
- [12] Esteban, Ivan and Gonzalez-Garcia, M. C. and Maltoni, Michele and Schwetz, Thomas and Zhou, Albert. The fate of hints: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations // JHEP. — 2020. — Vol. 09. — P. 178. — 2007.14792.
- [13] Athanassopoulos, C. and others. Evidence for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations from the LSND Experiment at the Los Alamos Meson Physics Facility // Phys. Rev. Lett. — 1996. — Oct. — Vol. 77. — P. 3082–3085. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.3082>.
- [14] Kaether, F. and Hampel, W. and Heusser, G. and Kiko, J. and Kirsten, T. Reanalysis of the GALLEX solar neutrino flux and source experiments // Phys. Lett. B. — 2010. — Vol. 685. — P. 47–54. — 1001.2731.
- [15] Mueller, Th. A. and others. Improved predictions of reactor antineutrino spectra // Phys. Rev. C. — 2011. — May. — Vol. 83. — P. 054615. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.83.054615>.
- [16] Huber P. On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors // Phys. Rev. — 2011. — Vol. C84. — P. 024617. — [Erratum: Phys. Rev.C85,029901(2012)]. 1106.0687.
- [17] Aguilar-Arevalo, A. A. and others. Significant Excess of ElectronLike Events

- in the MiniBooNE Short-Baseline Neutrino Experiment // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. 121, no. 22. — P. 221801. — 1805.12028.
- [18] Aartsen, M. G. and others. eV-Scale Sterile Neutrino Search Using Eight Years of Atmospheric Muon Neutrino Data from the IceCube Neutrino Observatory // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — Vol. 125, no. 14. — P. 141801. — 2005.12942.
- [19] Abdurashitov, J. N. and others. Measurement of the response of the Russian-American gallium experiment to neutrinos from a Cr-51 source // *Phys. Rev. C.* — 1999. — Vol. 59. — P. 2246–2263. — hep-ph/9803418.
- [20] Abdurashitov et al J. N. Measurement of the response of a Ga solar neutrino experiment to neutrinos from a ^{37}Ar source // *Phys. Rev. C.* — 2006. — Apr. — Vol. 73. — P. 045805. — Access mode: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.73.045805>.
- [21] Hampel W. et al. Final results of the ^{51}Cr neutrino source experiments in GALLEX // *Physics Letters B.* — 1998. — Vol. 420, no. 1. — P. 114–126. — Access mode: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269397015621>.
- [22] Barinov V. V. et al. Results from the Baksan Experiment on Sterile Transitions (BEST) // *Phys. Rev. Lett.* — 2022. — Vol. 128, no. 23. — P. 232501. — 2109.11482.
- [23] Barinov, V. V. and others. Search for electron-neutrino transitions to sterile states in the BEST experiment // *Phys. Rev. C.* — 2022. — Vol. 105, no. 6. — P. 065502. — 2201.07364.
- [24] Serebrov, A. P. and others. First Observation of the Oscillation Effect in the Neutrino-4 Experiment on the Search for the Sterile Neutrino // *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* — 2019. — Vol. 109, no. 4. — P. 209–218. — 1809.10561.

- [25] Serebrov A. P. et al. Search for sterile neutrinos with the Neutrino-4 experiment and measurement results // *Phys. Rev. D.* — 2021. — Vol. 104, no. 3. — P. 032003. — 2005.05301.
- [26] Böser, Sebastian and others. Status of light sterile neutrino searches // *Progress in Particle and Nuclear Physics.* — 2020. — Mar. — Vol. 111. — P. 103736. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1016/j.pnnp.2019.103736>.
- [27] Giunti, C. and Li, Y. F. and Ternes, C. A. and Tyagi, O. and Xin, Z. Gallium Anomaly: critical view from the global picture of ν_e and $\bar{\nu}_e$ disappearance // *JHEP.* — 2022. — Vol. 10. — P. 164. — 2209.00916.
- [28] Giunti, C. and Li, Y. F. and Ternes, C. A. and Xin, Z. Inspection of the detection cross section dependence of the Gallium Anomaly. — 2022. — 12. — 2212.09722.
- [29] Haxton, W. C. and Rule, E. J. and Elliott, S. R. and Gavrin, V. N. and Ibragimova, T. V. The Gallium Neutrino Absorption Cross Section and its Uncertainty. — 2023. — 3. — 2303.13623.
- [30] Brdar, Vedran and Gehrlein, Julia and Kopp, Joachim. Towards Resolving the Gallium Anomaly. — 2023. — 3. — 2303.05528.
- [31] Sramek, Ondrej and McDonough, William F. and Kite, Edwin S. and Lekic, Vedran and Dye, Steve and Zhong, Shijie. Geophysical and geochemical constraints on geoneutrino fluxes from Earth's mantle // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2013. — Vol. 361. — P. 356–366. — 1207.0853.
- [32] Adelberger E. G. et al. Solar fusion cross sections II: the pp chain and CNO cycles // *Rev. Mod. Phys.* — 2011. — Vol. 83. — P. 195. — 1004.2318.
- [33] Aghanim N. et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters // *Astron.*

