Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН) и Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“» (НИУ ВШЭ)

На правах рукописи

Захаров Евгений Игоревич

Ограничения на параметры частиц темной материи, полученные с помощью рентгеновских телескопов СРГ/ART-XC и NuSTAR

Специальность 1.3.1 —
«Физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Вихлинин Алексей Александрович

Москва — 2026

Оглавление

Стр.

Введение 4

Глава 1. Полетная калибровка спектрального отклика детекторов телескопа ART-XC обсерватории «Спектр-РГ» 18

1.1 Введение 18

1.2 Общие сведения о телескопе СРГ/ART-XC 20

1.2.1 Зеркальная система 22

1.2.2 Детекторы 22

1.2.3 Бортовой калибровочный источник 23

1.3 Базовая модель матрицы спектрального отклика 26

1.3.1 Взаимодействие фотонов с кристаллом 28

1.3.2 Дрейф заряда через кристалл 33

1.3.3 Деление заряда 37

1.3.4 Базовая модель электроники 41

1.3.5 Анализ соответствия модели и калибровочных спектров . . 45

1.4 Расширенная модель электроники 46

1.4.1 Зависимость шума электроники от энергии 48

1.4.2 Нелинейность электроники 58

1.4.3 Анализ соответствия модели и калибровочных спектров . . 64

1.5 Дополнительные эффекты, связанные с кристаллом 67

1.5.1 Поправка к модели деления заряда 68

1.5.2 Взаимодействие с приповерхностным слоем 71

1.5.3 Анализ соответствия модели и калибровочных спектров . . 79

1.6 Модель радиационного повреждения детектора 80

1.6.1 Влияние неэффективности переноса заряда на энергетический отклик 82

1.6.2 Анализ соответствия модели и калибровочных спектров . . 89

1.7 Восстановление энергии события 91

1.7.1 Отбор событий с делением заряда 91

1.7.2 Алгоритм восстановления энергии 92

1.7.3 Проверка алгоритма по калибровочным данным 94

1.8 Заключение 98

Стр.

Глава 2. Поиск распадающейся и аннигилирующей темной материи кэВ-ного диапазона масс по данным СРГ/ART-XC 103
2.1 Введение 103
2.2 Телескоп СРГ/ART-XC и его данные 105
2.3 Методика поиска сигнала в гало Млечного Пути 108
2.3.1 Разделение неба на две области 109
2.3.2 Вычитание спектров и кросс-нормировочный коэффициент 109
2.3.3 Ожидаемый сигнал от гало Галактики 112
2.3.4 Функция правдоподобия и верхний предел 115
2.4 Поиск радиационного распада стерильных нейтрино в гало Млечного Пути 117
2.5 Поиск аннигилирующей темной материи в гало Млечного Пути . . 120
2.6 Поиск аннигилирующей темной материи в карликовых сфероидальных галактиках 122
2.7 Проверка корректности метода поиска линии 130
2.8 Заключение 131
Глава 3. Поиск фотонного пика от аннигиляции темной материи кэВ-ных масс по данным телескопа NuSTAR: ограничения на $\langle \sigma v \rangle$ по результатам 11 лет наблюдений 137
3.1 Введение 137
3.2 Обсерватория NuSTAR и набор данных 138
3.2.1 Обсерватория NuSTAR 138
3.2.2 Программа наблюдений и отбор данных 140
3.2.3 Вычитание сфокусированного излучения 141
3.2.4 Спектр боковой засветки 144
3.2.5 Моделирование астрофизического фона 146
3.3 Ожидаемый сигнал от аннигиляции темной материи в Галактике . . 147
3.4 Статистический анализ и верхние пределы 148
3.5 Заключение 151
Заключение 154
Список литературы 158

Введение

Актуальность темы исследования. Проблема природы темной материи и темной энергии, на долю которых в совокупности приходится около 95% полной плотности энергии Вселенной [1], остается одной из центральных нерешенных проблем современной физики [2; 3]. Впервые указания на существование темной материи были получены при исследовании движения галактик в скоплениях [4] и впоследствии надежно подтверждены по кривым вращения спиральных галактик [5], по гравитационному линзированию, в частности в системах сталкивающихся скоплений галактик [6; 7], а также по акустическим пикам реликтового излучения и формированию крупномасштабной структуры Вселенной [1]. Во всех перечисленных случаях темная материя проявляет себя исключительно через гравитационное взаимодействие, тогда как ее природа за пределами гравитации остается нераскрытой, что делает поиск частиц темной материи одним из наиболее активно развивающихся направлений физики частиц, астрофизики и космологии.

В течение нескольких десятилетий центральное место среди кандидатов на роль частиц темной материи занимали слабовзаимодействующие массивные частицы (Weakly Interacting Massive Particles, WIMPs), масса которых естественным образом обеспечивает наблюдаемую плотность темной материи в рамках механизма термического вымораживания (freeze-out) [8]. Привлекательность данной гипотезы во многом объяснялась ее связью с независимо мотивированными расширениями Стандартной модели, решающими проблему иерархии, в первую очередь с суперсимметричными моделями [8; 9]. Это стимулировало масштабную экспериментальную программу поиска WIMP методами прямой регистрации [10—12], косвенного поиска продуктов аннигиляции или распада [13—15] и рождения на коллайдерах [16]. Тем не менее к настоящему моменту данная программа привела лишь к последовательному и весьма значительному сужению допустимой области параметров. Отсутствие обнаружения WIMP за десятилетия поисков обусловило существенное расширение и смещение фокуса как экспериментальных, так и теоретических исследований в сторону альтернативных кандидатов на роль частиц темной материи, охватывающих значительно более широкий диапазон масс и типов взаимодействия [2; 3].

Неполнота Стандартной модели физики частиц является общепризнанным фактом. Она не в состоянии объяснить ненулевые массы и осцилляции нейтрино [17; 18], барионную асимметрию Вселенной и природу темной материи. Хотя в литературе предложено большое число расширений Стандартной модели, устраняющих то или иное из перечисленных противоречий по отдельности, особый интерес представляют те из них, которые способны решить сразу несколько подобных проблем в рамках единого механизма [19; 20]. Вместе с тем наблюдаемые явления, указывающие на неполноту Стандартной модели, сами по себе не позволяют выбрать между различными вариантами ее расширения. Экспериментальное обнаружение проявлений конкретного расширения дало бы возможность установить природу новой физики, чем и объясняется значительный интерес к данному направлению исследований.

Одним из наиболее известных примеров такого рода служат расширения Стандартной модели, вводящие один или несколько стерильных нейтрино — массивных фермионов, не участвующих ни в одном из известных взаимодействий Стандартной модели (сильном, слабом или электромагнитном) и способных проявлять себя лишь через смешивание с обычными (активными) нейтрино посредством нейтринных осцилляций [21]. Простейшая реализация подобного смешивания, известная как «механизм качелей» (see-saw) — чем больше масса стерильного нейтрино, тем меньше масса активного, — естественным образом объясняет малость масс активных нейтрино и одновременно описывает их осцилляции между различными ароматами [22—27]. Тот же механизм смешивания способен, при определенном выборе параметров модели, обеспечить наблюдаемую барионную асимметрию Вселенной посредством лептогенеза [28].

Помимо решения перечисленных проблем, стерильные нейтрино являются одними из естественных кандидатов на роль частиц темной материи [29; 30]. В этом случае то же смешивание, которое наделяет активные нейтрино массой, одновременно делает стерильное нейтрино нестабильным: оно способно распадаться радиационно на активное нейтрино и фотон [31; 32]. Данный распад дает крайне характерную наблюдательную сигнатуру — монохроматическую линию в электромагнитном спектре с энергией, равной половине массы распадающейся частицы [33], — что делает поиск подобной линии в астрофизических данных прямым и хорошо определенным методом проверки данной гипотезы.

Требование, чтобы стерильное нейтрино составляло всю темную материю Галактики, накладывает на его массу нижнее ограничение, вытекающее

из принципа Паули. Из анализа кинематики карликовых сфероидальных галактик следует, что подобное ограничение фазового объема запрещает массы стерильного нейтрино ниже примерно 0.1 кэВ [34—37]. Данное ограничение является полностью общим и не зависит от конкретного механизма рождения стерильных нейтрино в ранней Вселенной. Существенно более сильное ограничение снизу возникает из требования согласия с наблюдаемой мелкомасштабной структурой Вселенной. Поскольку стерильные нейтрино обладают остаточной тепловой скоростью в момент выхода из равновесия с первичной плазмой, они свободно разлетаются, сглаживая неоднородности плотности вещества на пространственных масштабах меньше некоторой характерной длины свободного разлета. Сравнение с данными о поглощении в линии Lyman-α в спектрах далеких квазаров исключает массы стерильного нейтрино вплоть до нескольких кэВ [38—41].

Помимо согласования с приведенными выше космологическими ограничениями, стерильное нейтрино должно эффективно рождаться в ранней Вселенной в количестве, соответствующем наблюдаемой плотности темной материи. В литературе предложен ряд механизмов подобного рождения: рождение за счет нерезонансных осцилляций с активными нейтрино [42], рождение за счет резонансных осцилляций в присутствии лептонной асимметрии первичной плазмы [43], а также рождение за счет распадов дополнительных тяжелых частиц в рамках более сложных расширений Стандартной модели [44—46]. Различные механизмы рождения приводят к различным распределениям стерильных нейтрино по скоростям, что позволяет частично ослабить приведенное выше ограничение свободного разлета и расширить область масс, совместимую с наблюдениями.