- Astrophys. — 2020. — Vol. 641. — P. A6. — [Erratum: Astron.Astrophys. 652, C4 (2021)]. 1807.06209.
- [34] Izotov Y. I., Thuan T. X. THE PRIMORDIAL ABUNDANCE OF 4He : EVIDENCE FOR NON-STANDARD BIG BANG NUCLEOSYNTHESIS // The Astrophysical Journal. — 2010. — Jan. — Vol. 710, no. 1. — P. L67–L71. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/710/1/L67>.
- [35] Komatsu E. et al. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation // Astrophys. J. Suppl. — 2011. — Vol. 192. — P. 18. — 1001.4538.
- [36] Hannestad S., Hansen R. S., Tram T. How Self-Interactions can Reconcile Sterile Neutrinos with Cosmology // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Vol. 112, no. 3. — P. 031802. — 1310.5926.
- [37] Dasgupta B., Kopp J. Cosmologically Safe eV-Scale Sterile Neutrinos and Improved Dark Matter Structure // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Vol. 112, no. 3. — P. 031803. — 1310.6337.
- [38] Chu X., Dasgupta B., Kopp J. Sterile neutrinos with secret interactions—lasting friendship with cosmology // JCAP. — 2015. — Vol. 10. — P. 011. — 1505.02795.
- [39] Zhao, Ming-Ming and He, Dong-Ze and Zhang, Jing-Fei and Zhang, Xin. Search for sterile neutrinos in holographic dark energy cosmology: Reconciling Planck observation with the local measurement of the Hubble constant // Phys. Rev. D. — 2017. — Vol. 96, no. 4. — P. 043520. — 1703.08456.
- [40] Archidiacono, Maria and Gariazzo, Stefano and Giunti, Carlo and Hannestad, Steen and Tram, Thomas. Sterile neutrino self-interactions: H_0 tension and short-baseline anomalies // JCAP. — 2020. — Vol. 12. — P. 029. — 2006.12885.

- [41] Dodelson S., Widrow L. M. Sterile-neutrinos as dark matter // Phys. Rev. Lett. — 1994. — Vol. 72. — P. 17–20. — hep-ph/9303287.
- [42] Shi X.-D., Fuller G. M. A New dark matter candidate: Nonthermal sterile neutrinos // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Vol. 82. — P. 2832–2835. — astro-ph/9810076.
- [43] Shaposhnikov M., Tkachev I. The nuMSM, inflation, and dark matter // Phys. Lett. B. — 2006. — Vol. 639. — P. 414–417. — hep-ph/0604236.
- [44] Bezrukov F., Gorbunov D. Relic Gravity Waves and 7 keV Dark Matter from a GeV scale inflaton // Phys. Lett. B. — 2014. — Vol. 736. — P. 494–498. — 1403.4638.
- [45] Bezrukov F., Chudaykin A., Gorbunov D. Induced resonance makes light sterile neutrino Dark Matter cool // Phys. Rev. D. — 2019. — Vol. 99, no. 8. — P. 083507. — 1809.09123.
- [46] Bulbul, Esra and others. Detection of An Unidentified Emission Line in the Stacked X-ray spectrum of Galaxy Clusters // Astrophys. J. — 2014. — Vol. 789. — P. 13. — 1402.2301.
- [47] Boyarsky, Alexey and Ruchayskiy, Oleg and Iakubovskiy, Dmytro and Franse, Jeroen. Unidentified Line in X-Ray Spectra of the Andromeda Galaxy and Perseus Galaxy Cluster // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Vol. 113. — P. 251301. — 1402.4119.
- [48] Anderson M. E., Churazov E., Bregman J. N. Non-detection of X-ray emission from sterile neutrinos in stacked galaxy spectra // MNRAS. — 2015. — Oct. — Vol. 452, no. 4. — P. 3905–3923. — 1408.4115.
- [49] Aharonian F. A. et al. *Hitomi* constraints on the 3.5 keV line in the Perseus

- galaxy cluster // *Astrophys. J. Lett.* — 2017. — Vol. 837, no. 1. — P. L15. — 1607.07420.
- [50] Dessert C., Rodd N. L., Safdi B. R. The dark matter interpretation of the 3.5-keV line is inconsistent with blank-sky observations // *Science.* — 2020. — Mar. — Vol. 367, no. 6485. — P. 1465–1467.
- [51] Perez, Kerstin and others. Almost closing the ν MSM sterile neutrino dark matter window with NuSTAR // *Phys. Rev. D.* — 2017. — June. — Vol. 95, no. 12. — P. 123002. — 1609.00667.
- [52] Ng, Kenny C. Y. and others. New constraints on sterile neutrino dark matter from NuSTAR M31 observations // *Phys. Rev. D.* — 2019. — Apr. — Vol. 99, no. 8. — P. 083005. — 1901.01262.
- [53] Roach, Brandon M. and others. Long-exposure NuSTAR constraints on decaying dark matter in the Galactic halo // *Phys. Rev. D.* — 2023. — Vol. 107, no. 2. — P. 023009. — 2207.04572.
- [54] Cooray A., Sheth R. K. Halo Models of Large Scale Structure // *Phys. Rept.* — 2002. — Vol. 372. — P. 1–129. — astro-ph/0206508.
- [55] Fornengo N., Regis M. Particle dark matter searches in the anisotropic sky // *Front. Physics.* — 2014. — Vol. 2. — P. 6. — 1312.4835.
- [56] Zandanel F., Weniger C., Ando S. The role of the eROSITA all-sky survey in searches for sterile neutrino dark matter // *JCAP.* — 2015. — Vol. 09. — P. 060. — 1505.07829.
- [57] Caputo A., Regis M., Taoso M. Searching for Sterile Neutrino with X-ray Intensity Mapping // *JCAP.* — 2020. — Vol. 03. — P. 001. — 1911.09120.
- [58] Ando S., Pavlidou V. Imprint of galaxy clustering in the cosmic gamma-ray

- background // MNRAS. — 2009. — Dec. — Vol. 400, no. 4. — P. 2122–2127. — 0908.3890.
- [59] Ando S., Benoit-Lévy A., Komatsu E. Mapping dark matter in the gamma-ray sky with galaxy catalogs // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 90, no. 2. — P. 023514. — 1312.4403.
- [60] Ando S. Power spectrum tomography of dark matter annihilation with local galaxy distribution // JCAP. — 2014. — Vol. 10. — P. 061. — 1407.8502.
- [61] Ando S., Benoit-Lévy A., Komatsu E. Angular power spectrum of galaxies in the 2MASS Redshift Survey // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. — 2018. — Vol. 473, no. 4. — P. 4318–4325. — 1706.05422.
- [62] Cuoco, Alessandro and others. Dark Matter Searches in the Gamma-ray Extragalactic Background via Cross-correlations With Galaxy Catalogs // Astrophys. J. Suppl. — 2015. — Vol. 221, no. 2. — P. 29. — 1506.01030.
- [63] Abazajian K., Fuller G. M., Tucker W. H. Direct detection of warm dark matter in the X-ray // Astrophys. J. — 2001. — Vol. 562. — P. 593–604. — astro-ph/0106002.
- [64] Abazajian K., Fuller G. M., Patel M. Sterile neutrino hot, warm, and cold dark matter // Phys. Rev. D. — 2001. — Vol. 64. — P. 023501. — astro-ph/0101524.
- [65] Lovell, Mark R. and others. The properties of warm dark matter haloes // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. — 2014. — Vol. 439. — P. 300–317. — 1308.1399.
- [66] Bahcall J. N. Gallium solar neutrino experiments: Absorption cross sections, neutrino spectra, and predicted event rates // Phys. Rev. C. — 1997. — Dec. — Vol. 56. — P. 3391–3409. — Access mode: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.56.3391>.

- [67] Frekers et al, D. The $^{71}\text{Ga} ({}^3\text{He}, t)$ reaction and the low-energy neutrino response // *Physics Letters B.* — 2011. — Vol. 706, no. 2 - 3. — P. 134 – 138. — Access mode: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269311013153>.
- [68] D. Frekers and others. Penning-trap Q-value determination of the $\text{Ga}^{71}(\nu, e^-)\text{Ge}^{71}$ reaction using threshold charge breeding of on-line produced isotopes // *Physics Letters B.* — 2013. — Vol. 722, no. 4. — P. 233–237. — Access mode: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269313002980>.
- [69] Frekers, D. and others. Precision evaluation of the $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)$ solar neutrino capture rate from the $({}^3\text{He}, t)$ charge-exchange reaction // *Phys. Rev. C.* — 2015. — Mar. — Vol. 91. — P. 034608. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.91.034608>.
- [70] Abdurashitov, J. N. and Gavrin, V. N. and Girin, S. V. and Gorbachev, V. V. and Ibragimova, T. V. and Kalikhov, A. V. and Khairnasov, N. G. and Knodel, T. V. and Mirmov, I. N. and Shikhin, A. A. and others. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal // *Phys. Rev. C.* — 1999. — Oct. — Vol. 60. — P. 055801. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.60.055801>.
- [71] Kozlova, JP and Veretenkin, EP and Gavrin, VN and Zvir, AI and Ibragimova, TV and Tarasov, VA. Measurement of Activity of an Artificial Neutrino Source in the BEST Experiment by the Calorimetric Method // *Physics of Atomic Nuclei.* — 2020. — Vol. 83, no. 6. — P. 958–961.
- [72] Gavrin, V.N. and Ibragimova, T.V. and Kozlova, J.P. and Tarasov, V.A. and Veretenkin, E.P. and Zvir, A.I. Measurement of neutrino source activity in the experiment BEST by calorimetric method // *Journal of Instrumentation.* —