Обнаружение в 2014 году неопознанной линии излучения на энергии около 3.5 кэВ в спектрах скоплений галактик и в спектре галактики Андромеды [47; 48] послужило мощным стимулом для развития данного направления исследований. Наблюдаемые параметры линии оказались согласованы с гипотезой о распаде стерильного нейтрино с массой около 7.1 кэВ на фотон и активное нейтрино, что повлекло за собой значительное число последующих независимых наблюдений с целью подтверждения либо опровержения данного результата. Последующие исследования дали противоречивую картину. Ряд работ сообщал об обнаружении аналогичного избытка в спектрах других астрофизических объектов и другими инструментами [49; 50], тогда как другие исследования не подтвердили присутствие подобной линии [51; 52]. Наблюдения обсерватории Hitomi, обладавшей

рекордным на тот момент спектральным разрешением, также не выявили линии в направлении скопления Персея, однако ограниченный набор данных, обусловленный преждевременной гибелью аппарата вскоре после запуска, не позволил сделать однозначного вывода [53].

Дальнейший анализ данных дополнительно осложнил интерпретацию результата и в конечном счете сделал ее крайне маловероятной. Сопоставление с наблюдениями пустых участков неба показало несогласованность подобного избытка с гипотезой темной материи при стандартных предположениях о ее распределении в Галактике [54], а область параметров ($\sin^2(2\theta)$, m_s) к настоящему моменту независимо исключена более чем на два порядка по углу смешивания [55; 56]. Последующий более детальный реанализ архивных данных поставил под вопрос и само существование заявленной линии как статистически значимого эффекта [57]. Дополнительную неопределенность вносит и то обстоятельство, что даже в случае реального присутствия избытка его происхождение может быть связано не с темной материей, а с неучтенными атомными линиями излучения возбужденного межзвездного и межгалактического газа [58; 59]. По всей видимости, наблюдавшийся в 2014 году избыток не связан с темной материей. Тем не менее данная история наглядно демонстрирует как принципиальную возможность обнаружения подобной сигнатуры современными рентгеновскими инструментами, так и необходимость ее независимой проверки методами, свободными от систематических неопределенностей, связанных с моделированием астрофизического фона в направлении протяженных источников.

Альтернативным сценарием, объясняющим стабильность частиц темной материи на космологических масштабах времени, служит существование сохраняющейся величины, устроенной по тому же принципу, что и хорошо известные в физике лептонное и барионное числа. Каждой частице приписывается определенное значение этой величины, а ее суммарное значение до и после любого процесса должно совпадать [60]. Простейший вариант подобной величины принимает лишь два значения и сохраняется не как точная сумма, а по модулю два: каждой частице темной материи приписывается единица, а всем частицам Стандартной модели — ноль, так что сохраняется лишь четность суммарного числа частиц темной материи, участвующих в процессе, но не эта сумма как таковая. Так, одна частица темной материи не может превратиться только в обычные частицы, поскольку это изменило бы четность их числа с нечетной на четную, тогда как пара таких частиц может проаннигилировать в обычные частицы, не нарушая

этого правила. Подобный закон сохранения по модулю два называется в физике частиц Z_2-симметрией. Более сложные ее обобщения допускают аннигиляцию не только пар, но и больших групп частиц темной материи [60; 61].

Отсутствие каких-либо прямых свидетельств существования подобных легких частиц темной материи является вполне естественным, если их связь с видимым сектором крайне слаба. Обширный класс таких сценариев составляет предмет активно развивающегося в последнее время направления исследований слабосвязанных частиц (feebly interacting particles, FIPs) [62; 63]. Конкретные модели, реализующие сверхслабую связь именно для частиц с массой кэВ-ного масштаба, активно рассматриваются в литературе [64—66].

Для частиц темной материи с массами порядка ГэВ–ТэВ аналогичный поиск линии аннигиляции в гамма-диапазоне по данным наблюдений карликовых сфероидальных галактик Местной группы уже был проведен обсерваторией Fermi. В результате не было выявлено статистически значимого сигнала, что привело к одним из наиболее строгих на сегодняшний день ограничений на сечение аннигиляции в этом диапазоне масс [13]. Это обстоятельство мотивирует смещение поиска в сторону менее изученных, существенно меньших масс частиц темной материи.

Нижняя граница массы для аннигилирующей темной материи, рождающейся в тепловом равновесии с первичной плазмой — и потому обладающей вполне определенным сечением аннигиляции, обеспечивающим при остывании Вселенной наблюдаемую сегодня плотность темной материи, — определяется механизмом, принципиально отличным от рассмотренного выше для распадающихся стерильных нейтрино. Продукты аннигиляции, высвобождаемые в среду в эпоху первичного нуклеосинтеза и рекомбинации, изменяют степень ионизации первичной плазмы, искажая анизотропию реликтового излучения, причем соответствующее ограничение на сечение аннигиляции линейно ужесточается с уменьшением массы частицы [67—70]. Однако для частиц со сверхслабой связью с видимым сектором, о которых шла речь выше, подобного сечения не возникает по построению, и вместо этого действует иной, но концептуально знакомый механизм: рождение таких частиц происходит не через тепловое равновесие, а через вмораживание (freeze-in), что приводит к собственному распределению по скоростям и, как следствие, к ограничению снизу на массу частицы из требования согласия с наблюдаемой мелкомасштабной структурой Вселенной — механизм,

аналогичный по своей природе свободному разлету, рассмотренному выше для стерильных нейтрино [65].

Таким образом, кэВ-ный диапазон масс ограничен снизу космологическими и астрофизическими данными, а сверху примыкает к надежно исследованному ГэВ–ТэВ диапазону, в котором сосредоточены наиболее интенсивные поиски WIMP и получены наиболее строгие ограничения на аннигилирующую темную материю. Одновременно он расположен ниже масс, доступных для проверки в лабораторных экспериментах с нейтрино и на коллайдерах, и потому образует своего рода промежуточную область, слабо охваченную существующими методами поиска. Данное обстоятельство относится как к распадающейся, так и к аннигилирующей компоненте темной материи, однако аннигиляционный канал в этом диапазоне масс изучен существенно слабее: предыдущие работы проводились по данным наблюдений Млечного Пути, галактики M31, карликовых галактик и других астрофизических источников [71—76]. Тем самым поиск обеих сигнатур в кэВ-ном диапазоне масс остается актуальной и во многом еще не закрытой задачей современной астрофизики.

Поиск столь узкой спектральной особенности при наличии значительно превосходящего ее по интенсивности инструментального и астрофизического фона предъявляет исключительно высокие требования к качеству калибровки используемого детектора. Любая неучтенная систематика в модели энергетического отклика — будь то нелинейность шкалы энергий, уширение линии откликом электроники или изменение характеристик детектора со временем — способна как имитировать несуществующий сигнал, так и замаскировать реально присутствующую линию, что делает построение физически обоснованной, а не эмпирической модели отклика необходимым условием достоверности итогового результата.

Большинство орбитальных рентгеновских обсерваторий предназначено для точечных наблюдений заранее выбранных целей — отдельных скоплений или галактик — и потому не приспособлено для поиска сигнала, распределенного по всему небу в соответствии с профилем гало Галактики. Телескоп СРГ/ART-XC им. М. Н. Павлинского [77—80], напротив, работает именно в режиме обзора и за первые два года эксплуатации четыре раза покрыл всю небесную сферу, что принципиально отличает его по самому масштабу решаемой задачи от инструментов, для которых поиск сигнала темной материи является лишь одним из дополнительных применений точечных наблюдений. При этом ART-XC обладает широким полем зрения и высокой чувствительностью в диапазоне энергий примерно 4–

12 кэВ, оставаясь работоспособным вплоть до 30 кэВ, что делает его хорошо приспособленным именно к обсуждаемому кэВ-ному диапазону масс частиц темной материи.

Независимую проверку результатов, полученных по данным СРГ/ART-XC, обеспечивает орбитальная обсерватория NuSTAR [81], также работающая в жестком рентгеновском диапазоне и охватывающая тот же диапазон масс частиц темной материи. Накопленный за 11 лет массив ее наблюдений в режиме боковой засветки позволяет искать узкую спектральную линию принципиально иным способом: по неоднородности ожидаемого сигнала в пределах детектора, а не по его распределению по небесной сфере. По этим данным ранее уже был выполнен поиск радиационного распада стерильных нейтрино [82], и распространение того же подхода на аннигилирующую темную материю воспроизводит для NuSTAR ту же последовательность задач, которая решается для ART-XC. Согласие результатов, полученных двумя инструментами с различными методиками анализа, служит дополнительным свидетельством отсутствия систематических эффектов, способных имитировать искомый сигнал.

Цели и задачи диссертационной работы. Целью настоящей диссертационной работы является поиск наблюдательных проявлений темной материи кэВ-ного диапазона масс в жестком рентгеновском диапазоне по данным орбитальных телескопов СРГ/ART-XC и NuSTAR, а также построение физически мотивированной модели инструментального отклика детекторов СРГ/ART-XC, обеспечивающей необходимую для подобного поиска точность.

Гало Млечного Пути, внутри которого расположена Солнечная система, является ближайшим и потому наиболее ярким источником сигнала от распадающейся или аннигилирующей темной материи, что делает поиск подобного сигнала в данных обзора всего неба, выполняемого телескопом СРГ/ART-XC, естественной первой задачей настоящей работы. Достижение необходимой для такого поиска точности возможно лишь при использовании физически обоснованной модели энергетического отклика детекторов. Независимой проверкой результата по гало Галактики служит анализ карликовых сфероидальных галактик Местной группы: являясь темными гало той же природы, но существенно меньшей массы, они дают заведомо более слабый сигнал, однако почти полное отсутствие собственного астрофизического фона делает их чистой проверкой, свободной от систематических неопределенностей, характерных для анализа гало Галактики. Дополнительным подтверждением полученных результатов служит анализ дан-

ных обсерватории NuSTAR, выполненный по принципиально иной методике, но на основе данных, охватывающих тот же диапазон масс темной материи.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Разработка физически мотивированной модели энергетического отклика детекторов телескопа СРГ/ART-XC, учитывающей ряд тонких физических эффектов формирования сигнала, ранее не принимавшихся во внимание.
2. Поиск сигнала радиационного распада стерильных нейтрино в диффузном рентгеновском спектре гало Млечного Пути по данным всего неба, полученным телескопом СРГ/ART-XC.
3. Поиск сигнала аннигиляции темной материи в гало Млечного Пути и в ансамбле карликовых сфероидальных галактик Местной группы по данным СРГ/ART-XC.
4. Поиск сигнала аннигиляции темной материи по данным 11-летних наблюдений обсерватории NuSTAR в режиме боковой засветки.

Научная новизна. Научная новизна результатов инструментальной части работы заключается в физически обоснованном описании ряда эффектов формирования сигнала в детекторах СРГ/ART-XC, которые ранее либо не рассматривались, либо учитывались лишь эмпирическими поправками. Ключевым результатом является детальное исследование влияния взаимодействия рентгеновского излучения с приповерхностным слоем кристалла детектора на форму регистрируемого спектра: этот эффект ранее не был должным образом учтен в модели отклика детекторов ART-XC, хотя именно он вносит существенный вклад в систематические искажения формы спектральной линии в мягкой части рабочего диапазона телескопа. Впервые для детекторов СРГ/ART-XC предложено физически мотивированное описание нелинейности энергетического отклика, связывающее ее происхождение с конкретными физическими процессами формирования сигнала. Разработаны методы характеризации шумов считывающей электроники детекторов, позволяющие связать наблюдаемое уширение спектральных линий с конкретными источниками шума в электронном тракте прибора. Предложена и применена к многолетним данным ART-XC методика характеризации деградации детекторов, обусловленной накопленной радиационной дозой. Дополнительно рассмотрен качественный подход к описанию эффекта деления заряда между соседними стрипами детектора, носящий вспомогательный характер по отношению к перечисленным выше результатам.

Научная новизна результатов, связанных с поиском темной материи, определяется как полученными ограничениями на параметры распадающейся и аннигилирующей темной материи, так и особенностями использованных подходов к анализу данных. Поиск сигнала распада и аннигиляции темной материи по данным всего неба проводился и ранее, однако для этого использовались инструменты без фокусирующей оптики, в которых фон учитывался принципиально иначе. В настоящей работе для решения этой задачи впервые применен рентгеновский телескоп с фокусирующей оптикой — СРГ/ART-XC, — а сам поиск основан на методе дифференциального вычитания инструментального фона. Кроме того, в работе впервые выполнен совместный анализ сигнала от ансамбля карликовых сфероидальных галактик Местной группы в рентгеновском диапазоне: ранее подобный совместный анализ проводился лишь в гамма-диапазоне обсерваторией Fermi, тогда как построение изображений в жестком рентгеновском диапазоне, реализованное на телескопе ART-XC, впервые сделало такой подход возможным.

Теоретическая и практическая значимость работы. Практическая значимость работы определяется в первую очередь построенной моделью энергетического отклика детекторов телескопа СРГ/ART-XC, которая в дальнейшем может использоваться для повышения точности любых спектральных измерений телескопа, выходящих за рамки задачи поиска темной материи. Кроме того, предложенная модель позволила усовершенствовать алгоритм восстановления энергии зарегистрированных событий, точность которого достигла 1.5%. Подобные усовершенствования представляют самостоятельную практическую ценность для всех научных задач, решаемых с использованием телескопа СРГ/ART-XC, включая измерение параметров горячего газа в скоплениях галактик и исследование узких спектральных особенностей в спектрах компактных объектов.

Теоретическая значимость работы обусловлена полученными ограничениями на параметры темной материи кэВ-ного диапазона масс. Ограничения на угол смешивания стерильных нейтрино, полученные по данным СРГ/ART-XC, согласуются с независимыми результатами обсерватории NuSTAR и дополняют их в области жестких энергий рентгеновского диапазона. В совокупности с независимыми ограничениями снизу, следующими из условий первичного нуклеосинтеза, эти результаты практически полностью закрывают допустимую область параметров для простейшего механизма образования стерильных нейтрино в ран-

ней Вселенной, что ставит под сомнение жизнеспособность данного сценария в его простейшей форме и стимулирует развитие альтернативных механизмов образования подобной темной материи. Для сценария аннигилирующей темной материи аналогичного независимого ограничения снизу на сечение аннигиляции в настоящее время не существует, вследствие чего полученный верхний предел не позволяет полностью закрыть пространство параметров модели. Тем не менее это ограничение улучшает предыдущие результаты примерно на порядок величины и является наиболее сильным среди существующих на сегодняшний день, что делает его надежным ориентиром для проверки широкого круга теоретических моделей, предсказывающих аннигиляцию частиц темной материи в пару фотонов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработана физически мотивированная модель энергетического отклика стриповых CdTe-детекторов телескопа СРГ/ART-XC, обеспечивающая воспроизведение спектра бортового калибровочного источника во всем рабочем диапазоне энергий на протяжении всего срока эксплуатации телескопа. Модель позволила достигнуть точности восстановления энергии фотонов в 1.5% и описать 10%-ные спектральные особенности ниже энергии 6 кэВ.
2. По данным телескопа СРГ/ART-XC проведен поиск линии излучения, соответствующей распаду стерильных нейтрино с массами 12–40 кэВ. Получен верхний предел на угол смешивания $\sin^2(2\theta) < 1 \times 10^{-11}$–$7 \times 10^{-14}$ для соответствующего диапазона масс, что при механизме рождения Додельсона–Уидроу соответствует верхним пределам на параметр плотности $\Omega_s h^2 < 3 \times 10^{-4}$–$8 \times 10^{-6}$. Таким образом, для данного механизма рождения показано, что стерильные нейтрино с массами от 12 до 40 кэВ не могут обеспечить наблюдаемую плотность темной материи.
3. По данным телескопов СРГ/ART-XC и NuSTAR получены наиболее сильные ограничения на сечение аннигиляции частиц темной материи с массами 3–20 кэВ, находящихся в гало нашей Галактики: $\langle \sigma v \rangle < 5 \times 10^{-35}$–$1 \times 10^{-32}$ см^3/с. Полученный предел на порядок величины сужает разрешенную область параметров аннигиляции.
4. Для устранения возможных систематических неопределенностей поиск сигнала от аннигиляции был также проведен по данным наблюдений карликовых галактик Местной группы телескопом СРГ/ART-XC. Получен верхний предел $\langle \sigma v \rangle < 2.5 \times 10^{-33}$ см^3/с.

Степень достоверности результатов. Достоверность полученных в диссертации результатов обеспечивается комплексным подходом, сочетающим анализ данных наблюдений космических аппаратов СРГ/ART-XC и NuSTAR со статистическим моделированием и сопоставлением с теоретическими предсказаниями рассматриваемых моделей темной материи. Обработка данных обоих инструментов производилась с использованием стандартного, широко апробированного научным сообществом программного обеспечения. Ожидаемый сигнал от распада и аннигиляции темной материи рассчитывался на основе устоявшихся теоретических моделей, неоднократно применявшихся в независимых работах других авторов. Устойчивость и корректность используемых статистических методов поиска сигнала проверены путем моделирования на большом числе искусственных спектров, а достоверность построенной модели отклика детекторов СРГ/ART-XC подтверждается ее согласием с независимыми измерениями бортового калибровочного источника на всем протяжении срока эксплуатации телескопа. Дополнительным подтверждением достоверности служит согласие полученных ограничений на параметры темной материи с независимыми результатами других рентгеновских и гамма-обсерваторий. Основные результаты работы опубликованы в рецензируемых научных журналах и прошли апробацию на российских и международных конференциях.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях:

1. Всероссийская конференция «*Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра — 2022*», 2022 год, Россия, г. Москва, ул. Профсоюзная, д. 84/32.
2. XX конференция молодых ученых «*Фундаментальные и прикладные космические исследования*», 2023 год, Россия, г. Москва, ул. Профсоюзная, д. 84/32.
3. XXI конференция молодых ученых «*Фундаментальные и прикладные космические исследования*», 2024 год, Россия, г. Москва, ул. Профсоюзная, д. 84/32.
4. Всероссийская астрономическая конференция 2024 года «*Современная астрономия: от ранней Вселенной до экзопланет и черных дыр*», 2024 год, Россия, Карачаево-Черкесская Республика, Зеленчукский р-н, п. Нижний Архыз.
5. Международная конференция «*Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра — 2024*», 2024 год, Россия, г. Москва, ул. Профсоюзная, д. 84/32.

6. Сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН, посвященная 70-летию В. А. Рубакова, 2025 год, Россия, г. Москва, Ленинский пр-т, д. 32А.
7. XXII конференция молодых ученых «*Фундаментальные и прикладные космические исследования*», 2025 год, Россия, г. Москва, ул. Профсоюзная, д. 84/32.
8. Russian–Chinese Meeting on High Energy Astrophysics, 2025 год, Россия, г. Москва, ул. Профсоюзная, д. 84/32.
9. Всероссийская конференция «*Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра — 2025*», 2025 год, Россия, г. Москва, ул. Профсоюзная, д. 84/32.
10. Международная конференция молодых ученых по космическим исследованиям, 2026 год, Россия, г. Москва, ул. Профсоюзная, д. 84/32.

Работа также докладывалась на семинарах отдела Астрофизики высоких энергий Института космических исследований Российской академии наук и на Астрофизическом семинаре Института физики Казанского (Приволжского) федерального университета.

Личный вклад автора. Работа выполнена в сотрудничестве с коллегами из Института космических исследований РАН и Института ядерных исследований РАН. Все основные результаты, представленные в диссертации, получены автором лично. Первые три работы из списка публикаций посвящены поиску темной материи: для анализа данных СРГ/ART-XC методика поиска сигнала разработана автором самостоятельно. При поиске темной материи по данным NuSTAR использовалась ранее предложенная коллегами методика анализа данных [82], однако представленные в диссертации ограничения на параметры аннигилирующей темной материи получены автором лично путем самостоятельной реинтерпретации этих данных. Четвертая работа посвящена калибровке детекторов телескопа СРГ/ART-XC: автором лично разработан программный комплекс, объединяющий пакет GEANT4 для моделирования взаимодействия излучения с кристаллом детектора и специализированное программное обеспечение собственной разработки для описания последующих физических процессов и работы считывающей электроники. Базовая модель электроники была предложена коллегами, тогда как ее последующее развитие и уточнение выполнены автором самостоятельно. Подготовка всех публикаций по теме диссертации, включая написание текста статей и ответов на замечания рецензентов, проводилась автором лично. Положения,

выносимые на защиту, основаны на результатах указанных публикаций и согласованы со всеми соавторами.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 4 печатных работах, индексируемых Web of Science, Scopus и РИНЦ.