2021. — Apr. — Vol. 16, no. 04. — P. P04012. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/16/04/P04012>.
- [73] Zhou C. // Nucl. Data Sheets. — 1991. — Vol. 63. — P. 229.
- [74] B.T. Cleveland and V.N. Gavrin and V.V. Gorbachev and T.V. Ibragimova and T.V. Knodel and Y. Malyshkin and I.N. Mirmov and E.P. Veretenkin. Use of enriched isotopes to measure efficiency of chemical extraction in the SAGE solar neutrino experiment // International Journal of Mass Spectrometry. — 2015. — Vol. 392. — P. 41–44. — Access mode: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1387380615002869>.
- [75] Fogli, G. L. and Lisi, E. and Marrone, A. and Montanino, D. and Palazzo, A. Getting the most from the statistical analysis of solar neutrino oscillations // Phys. Rev. D. — 2002. — Sep. — Vol. 66. — P. 053010. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.66.053010>.
- [76] K.A. Olive. Review of Particle Physics // Chinese Physics C. — 2014. — aug. — Vol. 38, no. 9. — P. 090001. — Access mode: <https://doi.org/10.1088/1674-1137/38/9/090001>.
- [77] W. Hampel and J. Handt and G. Heusser and D. Kaether and J. Kiko and T. Kirsten and M. Laubenstein and E. Nesterov and E. Pernicka and W. Rau and others. Verification tests of the GALLEX solar neutrino detector, with ^{71}Ge produced in-situ from the beta-decay of ^{71}As // Physics Letters B. — 1998. — Vol. 436, no. 1. — P. 158–173. — Access mode: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269398008752>.
- [78] Barinov, V. and others. Revised neutrino-gallium cross section and prospects of BEST in resolving the gallium anomaly // Phys. Rev. D. — 2018. — Apr. — Vol. 97. — P. 073001. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.97.073001>.

- [79] Barinov, Vladislav and Gorbunov, Dmitry. BEST impact on sterile neutrino hypothesis // *Phys. Rev. D.* — 2022. — Vol. 105, no. 5. — P. L051703. — 2109.14654.
- [80] Bahcall J. N. *Neutrino Astrophysics.* — Cambridge University Press, 1989.
- [81] Zuber K. *Neutrino Physics.* — CRC Press, London, 2012.
- [82] John N. Bahcall. Phase-space integrals for beta decay and nuclear matrix elements // *Nuclear Physics.* — 1966. — Vol. 75, no. 1. — P. 10 – 16. — Access mode: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558266907450>.
- [83] Particle Data Group. — 2016. — Access mode: <http://pdg.lbl.gov/2014/reviews/rpp2014-rev-ckm-matrix.pdf>.
- [84] Wu C. S., Moszkowski S. A. *Beta Decay.* — Wiley, New York, 1966.
- [85] Gao Z.-C., Sun Y., Chen Y. S. Shell model method for Gamow-Teller transitions in heavy, deformed nuclei // *Phys. Rev. C.* — 2006. — Nov. — Vol. 74. — P. 054303. — Access mode: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.74.054303>.
- [86] Bahcall J. N. Solar neutrino experiments // *Rev. Mod. Phys.* — 1978. — Oct. — Vol. 50. — P. 881–903. — Access mode: <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.50.881>.
- [87] Konopinski E. J. *The Theory of Beta Radioactivity.* — Oxford University Press, 1950.
- [88] Naoya Hata and Wick Haxton. Implications of the GALLEX source experiment for the solar neutrino problem // *Physics Letters B.* — 1995. — Vol. 353, no. 4. — P. 422 – 431. — Access mode: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939500598F>.

- [89] Giunti, C. and Laveder, M. and Li, Y. F. and Liu, Q. Y. and Long, H. W. Update of short-baseline electron neutrino and antineutrino disappearance // Physical Review D. — 2012. — Dec. — Vol. 86, no. 11. — Access mode: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.86.113014>.
- [90] LNE - LNHB. "<http://www.nucleide.org>". — Access mode: http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Nuclides/Zn-65_tables.pdf.
- [91] Hampel W., Rensberg L. P. Half-life of ^{71}Ge // Phys. Rev. C. — 1985. — Feb. — Vol. 31. — P. 666–667. — Access mode: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.31.666>.
- [92] National Nuclear Data Center. "<http://www.nndc.bnl.gov/logft>". — 2016. — Access mode: <http://www.nndc.bnl.gov/logft>.
- [93] Bahcall J. N., Holstein B. R. Solar neutrinos from the decay of ^8B // Phys. Rev. C. — 1986. — Jun. — Vol. 33. — P. 2121 – 2127. — Access mode: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.33.2121>.
- [94] J. Kostensalo and J. Suhonen and C. Giunti and P.C. Srivastava. The gallium anomaly revisited // Physics Letters B. — 2019. — Vol. 795. — P. 542–547. — Access mode: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931930440X>.
- [95] Semenov S. Cross Section of Neutrino Absorption by the Gallium-71 Nucleus // Physics of Atomic Nuclei. — 2020. — Vol. 83, no. 11. — P. 1549–1552.
- [96] M. Alanssari and D. Frekers and T. Eronen and L. Canete and J. Hakala and M. Holl and A. Jokinen and A. Kankainen and J. Koponen and I.D. Moore and D.A. Nesterenko and I. Pohjalainen and J. Reinikainen and S. Rinta-Antila and A. Voss. Precision Ga71–Ge71 mass-difference measurement //

- International Journal of Mass Spectrometry. — 2016. — Vol. 406. — P. 1–3. — Access mode: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1387380616300689>.
- [97] Barinov, Vladislav and Gavrin, Vladimir and Gorbunov, Dmitry and Ibragimova, Tatiana. BEST sensitivity to $O(1)$ eV sterile neutrino // Phys. Rev. D. — 2016. — Apr. — Vol. 93. — P. 073002. — Access mode: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.93.073002>.
- [98] Barinov, Vladislav and Gavrin, Vladimir and Gorbachev, Valery and Gorbunov, Dmitry and Ibragimova, Tatiana. BEST potential in testing the eV-scale sterile neutrino explanation of reactor antineutrino anomalies // Phys. Rev. D. — 2019. — Vol. 99, no. 11. — P. 111702. — 1905.07437.
- [99] Alekseev I. et al. Search for sterile neutrinos at the DANSS experiment // Phys. Lett. B. — 2018. — Vol. 787. — P. 56–63. — 1804.04046.
- [100] Danilov M. New results from the DANSS experiment // PoS. — 2021. — Vol. ICHEP2020. — P. 121. — 2012.10255.
- [101] Giunti, C. and Li, Y. F. and Ternes, C. A. and Zhang, Y. Y. Neutrino-4 anomaly: oscillations or fluctuations? // Phys. Lett. B. — 2021. — Vol. 816. — P. 136214. — 2101.06785.
- [102] Aker M. et al. Bound on $3+1$ Active-Sterile Neutrino Mixing from the First Four-Week Science Run of KATRIN // Phys. Rev. Lett. — 2021. — Vol. 126, no. 9. — P. 091803. — 2011.05087.
- [103] Sunyaev R. et al. SRG X-ray orbital observatory - Its telescopes and first scientific results // Astron. Astrophys. — 2021. — Vol. 656. — P. A132. — 2104.13267.

- [104] Pavlinsky M. et al. The ART-XC telescope on board the SRG observatory // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 650. — P. A42. — 2103.12479.
- [105] Predehl P. et al. The eROSITA X-ray telescope on SRG // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 647. — P. A1. — 2010.03477.
- [106] M. Pavlinsky and R. Sunyaev and E. Churazov and A. Vikhlinin and S. Sazonov and M. Revnivtsev and V. Arefiev and I. Lapshov and V. Akimov and V. Levin and M. Buntov and N. Semena and S. Grigorovich and V. Babushkin and P. Predehl and G. Hasinger and H. Böhringer and J. Schmitt and A. Santangelo and A. Schwobe and J. Wilms. Spectrum-RG astrophysical project // *Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy IV* / ed. by O'Dell S. L., Pareschi G. ; International Society for Optics and Photonics. — SPIE. — 2009. — Vol. 7437. — P. 743708. — Access mode: <https://doi.org/10.1117/12.837361>.
- [107] Merloni A. et al. eROSITA Science Book: Mapping the Structure of the Energetic Universe. — 2012. — 1209.3114.
- [108] Pillepich, Annalisa and Reiprich, Thomas H. and Porciani, Cristiano and Borm, Katharina and Merloni, Andrea. Forecasts on dark energy from the X-ray cluster survey with eROSITA: constraints from counts and clustering // *MNRAS*. — 2018. — Nov. — Vol. 481, no. 1. — P. 613–626. — 1807.06021.
- [109] Vikhlinin, A. and Kravtsov, A. V. and Burenin, R. A. and Ebeling, H. and Forman, W. R. and Hornstrup, A. and Jones, C. and Murray, S. S. and Nagai, D. and Quintana, H. and Voevodkin, A. Chandra Cluster Cosmology Project III: Cosmological Parameter Constraints // *Astrophys. J.* — 2009. — Feb. — Vol. 692, no. 2. — P. 1060–1074. — 0812.2720.
- [110] Planck Collaboration. Planck 2015 results. XXIV. Cosmology from Sunyaev-