Публикации автора по теме диссертации:

1. ***Zakharov E. I.*** *et al.* All-sky limits on sterile neutrino galactic dark matter obtained with SRG/ART-XC after two years of operations // Physical Review D. — 2024. — Vol. 109, No. 2. — P. L021301. — DOI: 10.1103/PhysRevD.109.L021301
2. ***Zakharov E. I.***, *Barinov V. V., Burenin R. A., Gorbunov D. S., Krivonos R. A.* Constraints on the parameters of keV-scale mass annihilating dark matter obtained with SRG/ART-XC observations // Physical Review D. — 2024. — Vol. 110, No. 12. — P. 123026. — DOI: 10.1103/PhysRevD.110.123026
3. ***Zakharov E. I.***, *Barinov V. V., Gorbunov D. S., Krivonos R. A., Mukhin A. A.* Search for a photon peak from keV-scale dark matter annihilation with NuSTAR: Constraints on $\langle \sigma v \rangle$ after 11 years of observations // Physical Review D. — 2025. — Vol. 112, No. 10. — P. 103037. — DOI: 10.1103/f1w8-bcny
4. ***Захаров Е. И.***, *Лапшов И. Ю., Левин В. В., Ткаченко А. Ю., Лутовинов А. А., Вихлинин А. А.* Полетная калибровка спектрального отклика детекторов телескопа ART-XC обсерватории «Спектр-РГ» // Письма в Астрономический журнал. — 2026. — Т. 52, № 9. — С. 457. — DOI: 10.31857/S0320010826090013

Также автор был соавтором еще 3 работ, непосредственно не относящихся к теме диссертации.

Прочие публикации:

1. *Plavin A. V., Burenin R. A., Kovalev Y. Y., Lutovinov A. A., Starobinsky A. A., Troitsky S. V.,* ***Zakharov E. I.*** Hard X-ray emission from blazars associated with high-energy neutrinos // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2024. — Vol. 2024, No. 5. — P. 133. — DOI: 10.1088/1475-7516/2024/05/133
2. *Sazonov S., Burenin R., Filippova E., Krivonos R., …, Voron V.,* ***Zakharov E.***, *Zaznobin I.* SRG/ART-XC all-sky X-ray survey: Catalog of sources detected during the first five surveys // Astronomy & Astrophysics. — 2024. — Vol. 687. — P. A183. — DOI: 10.1051/0004-6361/202348950

3. *Tyrin N. Yu., Krivonos R. A., Arefiev V. A., Burenin R. A.,* ***Zakharov E. I.*** *et al.* SRG/ART-XC All-Sky X-ray Survey: Sensitivity Assessment Based on Aperture Photometry // Astronomy Letters. — 2025. — Vol. 51, No. 3. — P. 138–142. — DOI: 10.1134/S106377372570029X

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 3 глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 179 страниц, включая 60 рисунков и 4 таблицы. Список литературы содержит 181 наименование.

Глава 1. Полетная калибровка спектрального отклика детекторов телескопа ART-XC обсерватории «Спектр-РГ»

1.1 Введение

Специфика современной рентгеновской астрономии состоит в том, что практически все работающие в этом диапазоне инструменты используют принцип позиционно-чувствительной фотонной спектроскопии. Каждое зарегистрированное событие характеризуется не только временем и координатами прихода, но и амплитудой сигнала, оцифровываемой в дискретный канал детектора I. Связь между этим каналом и истинной энергией фотона E, однако, не является взаимно однозначной: ряд физических процессов приводит к тому, что фотоны одной и той же энергии регистрируются в некотором распределении каналов, причем форма этого распределения меняется с энергией. Совокупность вероятностей зарегистрировать фотон энергии E именно в канале I образует *матрицу отклика* прибора (*Response Matrix Function*, RMF) [83]. Второй необходимой величиной служит *эффективная площадь* инструмента (*Ancillary Response Function*, ARF) [83] — эффективность регистрации фотона данной энергии как функция самой этой энергии. ARF объединяет в себе геометрическую площадь зеркальной системы, ее отражательную способность, фактор виньетирования и квантовую эффективность детектора. Вместе матрица отклика и эффективная площадь полностью определяют связь между истинным спектром источника и наблюдаемым распределением событий по каналам детектора.

Поскольку задаваемое матрицей отклика отображение «энергия–канал» в общем случае необратимо, восстановление истинного спектра источника является некорректно поставленной задачей. Вместо этого в рентгеновской спектроскопии повсеместно применяется метод *прямого моделирования*. Для источника выбирается физически мотивированная спектральная модель с некоторым набором свободных параметров. Затем эта модель сворачивается с матрицей отклика и эффективной площадью прибора, в результате чего получается предсказание числа отсчетов в каждом канале детектора. Полученное распределение сопоставляется с экспериментально измеренным спектром с помощью статистики, корректно учитывающей пуассоновский характер шума при счете фотонов. Да-

лее свободные параметры модели итеративно подбираются таким образом, чтобы минимизировать данную статистику. Найденные в результате такой процедуры наилучшие значения параметров модели и их доверительные интервалы и составляют итоговый научный результат анализа рентгеновского спектра. Из описанной процедуры непосредственно следует, что точность матрицы отклика инструмента напрямую определяет точность и достоверность всех величин, восстанавливаемых из наблюдаемого спектра источника.

Энергетическое разрешение детекторов ART-XC остается сравнительно невысоким и составляет 9% на энергии 13.9 кэВ [77], из-за чего спектральные линии оказываются широкими, а точное знание формы инструментального отклика приобретает особую важность для широкого круга научных задач. Среди них, в частности, измерение температуры горячего газа в скоплениях галактик [84—86] и поиск узких спектральных особенностей на фоне гладкого континуума — например, циклотронных линий в спектрах аккрецирующих нейтронных звезд [87; 88] или линий от распада либо аннигиляции частиц темной материи [82; 89; 90]. Для всех подобных задач точность восстановления формы спектра источника напрямую ограничена точностью используемой матрицы отклика и эффективной площади прибора.

Настоящая диссертационная работа посвящена именно последней из перечисленных задач — поиску в спектре фонового излучения узкой эмиссионной линии, которая могла бы свидетельствовать о радиационном распаде или аннигиляции частиц темной материи кэВ-ного диапазона масс (в частности, гипотетических стерильных нейтрино). Поиск подобного сигнала предъявляет к модели инструментального отклика требования, аналогичные описанным выше: чувствительность метода к слабой линии напрямую определяется тем, насколько точно все инструментальные особенности спектра отделены от гипотетического астрофизического сигнала. Именно необходимость надежного разделения этих вкладов и обусловила построение детальной физически мотивированной модели матрицы отклика детекторов ART-XC, представленной в настоящей главе.

Используемая в настоящее время матрица отклика детекторов ART-XC основана на моделировании регистрации фотонов в пакете GEANT4 с последующей сверткой результата с гауссианой. Ширина гауссианы соответствует энергетическому разрешению детектора, которое определялось из наземных калибровок [79]. Подобный подход не учитывает ряд тонких эффектов формирования сигнала, рассматриваемых в настоящей главе, и потому дополнен эмпирическими

поправками. Точность существующей калибровки достаточна для научных задач, не требующих высокой точности определения спектральных параметров. Однако для решения задач высокоточной космологии достигнутая точность модели отклика оказывается уже недостаточной. Дополнительным осложняющим фактором выступает то, что эффективная площадь прибора (ARF) определяется путем сопоставления модельного и наблюдаемого спектров опорного источника — Крабовидной туманности, — вследствие чего любая неучтенная систематика формы спектральной линии, вносимая несовершенством RMF, неизбежно скажется и на точности калибровки эффективной площади. Как будет показано в настоящей главе, для детекторов ART-XC подобная систематика оказывается значимой именно в мягкой части научного энергетического диапазона телескопа.

Для решения этой задачи в настоящей работе избран путь, отличный от последовательного введения эмпирических поправок в существующую модель. Вместо этого выполнено независимое построение физически мотивированной модели отклика детекторов ART-XC, отправной точкой которой служит последовательное описание элементарных физических процессов формирования сигнала. Такой подход, оперирующий малым числом физически интерпретируемых свободных параметров, потенциально позволяет достичь более высокой точности и предсказательной силы модели по сравнению с чисто эмпирическими методами калибровки, а также обеспечивает возможность ее экстраполяции за пределы условий, в которых проводились калибровочные измерения. В качестве основного инструмента проверки полученной модели на всех этапах ее построения используются данные бортового калибровочного источника (БКИ, §1.2.3). В отличие от калибровки по астрофизическим источникам, наблюдения БКИ обеспечивают контролируемый, регулярно повторяемый спектр, свободный от систематических неопределенностей астрофизической природы.