- Zeldovich cluster counts // *Astronomy and Astrophys.* — 2016. — Sep. — Vol. 594. — P. A24. — 1502.01597.
- [111] DES Collaboration. Dark Energy Survey Year 1 Results: Cosmological Constraints from Cluster Abundances and Weak Lensing // *arXiv e-prints.* — 2020. — Feb. — P. arXiv:2002.11124. — 2002.11124.
- [112] Pal P. B., Wolfenstein L. Radiative decays of massive neutrinos // *Phys. Rev. D.* — 1982. — Feb. — Vol. 25. — P. 766–773. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.25.766>.
- [113] Barger V. D., Phillips R. J. N., Sarkar S. Remarks on the KARMEN anomaly // *Phys. Lett.* — 1995. — Vol. B352. — P. 365–371. — [Erratum: *Phys. Lett.*B356,617(1995)]. [hep-ph/9503295](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9503295).
- [114] Pavlinsky, M. and Tkachenko, A. and Levin, Vasiliy and Krivchenko, A. and Rotin, A. and Kuznetsova, M. and Lapshov, I. and Krivonos, R. and Semena, A. and Semena, N. and Serbinov, D. and Shtykovsky, A. and Yaskovich, A. and Oleinikov, V. and Glushenko, A. and Mereminskiy, I. and Molkov, Serge and Sazonov, S. and Arefiev, V. On-ground calibration of the ART-XC/SRG mirror system and detector unit at IKI. Part I // *Experimental Astronomy.* — 2018. — 05. — Vol. 45.
- [115] Pavlinsky, M. and Tkachenko, A. and Levin, Vasiliy and Krivchenko, A. and Rotin, A. and Kuznetsova, M. and Lapshov, I. and Krivonos, R. and Semena, A. and Semena, N. and Serbinov, D. and Shtykovsky, A. and Yaskovich, A. and Oleinikov, V. and Glushenko, A. and Mereminskiy, I. and Molkov, Serge and Sazonov, S. and Arefiev, V. On-ground calibration of the ART-XC/SRG mirror system and detector unit at IKI. Part II // *Experimental Astronomy.* — 2018. — 12. — Vol. 47.
- [116] Pavlinsky, M. and Tkachenko, A. and Levin, V. and Krivchenko, A. and Rotin,

- A. and Kuznetsova, M. and Lapshov, I. and Krivonos, R. and Semena, A. and Semena, N. and Serbinov, D. and Shtykovsky, A. and Yaskovich, A. and Oleinikov, V. and Glushenko, A. and Mereminskiy, I. and Molkov, S. and Sazonov, S. and Arefiev, V. On-ground calibration of the ART-XC/SRG mirror system and detector unit at IKI. Part III // *Experimental Astronomy*. — 2019. — Dec. — Vol. 48, no. 2-3. — P. 233–244.
- [117] Jansen, F. and Lumb, D. and Altieri, B. and Clavel, J. and Ehle, M. and Erd, C. and Gabriel, C. and Guainazzi, M. and Gondoin, P. and Much, R. and Munoz, R. and Santos, M. and Schartel, N. and Texier, D. and Vacanti, G. XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations // *Astronomy and Astrophys.* — 2001. — Jan. — Vol. 365. — P. L1–L6.
- [118] Harrison, F. A. and others. The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) High-energy X-Ray Mission // *Astrophys. J.* — 2013. — June. — Vol. 770, no. 2. — P. 103. — 1301.7307.
- [119] Roach, Brandon M. and Ng, Kenny C. Y. and Perez, Kerstin and Beacom, John F. and Horiuchi, Shunsaku and Krivonos, Roman and Wik, Daniel R. NuSTAR Tests of Sterile-Neutrino Dark Matter: New Galactic Bulge Observations and Combined Impact // *Phys. Rev. D.* — 2020. — Vol. 101, no. 10. — P. 103011. — 1908.09037.
- [120] Barinov, V. V. and Burenin, R. A. and Gorbunov, D. S. and Krivonos, R. A. Towards testing sterile neutrino dark matter with the *Spectrum–Roentgen–Gamma* mission // *Phys. Rev. D.* — 2021. — Vol. 103, no. 6. — P. 063512. — 2007.07969.
- [121] Neronov A., Malyshev D., Eckert D. Decaying dark matter search with NuSTAR deep sky observations // *Phys. Rev. D.* — 2016. — Dec. — Vol. 94, no. 12. — P. 123504. — 1607.07328.

- [122] Gonzalez-Riestra, A. and Rodriguez-Pascual, P. The Behaviour of the XMM-Newton Background: From the beginning of the mission until May 2019 // Tech. Rep. 3.12, XMM-SOC User Support Group, ESA/ESAC Spain, <https://xmmweb.esac.esa.int/docs/documents/GEN-TN-0014.pdf>. — 2019.
- [123] Revnivtsev, M. and Sazonov, S. and Gilfanov, M. and Churazov, E. and Sunyaev, R. Origin of the Galactic ridge X-ray emission // *Astronomy and Astrophys.* — 2006. — June. — Vol. 452, no. 1. — P. 169–178.
- [124] Krivonos, R. and Revnivtsev, M. and Churazov, E. and Sazonov, S. and Grebenev, S. and Sunyaev, R. Hard X-ray emission from the Galactic ridge // *Astronomy and Astrophys.* — 2007. — Mar. — Vol. 463, no. 3. — P. 957–967. — [astro-ph/0605420](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0605420).
- [125] Revnivtsev, M. and Sazonov, S. and Churazov, E. and Forman, W. and Vikhlinin, A. and Sunyaev, R. Discrete sources as the origin of the Galactic X-ray ridge emission // *Nature*. — 2009. — Apr. — Vol. 458, no. 7242. — P. 1142–1144. — [0904.4649](https://arxiv.org/abs/0904.4649).
- [126] Perez K., Krivonos R., Wik D. R. The Galactic Bulge Diffuse Emission in Broadband X-Rays with NuSTAR // *Astrophys. J.* — 2019. — Октябрь. — Vol. 884, no. 2. — P. 153. — [1909.05916](https://arxiv.org/abs/1909.05916).
- [127] Lumb, D. H. and Warwick, R. S. and Page, M. and De Luca, A. X-ray background measurements with XMM-Newton EPIC // *Astronomy and Astrophys.* — 2002. — July. — Vol. 389. — P. 93–105. — [astro-ph/0204147](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0204147).
- [128] Moretti, A. and Campana, S. and Lazzati, D. and Tagliaferri, G. The Resolved Fraction of the Cosmic X-Ray Background // *Astrophys. J.* — 2003. — May. — Vol. 588, no. 2. — P. 696–703. — [astro-ph/0301555](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0301555).
- [129] Launhardt R., Zylka R., Mezger P. G. The nuclear bulge of the Galaxy. III. Large-scale physical characteristics of stars and interstellar matter //