1.2 Общие сведения о телескопе СРГ/ART-XC

Телескоп ART-XC им. М. Н. Павлинского является первым в России рентгеновским телескопом с оптикой косого падения [77]. Главная научная задача ART-XC состоит в осуществлении первого в истории обзора всего неба в режиме прямого изображения в жестком (4–30 кэВ) рентгеновском диапазоне

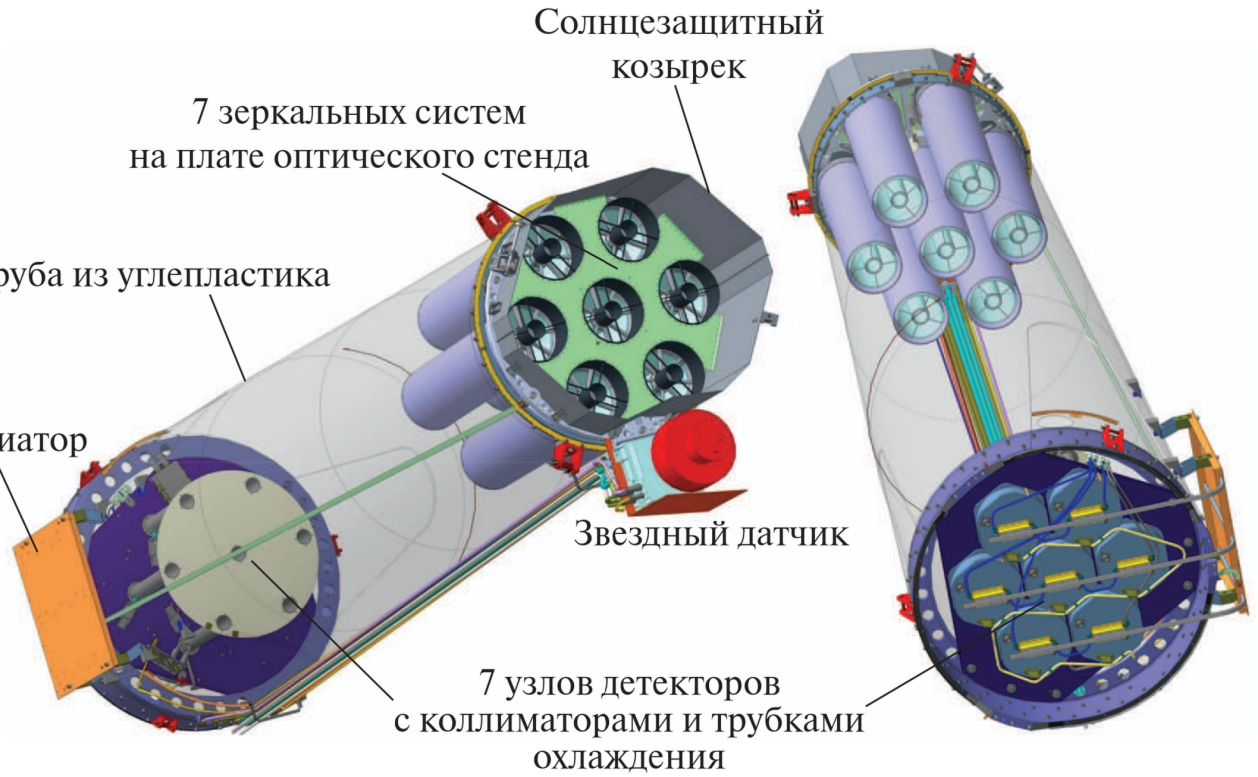


Рисунок 1.1 — Устройство телескопа СРГ/ART-XC. Конусообразная труба из углеродного волокна с семью идентичными системами «зеркальная система + детектор». Схема взята из работы [77].

и построении глубоких карт для каталогизации тысяч рентгеновских источников [91; 92]. Телескоп функционирует на борту орбитальной обсерватории «Спектр-Рентген-Гамма» («Спектр-РГ», СРГ), являющейся флагманской астрофизической миссией российской федеральной космической программы [93]. Обсерватория была успешно выведена на орбиту 13 июля 2019 года и осуществляет полет на гало-орбите в окрестности второй точки Лагранжа L_2 системы Солнце–Земля. Разработка прибора велась Институтом космических исследований РАН совместно с Российским федеральным ядерным центром — Всероссийским научно-исследовательским институтом экспериментальной физики, а изготовление и наземная калибровка летных систем рентгеновских зеркал выполнялись в Маршалловском центре космических полетов НАСА. С конструктивной точки зрения инструмент имеет массу около 350 кг, высоту 3.5 м, диаметр 0.9 м и потребляет порядка 150 Вт электроэнергии. Его основу составляют семь соосных параллельных модулей, каждый из которых представляет собой независимую пару «зеркальная система + детектор», размещенных внутри общего конического корпуса из углеродного волокна.

1.2.1 Зеркальная система

Зеркальная система телескопа ART-XC состоит из семи соосных рентгеновских зеркальных модулей косого падения [77]. Каждый из этих модулей включает в себя 28 вложенных друг в друга тонких оболочек из никель-кобальтового сплава. Оболочки выполнены по классической схеме Вольтера типа I и покрыты слоем иридия для достижения максимальной отражательной способности в жестком рентгеновском диапазоне. Фокусное расстояние зеркальной системы составляет 2700 мм. Ключевой характеристикой этой зеркальной системы является то, что она способна эффективно отражать рентгеновские фотоны с энергией вплоть до 30 кэВ. Именно этой способностью зеркал обусловлен верхний предел энергетического диапазона. Далее этот диапазон (4–30 кэВ) именуется *научным энергетическим диапазоном* телескопа. Среди прочих определяющих параметров прибора следует отметить поле зрения, составляющее около 0.3 кв. градуса, что соответствует угловому диаметру $36'$. Собственное угловое разрешение самих зеркал по оси, измеряемое по диаметру половинной мощности (HPD), составляет $35''$ [94; 95]. В обзорном режиме и режиме сканирования итоговое угловое разрешение телескопа (FWHM) составляет $53''$ [96] — эта величина главным образом ограничена размером чувствительных элементов рентгеновских детекторов [77].

1.2.2 Детекторы

В фокальной плоскости каждого из семи зеркальных модулей телескопа ART-XC размещен полупроводниковый детектор, разработанный в ИКИ РАН. Детальное описание детекторов ART-XC дано в работах [97—99]. В качестве чувствительного элемента в них используются двусторонние стриповые детекторы на основе монокристаллического теллурида кадмия (CdTe) толщиной 1 мм и размерами 29.95×29.95 мм. На противоположные стороны кристалла нанесены по 48 взаимно ортогональных полосковых контактов (стрипов) шириной 520 мкм и зазором в 75 мкм. Электроды верхней стороны имеют структуру Au/Pt/CdTe (омический контакт), а нижней — Au/Ti/Al/CdTe (диод Шоттки). Использование высокочистого CdTe в сочетании со структурой диода Шоттки обеспечивает низ-

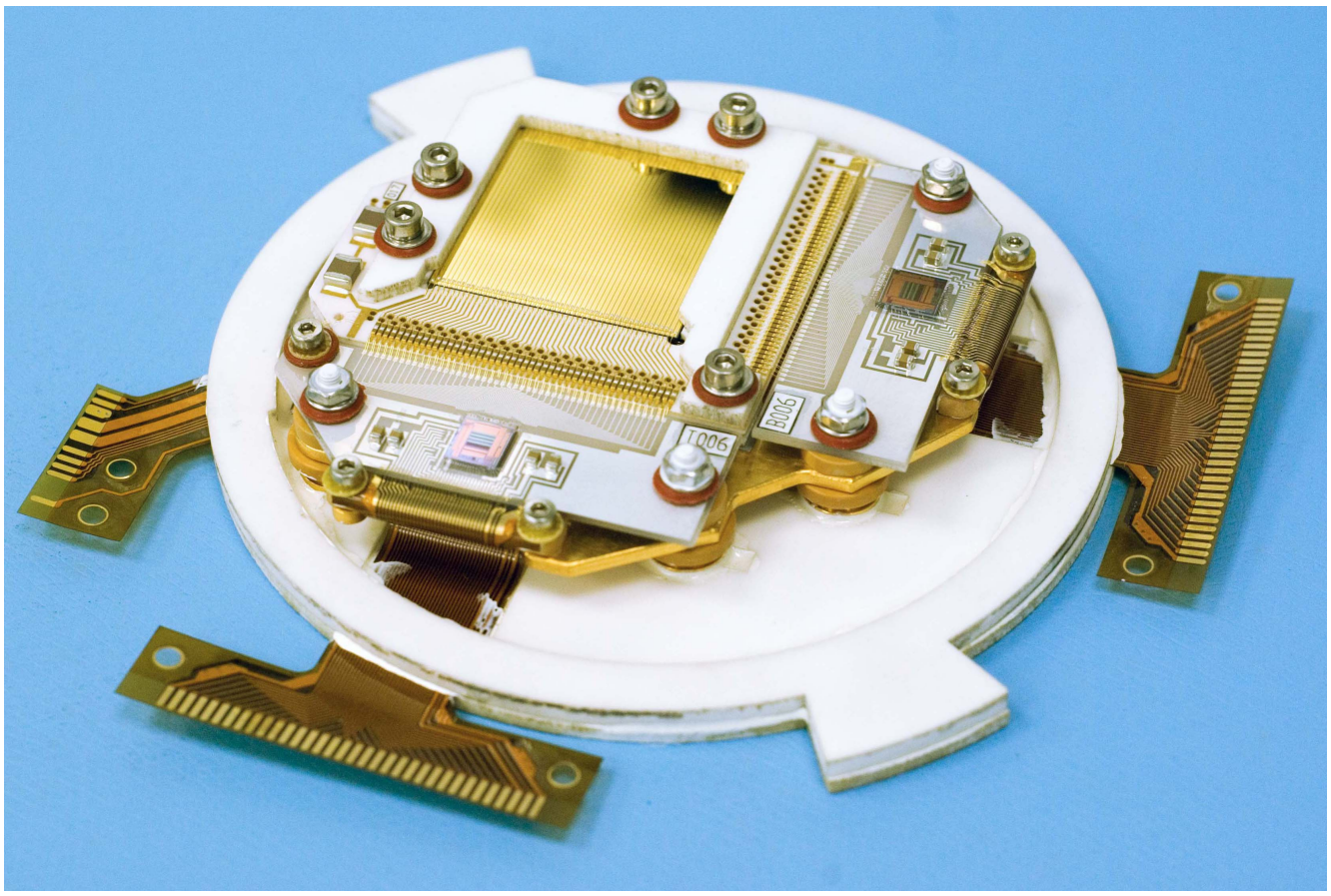


Рисунок 1.2 — Общий вид детектора телескопа СРГ/ART-XC. Фотография взята из работы [77].

кий ток утечки детектора. Дополнительное снижение шумов и минимизация токов утечки достигаются за счет работы детекторов в глубоком вакууме при температуре -20 °C. При работе на детекторы подается обратное напряжение смещения в -100 В, но при необходимости его можно увеличить до -360 В. Кристалл CdTe сохраняет высокую эффективность регистрации жесткого рентгеновского излучения вплоть до энергий порядка 120 кэВ, что значительно превышает верхний предел пропускания зеркальной системы. Далее диапазон 30–120 кэВ именуется *техническим энергетическим диапазоном* детектора.

1.2.3 Бортовой калибровочный источник

Активным элементом бортового калибровочного источника (БКИ) является герметичная радиоизотопная капсула дискового типа диаметром 8 мм и высотой 5 мм, содержащая активное вещество [100]. Активная часть капсулы имеет раз-

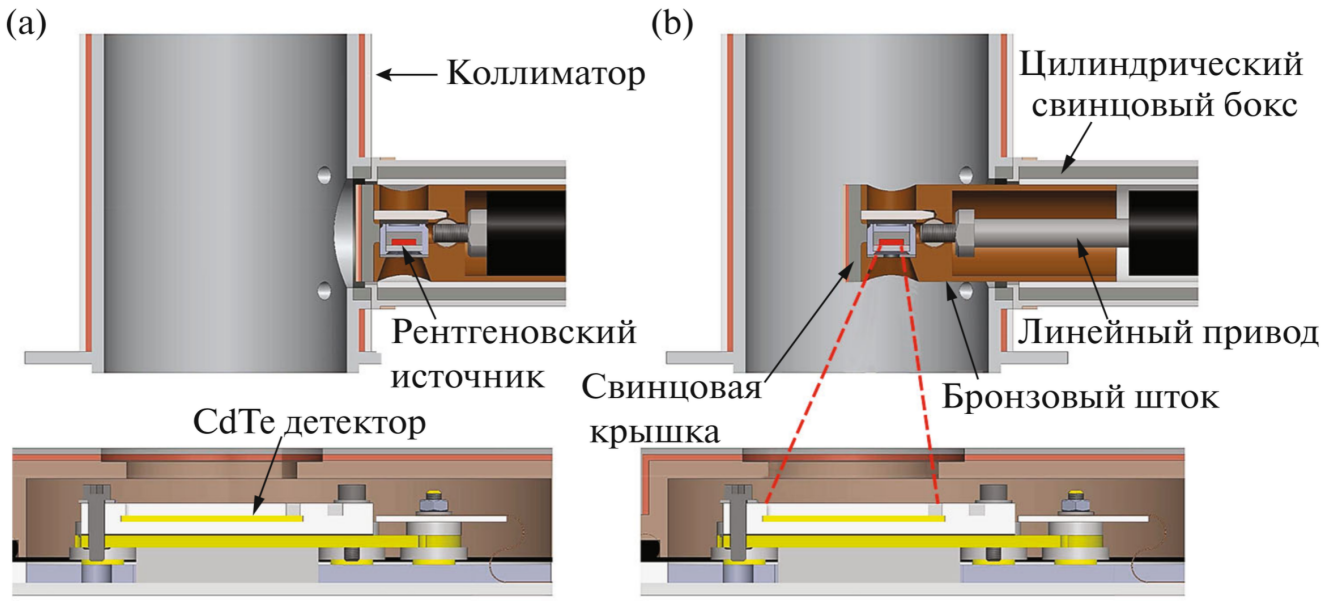


Рисунок 1.3 — В нерабочем положении калибровочный источник находится внутри свинцового цилиндрического бокса, прикрепленного к коллиматору телескопического модуля (a). Бокс надежно блокирует любое значимое излучение источника, что критически важно при астрофизических наблюдениях. Для калибровки источник вводится непосредственно в коллиматор (b) и облучает детектор. Схема взята из работы [77].

меры 4 $\times$ 1 мм и со всех сторон, кроме входного окна, окружена оболочкой из вольфрама, экранирующей паразитное излучение источника во всех направлениях, кроме рабочего. Внешний корпус капсулы выполнен из монель-металла — коррозионностойкого сплава на основе никеля и меди — и герметично заварен. Входное окно капсулы изготовлено из бериллия. Капсула закреплена на выдвижном бронзовом штоке (рис. 1.3). В нерабочем состоянии шток удерживает капсулу внутри свинцового бокса, полностью экранирующего ее излучение и исключающего засветку детектора в ходе штатных астрофизических наблюдений. По команде с Земли шток выдвигает капсулу в поле зрения детектора на расстояние 7 см от его поверхности, обеспечивая равномерную засветку чувствительной области детектора.

В качестве активного вещества в БКИ используются изотопы ^{55}Fe и ^{241}Am. Изотоп ^{55}Fe распадается путем электронного захвата в ^{55}Mn (период полураспада 2.7562 года), что сопровождается характеристическим рентгеновским излучением марганца — линиями K_α (5.89 кэВ) и K_β (6.49 кэВ). Изотоп ^{241}Am испытывает альфа-распад в ^{237}Np (период полураспада 432.6 года). Заселенные при этом возбужденные ядерные уровни нептуния снимаются гамма-излучением, наиболее

интенсивная линия которого имеет энергию 59.54 кэВ, а сопутствующая внутренняя конверсия порождает характеристическое рентгеновское излучение нептуния в диапазоне энергий 11–22 кэВ.

При моделировании спектра БКИ используется набор из 4 линий ^{55}Fe [101; 102] и 33 линий ^{241}Am [103; 104], дополненный тремя линиями меди [102], возникающими при флуоресценции некоторых конструкционных элементов телескопа. Полный список используемых линий с указанием энергии, происхождения, относительной вероятности и принадлежности к комплексу приведен в таблице 1. Ввиду ограниченного спектрального разрешения детектора близко расположенные линии по отдельности неразличимы, поэтому все линии объединяются в восемь *комплексов*. Относительные амплитуды линий внутри каждого комплекса зафиксированы, тогда как при сопоставлении модели с экспериментальными данными свободными параметрами являются амплитуды самих комплексов.

Таблица 1 — Список спектральных линий, используемых при моделировании спектра БКИ. Вероятность указана в виде безразмерной доли на один акт распада соответствующего изотопа.

Название линии	Энергия, кэВ	Связана с	Вероятность	Комплекс
Mn Kα_2	5.89	^{55}Fe	0.0845	Fe
Mn Kα_1	5.90	^{55}Fe	0.1656	
Mn Kβ_1	6.49	^{55}Fe	0.0152	
Mn Kβ''_5	6.54	^{55}Fe	0.0152	
Np L1-L3	4.82	^{241}Am	0.003566	Am (отдельно стоящие линии)
Np $\gamma_{-1,1}$	32.18	^{241}Am	0.000174	
Np $\gamma_{1,0}$	33.20	^{241}Am	0.00126	
Np $\gamma_{3,1}$	42.73	^{241}Am	0.000055	
Np $\gamma_{4,2}$	43.42	^{241}Am	0.00073	
Np $\gamma_{6,4}$	55.56	^{241}Am	0.000181	
Np $\gamma_{-1,2}$	57.85	^{241}Am	0.000052	
Np $\gamma_{2,0}$	59.54	^{241}Am	0.359	
Cu Kα_1	8.05	^{241}Am	0.004185	Cu (флуоресценция)
Cu Kα_2	8.03	^{241}Am	0.004185	
Cu Kβ_1	8.91	^{241}Am	0.000837	
Np Ll	11.87	^{241}Am	0.00837	Np (комплекс Ll)
Np Lt	12.24	^{241}Am	0.00026	
Np Ls	13.18	^{241}Am	0.00019	Np (комплекс Lα)
Np Lα_2	13.76	^{241}Am	0.01398	
Np Lα_1	13.95	^{241}Am	0.116	

Таблица 1 — продолжение

Название линии	Энергия, кэВ	Связана с	Вероятность	Комплекс
Np Lη	15.86	^{241}Am	0.00404	
Np Lβ_6	16.11	^{241}Am	0.00248	
Np Lβ_{15}	16.79	^{241}Am	0.00339	
Np Lβ_2	16.84	^{241}Am	0.02451	
Np Lβ_4	17.06	^{241}Am	0.01736	
Np Lβ	17.27	^{241}Am	0.00297	Np (комплекс Lβ)
Np Lβ_5	17.50	^{241}Am	0.00297	
Np Lβ_1	17.75	^{241}Am	0.1183	
Np Lβ_3	17.99	^{241}Am	0.0131	
Np Lβ_{10}	18.58	^{241}Am	0.00054	
Np Lβ_9	18.76	^{241}Am	0.00047	
Np Lγ_5	20.10	^{241}Am	0.00087	
Np Lγ_1	20.78	^{241}Am	0.0294	
Np Lγ_2	21.10	^{241}Am	0.00467	
Np Lγ_8	21.26	^{241}Am	0.00260	Np (комплекс Lγ)
Np Lγ_3	21.34	^{241}Am	0.00260	
Np Lγ_6	21.49	^{241}Am	0.00567	
Np Lγ_4	22.12	^{241}Am	0.00173	
Np Lγ_{13}	22.40	^{241}Am	0.00069	
Np $\gamma_{2,1}$	26.34	^{241}Am	0.024	Am (26.34 кэВ)

Калибровка каждого детектора телескопа ART-XC проводится независимо и приблизительно раз в два месяца. При этом БКИ дает равномерную засветку всей площади детектора, за исключением его углов, прикрытых корпусом. В ходе штатной калибровочной сессии детектор экспонируется источником в течение одного часа. Специально для настоящей работы в декабре 2025 года была проведена отдельная калибровочная сессия, в ходе которой каждый детектор экспонировался источником БКИ в течение восьми часов.