- Astronomy and Astrophys. — 2002. — Mar. — Vol. 384. — P. 112–139. — astro-ph/0201294.
- [130] Fornasini, Francesca M. and Tomsick, John A. and Bodaghee, Arash and Krivonos, Roman A. and An, Hongjun and Rahoui, Farid and Gotthelf, Eric V. and Bauer, Franz E. and Stern, Daniel. The Norma Arm Region Chandra Survey Catalog: X-Ray Populations in the Spiral Arms // *Astrophys. J.* — 2014. — Dec. — Vol. 796, no. 2. — P. 105. — 1409.7701.
- [131] Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M. The Structure of cold dark matter halos // *Astrophys. J.* — 1996. — Vol. 462. — P. 563–575. — astro-ph/9508025.
- [132] Smith M. C. et al. The RAVE Survey: Constraining the Local Galactic Escape Speed // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 2007. — Vol. 379. — P. 755–772. — astro-ph/0611671.
- [133] Diemand, J. and Kuhlen, M. and Madau, P. and Zemp, M. and Moore, B. and Potter, D. and Stadel, J. Clumps and streams in the local dark matter distribution // *Nature.* — 2008. — Vol. 454. — P. 735–738. — 0805.1244.
- [134] Cautun, Marius and Benitez-Llambay, Alejandro and Deason, Alis J. and Frenk, Carlos S. and Fattahi, Azadeh and Gómez, Facundo A. and Grand, Robert J. J. and Oman, Kyle A. and Navarro, Julio F. and Simpson, Christine M. The Milky Way total mass profile as inferred from Gaia DR2 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 2020. — Vol. 494, no. 3. — P. 4291–4313. — 1911.04557.
- [135] Abazajian, Kevork N. and Horiuchi, Shunsaku and Kaplinghat, Manoj and Keeley, Ryan E. and Macias, Oscar. Strong constraints on thermal relic dark matter from Fermi-LAT observations of the Galactic Center // *Phys. Rev.* — 2020. — Vol. D102, no. 4. — P. 043012. — 2003.10416.
- [136] Barinov V. V. Correlation analysis of decaying sterile neutrino dark matter

- in the context of the SRG mission // JCAP. — 2023. — Vol. 02. — P. 055. — 2211.05919.
- [137] Neronov A., Malyshev D. Toward a full test of the ν MSM sterile neutrino dark matter model with Athena // Phys. Rev. — 2016. — Vol. D93, no. 6. — P. 063518. — 1509.02758.
- [138] Malyshev, Denys and Thorpe-Morgan, Charles and Santangelo, Andrea and Jochum, Josef and Zhang, Shuang-Nan. *eXTP* perspectives for the ν MSM sterile neutrino dark matter model // Phys. Rev. D. — 2020. — Vol. 101, no. 12. — P. 123009. — 2001.07014.
- [139] Zakharov E. I. et al. All-sky limits on Sterile Neutrino Galactic Dark Matter obtained with SRG/ART-XC after two years of operations. — 2023. — 3. — 2303.12673.
- [140] Boyarsky A., Ruchayskiy O., Shaposhnikov M. The Role of sterile neutrinos in cosmology and astrophysics // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2009. — Vol. 59. — P. 191–214. — 0901.0011.
- [141] John P. Huchra and others. THE 2MASS REDSHIFT SURVEY—DESCRIPTION AND DATA RELEASE // The Astrophysical Journal Supplement Series. — 2012. — mar. — Vol. 199, no. 2. — P. 26. — Access mode: <https://doi.org/10.1088/0067-0049/199/2/26>.
- [142] Pavlinsky M. et al. SRG/ART-XC all-sky X-ray survey: Catalog of sources detected during the first year // Astron. Astrophys. — 2022. — Vol. 661. — P. A38. — 2107.05879.
- [143] Limber D. N. The Analysis of Counts of the Extragalactic Nebulae in Terms of a Fluctuating Density Field. // ApJ. — 1953. — Jan. — Vol. 117. — P. 134.