1.3 Базовая модель матрицы спектрального отклика

Построение модели матрицы спектрального отклика на основе последовательного описания транспорта заряда в кристалле в сочетании с Монте-Карло

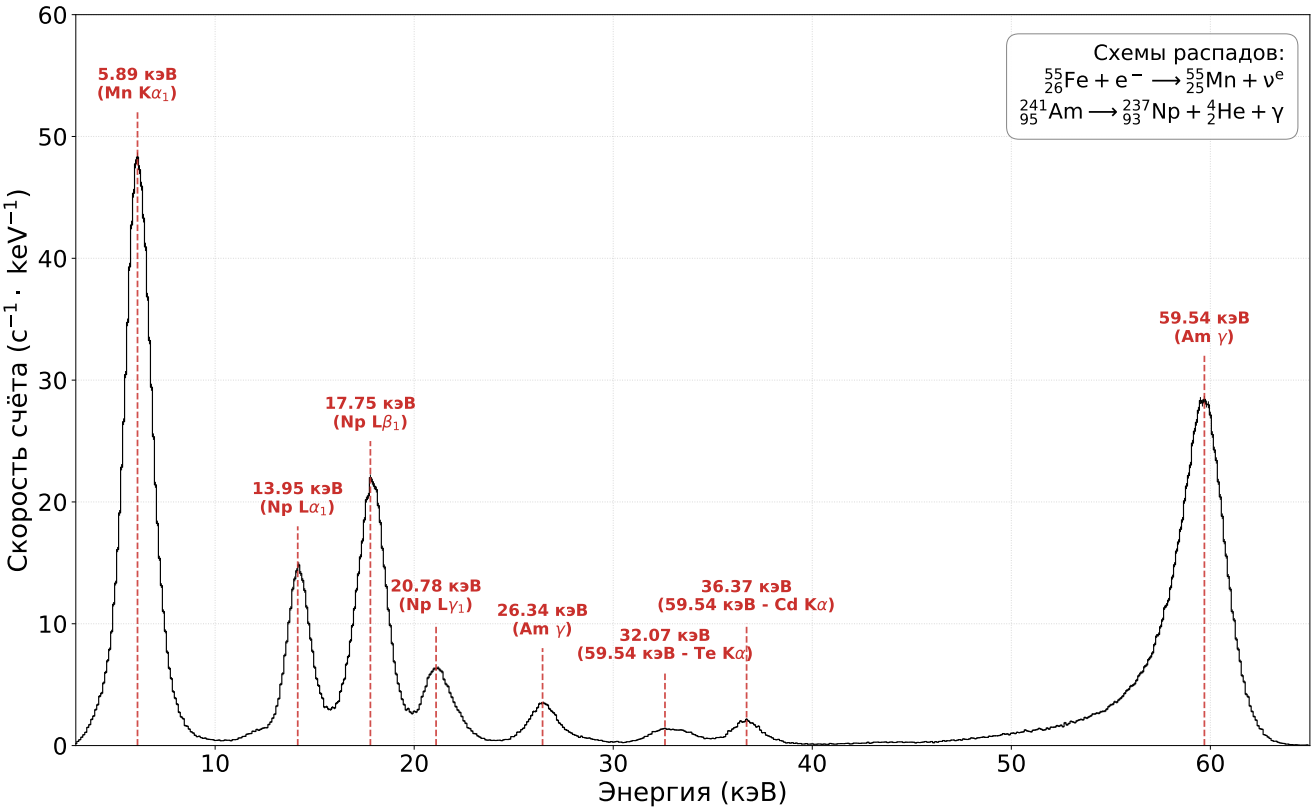


Рисунок 1.4 — Спектр бортового калибровочного источника, полученный детектором T1 в декабре 2019 года. Комплекс линий вблизи 5.89 кэВ связан с распадом железа-55, остальные линии и комплексы — с распадом америция-241.

моделированием взаимодействия фотонов с веществом детектора является стандартным подходом, лежащим в основе RMF подавляющего большинства современных космических рентгеновских детекторов на CdTe и CdZnTe [105—107].

Разработка численной модели полупроводникового детектора телескопа ART-XC требует последовательного воспроизведения всей цепочки процессов — от момента попадания рентгеновского фотона в кристалл до формирования телеметрической записи. В качестве фундаментального приближения в настоящей работе выступает *«базовая модель»* (или *модель уровня L0*). Концепция уровня L0 базируется на стандартных, хорошо известных механизмах физики твердого тела и классической модели работы считывающей электроники. Она намеренно не учитывает тонкие эффекты (такие как индивидуальные особенности электроники, взаимодействие с приповерхностным слоем и радиационное повреждение кристалла), позволяя сформировать идеализированную, но физически строгую модель прибора. Весь сквозной алгоритм модели L0 разделен на четыре последовательных этапа:

1. *Взаимодействие фотонов с кристаллом*. Процессы первичного фотоэлектрического поглощения рентгеновского излучения в объеме CdTe, генерация каскадов вторичных электронов, а также различные каналы атомной релаксации с субмикронной точностью моделируются методом Монте-Карло в программном комплексе GEANT4 [108].
2. *Дрейф заряда через кристалл*. Под действием однородного внешнего электрического поля рожденные носители заряда начинают направленное движение к электродам. При этом полный индуцированный на контактах заряд рассчитывается с помощью классического уравнения Хехта [109].
3. *Деление заряда*. В процессе дрейфа зарядовое облако испытывает уширение за счет диффузии. Геометрическая модель сбора заряда рассчитывает распределение долей этого диффузионного облака между соседними стрипами, фиксируя эффективные межстриповые границы строго посередине зазоров.
4. *Базовая модель электроники*. Сформированные на стрипах зарядовые сигналы усиливаются зарядочувствительным усилителем и поступают на быстрый формирователь для выработки триггера и медленный формирователь для измерения энергии. Модель учитывает корреляцию шумов этих формирователей, операцию порогового ограничения дискриминатора и оцифровку сигнала.

Построенная таким образом модель L0 позволяет по заданным параметрам падающего потока рентгеновских фотонов получить смоделированный спектр БКИ, что создает основу для верификации модели по реальным полетным данным и последующего усложнения физики моделирования.

1.3.1 Взаимодействие фотонов с кристаллом

Основным процессом взаимодействия рентгеновских фотонов с веществом детектора в научном энергетическом диапазоне телескопа ART-XC является фотоэлектрическое поглощение (фотоэффект), приводящее к ионизации атомов кристалла и генерации быстрых фотоэлектронов [110]. Фотоэффект носит выраженный пороговый характер и протекает на связанных электронах внутренних

оболочек атомов кадмия и теллура. Выше краев поглощения сечение фотоэффекта ведет себя как $\sigma_{\text{ph}} \sim E_\gamma^{-3}$. Однако при численном моделировании используются точные табулированные значения сечений. Для корректного моделирования функции отклика детектора ART-XC необходим учет скачков сечения на краях поглощения: L-краев Cd и Te в области ≈ 4 кэВ, а также их K-краев при энергиях 26.7 кэВ для Cd и 31.8 кэВ для Te. Положение этих порогов определяет как пространственное распределение точек первичного поглощения по глубине кристалла, так и структуру последующих каскадных процессов релаксации возбужденных атомов.

Кинетическая энергия выбитого фотоэлектрона расходуется на генерацию облака свободных электрон-дырочных пар. Этот процесс носит каскадный характер: первичный высокоэнергетический электрон за счет последовательных актов ударной ионизации порождает разветвленную лавину вторичных носителей, увеличивая их общее число до тех пор, пока энергия носителей не упадет ниже порога ионизации. Пространственный масштаб формирующегося в результате каскада облака зависит от энергии первоначального фотона [111]. Однако даже для фотонов с максимально регистрируемой энергией масштаб этого облака составляет единицы микрометров (см. (1.24)), что значительно меньше шага считывающих стрипов.

Вакансии, возникающие в оболочках атомов после акта фотоэффекта, релаксируют преимущественно с испусканием характеристических флуоресцентных фотонов [112]. Для K-оболочек значения энергий флуоресцентных фотонов составляют $E_{\text{Cd}\,K\alpha} \approx 23.1$ кэВ и $E_{\text{Te}\,K\alpha} \approx 27.5$ кэВ. Длина свободного пробега таких фотонов в теллуриде кадмия достигает сотен микрометров, поэтому они могут испытывать либо ближнее поглощение в пределах исходного стрипа с формированием пика полного поглощения, либо дальнее поглощение под соседними стрипами, что приводит к межстриповому делению заряда и одновременной регистрации событий в нескольких каналах электроники. Третьим возможным сценарием является безвозвратный вылет флуоресцентного фотона из чувствительного объема кристалла. В случае вылета фотона регистрируемая детектором энергия уменьшается на величину E_{fluor}, что приводит к формированию в спектре пиков вылета (*escape*-пиков) [110]. Несмотря на минимальный вклад данных процессов при анализе научных данных, они играют ключевую роль при калибровке детектора: так, в спектрах БКИ благодаря высокой интенсивности линии

59.54 кэВ отчетливо наблюдаются пики вылета теллура и кадмия на энергиях 32.07 кэВ и 36.37 кэВ соответственно (см. рис. 1.4).

Альтернативным каналом атомной релаксации, конкурирующим с флуоресценцией, является оже-эффект, при котором энергия возбуждения безызлучательно передается электрону внешних оболочек атома [112; 113]. Пробег оже-электрона в теллуриде кадмия не превышает единиц микрометров, поэтому его кинетическая энергия поглощается строго локально в точке взаимодействия. Подобные переходы не вызывают утечки или пространственного перераспределения энергии в объеме полупроводника, благодаря чему такие события вносят вклад исключительно в пик полного поглощения.