- [144] LoVerde M., Afshordi N. Extended Limber Approximation // *Phys. Rev. D.* — 2008. — Vol. 78. — P. 123506. — 0809.5112.
- [145] Peebles P. J. E. *The large-scale structure of the universe.* — 1980.
- [146] Weinberg S. *Cosmology.* — 2008. — ISBN: 978-0-19-852682-7.
- [147] Gorbunov D. S., Rubakov V. A. *Introduction to the theory of the early universe: Cosmological perturbations and inflationary theory.* — 2011.
- [148] Mo H., van den Bosch F., White S. *Galaxy Formation and Evolution.* — Cambridge University Press, 2010.
- [149] Massara E., Villaescusa-Navarro F., Viel M. The halo model in a massive neutrino cosmology // *JCAP.* — 2014. — Vol. 12. — P. 053. — 1410.6813.
- [150] Tinker, Jeremy L. and Robertson, Brant E. and Kravtsov, Andrey V. and Klypin, Anatoly and Warren, Michael S. and Yepes, Gustavo and Gottlöber, Stefan. The Large-scale Bias of Dark Matter Halos: Numerical Calibration and Model Tests // *ApJ.* — 2010. — Dec. — Vol. 724, no. 2. — P. 878–886. — 1001.3162.
- [151] Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M. A Universal density profile from hierarchical clustering // *Astrophys. J.* — 1997. — Vol. 490. — P. 493–508. — astro-ph/9611107.
- [152] Bryan G. L., Norman M. L. Statistical properties of x-ray clusters: Analytic and numerical comparisons // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 495. — P. 80. — astro-ph/9710107.
- [153] Diemer B., Joyce M. An accurate physical model for halo concentrations // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 871, no. 2. — P. 168. — 1809.07326.
- [154] Seljak U. Analytic model for galaxy and dark matter clustering // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 2000. — Vol. 318. — P. 203. — astro-ph/0001493.

- [155] Berlind A. A., Weinberg D. H. The Halo occupation distribution: Towards an empirical determination of the relation between galaxies and mass // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 575. — P. 587–616. — astro-ph/0109001.
- [156] Berlind, Andreas A. and Weinberg, David H. and Benson, Andrew J. and Baugh, Carlton M. and Cole, Shaun and Dave, Romeel and Frenk, Carlos S. and Jenkins, Adrian and Katz, Neal and Lacey, Cedric G. The Halo occupation distribution and the physics of galaxy formation // *Astrophys. J.* — 2003. — Vol. 593. — P. 1–25. — astro-ph/0212357.
- [157] Sheth R. K., Jain B. Substructure and the halo model of large scale structure // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 2003. — Vol. 345. — P. 529. — astro-ph/0208353.
- [158] Zheng, Zheng and Berlind, Andreas A. and Weinberg, David H. and Benson, Andrew J. and Baugh, Carlton M. and Cole, Shaun and Dave, Romeel and Frenk, Carlos S. and Katz, Neal and Lacey, Cedric G. Theoretical models of the halo occupation distribution: Separating central and satellite galaxies // *Astrophys. J.* — 2005. — Vol. 633. — P. 791–809. — astro-ph/0408564.
- [159] Scoccimarro R. The Bispectrum: From Theory to Observations // *ApJ.* — 2000. — Dec. — Vol. 544, no. 2. — P. 597–615. — astro-ph/0004086.
- [160] Benson, A. J. and Cole, S. and Frenk, C. S. and Baugh, C. M. and Lacey, C. G. The nature of galaxy bias and clustering // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* — 2000. — 02. — Vol. 311, no. 4. — P. 793–808. — <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/311/4/793/4866800/311-4-793.pdf>.
- [161] Sheth R. K., Diaferio A. Peculiar velocities of galaxies and clusters // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* — 2001. — 04. — Vol. 322, no. 4. — P. 901–917. — <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/322/4/901/3339045/322-4-901.pdf>.

- [162] <https://halomod.readthedocs.io>.
- [163] <https://hmf.readthedocs.io/>.
- [164] <https://bdiemer.bitbucket.io/colossus>.
- [165] <https://camb.readthedocs.io>.
- [166] Workman R. L. et al. Review of Particle Physics // PTEP. — 2022. — Vol. 2022. — P. 083C01.
- [167] Zhang P.-J., Beacom J. F. Angular correlations of the MeV cosmic gamma ray background // Astrophys. J. — 2004. — Vol. 614. — P. 37–42. — astro-ph/0401351.
- [168] A Cuoco and S Hannestad and T Haugbølle and G Miele and P D Serpico and H Tu. The signature of large scale structures on the very high energy gamma ray sky // JCAP. — 2007. — apr. — Vol. 2007, no. 04. — P. 013–013. — Access mode: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2007/04/013>.
- [169] Campbell S. S. Angular Power Spectra with Finite Counts // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. — 2015. — Vol. 448, no. 3. — P. 2854–2878. — 1411.4031.