Вклады процессов рассеяния фотонов (рэлеевского и комптоновского) в рабочем диапазоне энергий ART-XC малы по сравнению с фотоэффектом [114], однако их учет необходим для прецизионного моделирования функции отклика детектора. Упругое рэлеевское рассеяние меняет направление движения фотонов, напрямую влияя на эффективную глубину их последующего поглощения в объеме CdTe. Неупругое комптоновское рассеяние приводит к генерации локально поглощаемых электронов отдачи и вторичных фотонов. Этот процесс играет ключевую роль при моделировании спектров БКИ: при облучении детектора фотонами с энергией 59.54 кэВ непрерывное распределение энергии электронов отдачи формирует в низкоэнергетической области спектра комптоновский континуум с четкой границей при энергии ≈ 11.2 кэВ.

Описанная выше картина взаимодействия рентгеновских фотонов с кристаллом теллурида кадмия демонстрирует, что единичный акт регистрации представляет собой сложную многоступенчатую цепочку случайных процессов. Взаимное влияние фотоэффекта, характеристической флуоресценции, оже-переходов и комптоновского рассеяния, происходящих в ограниченном геометрическом объеме, делает невозможным точный аналитический расчет функции отклика детектора. Для прецизионного учета всех каналов выделения энергии и пространственного распределения заряда необходимо применение численных методов и статистического моделирования.

В качестве основного инструмента для решения этой задачи в настоящей работе был выбран программный комплекс GEANT4 (GEometry ANd Tracking), разработанный международным консорциумом во главе с CERN [108; 115]. В базовый функционал пакета входят:

– Геометрический процессор, позволяющий с субмикронной точностью задавать трехмерную структуру детектора.
– Базы данных сечений взаимодействия, содержащие актуальные табулированные значения сечений всех известных физических процессов для любых элементов таблицы Менделеева в широком диапазоне энергий.
– Ядро трекинга, осуществляющее пошаговое отслеживание траектории каждой первичной частицы и всех рожденных ею вторичных носителей.

Использование GEANT4 позволяет полностью воспроизвести физику взаимодействия фотонов с кристаллом: по заданным параметрам падающего потока фотонов пакет рассчитывает пространственное распределение выделившейся в кристалле энергии с учетом реальной геометрии прибора.

Для практической реализации описанных физических процессов в среде GEANT4 была использована специализированная низкоэнергетическая электромагнитная модель *Livermore Physics* [116; 117]. Данная физическая модель базируется на детально табулированных международных банках данных и оптимизирована для отслеживания частиц в медицинских и астрофизических задачах. Модель обеспечивает высокую точность расчетов в низкоэнергетической области (вплоть до нижнего предела моделирования, установленного в данной работе на уровне 100 эВ), что полностью перекрывает диапазоны работы детектора ART - XC.

Критически важным элементом оптимизации вычислений в Монте-Карло кодах является задание порогов отсечения для генерации вторичных частиц. В GEANT4 эти пороги задаются не в энергетическом эквиваленте, а в пространственном — в виде предельной длины свободного пробега частицы в данном материале. В разработанной модели для вторичных фотонов установлен порог в 500 нм, а для вторичных электронов — 25 нм. Выбор столь малых пространственных порогов гарантирует, что вся кинетика электронных каскадов и пространственное уширение зарядового облака отслеживаются с субмикронной точностью. Это исключает искусственные искажения при расчете энерговыделения вблизи границ кристалла. Характерный пример пространственного распределения треков первичных и вторичных частиц в объеме кристалла, генерируемый пакетом GEANT4 перед передачей в блок моделирования дрейфа, продемонстрирован на рис. 1.5.

Итоговым результатом работы пакета GEANT4 является формирование массива данных о распределении поглощенной энергии в объеме кристалла. Для

каждого первичного фотона ядро моделирования генерирует набор из десятков точек взаимодействия. Каждая точка взаимодействия характеризуется лишь четырьмя числами: координатами x, y, z и отданной кристаллу энергии E_{dep}. На этом этапе расчетная задача пакета GEANT4 считается полностью завершенной.

Далее предполагается, что вся выделенная в точке энергия E_{dep} мгновенно расходуется на генерацию облака электрон-дырочных пар. Среднее число генерируемых электрон-дырочных пар $\bar{N}$ прямо пропорционально отданной кристаллу энергии E_{dep}:

$$\bar{N} = \frac{E_{\text{dep}}}{\varepsilon_{\text{e-h}}}, \tag{1.1}$$

где $\varepsilon_{\text{e-h}}$ — средняя энергия образования пары, составляющая для теллурида кадмия 4.43 эВ [118].

В случае полной статистической независимости отдельных актов ионизации распределение числа пар подчинялось бы статистике Пуассона: $\sigma_N^2 = \bar{N}$. Однако в реальном кристалле необходимо учитывать перераспределение энергии между актами ионизации и возбуждением фононных мод, что приводит к сильной статистической зависимости отдельных актов и, как следствие, к отклонениям от пуассоновского распределения. Распространенным подходом в физике полупроводниковых детекторов является параметризация этих процессов через фактор Фано F [119]:

$$F = \frac{\sigma_N^2}{\bar{N}}. \tag{1.2}$$

Фактор Фано для ряда материалов (напр., Si) можно рассчитать теоретически или измерить экспериментально. Для чистого кристалла CdTe значение фактора Фано составляет 0.1 [118; 120].

Фактор Фано совместно со средней энергией образования пары задает фундаментальный предел энергетического разрешения детектора. Для калибровочной линии с энергией 5.89 кэВ это неустранимое уширение спектральной линии составляет всего $\Delta E_{\text{Fano}} \approx 0.12$ кэВ. Данная величина пренебрежимо мала по сравнению с собственным шумом считывающей электроники ART-XC в $\text{FWHM}_{\text{SSH}} \approx 1.3$ кэВ, который вносит доминирующий вклад в итоговое энергетическое разрешение (см. §1.3.4).

Все последующие физические процессы, происходящие в полупроводнике, моделируются с помощью отдельного специализированного программного

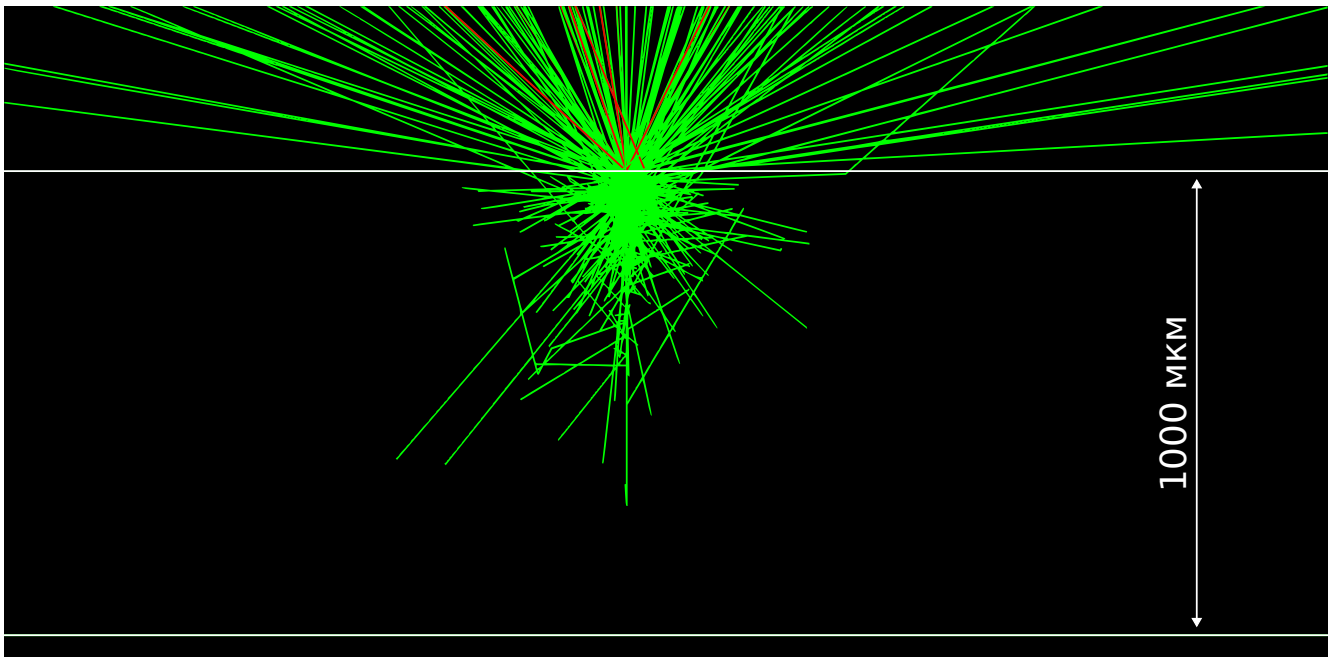


Рисунок 1.5 — Пример взаимодействия 1000 фотонов энергии 30 кэВ с кристаллом CdTe в среде GEANT4. Вид на детектор с торца. Белые линии обозначают границу кристалл–вакуум. Зелеными треками обозначены траектории фотонов, а красными — электронов. Первичные фотоны падают по нормали в центр кристалла. Наглядно видны траектории вторичных фотонов и электронов, безвозвратно покидающих кристалл через верхнюю полусферу. Основное энерговыделение происходит на концах фотонных треков в области размером порядка 1 мкм.

обеспечения собственной разработки. Такое разделение позволяет эффективно изолировать чисто ядерно-физическое моделирование взаимодействия излучения от полупроводниковой и схемотехнической специфики прибора.

1.3.2 Дрейф заряда через кристалл

Для пространственного разделения и последующего сбора генерируемых электрон-дырочных пар к электродам на поверхности кристалла прикладывается внешнее напряжение смещения $V = -100$ В [77]. В первом приближении электрическое поле внутри чувствительного объема детектора можно считать однородным с напряженностью $E = 1000$ В $\cdot$ см$^{-1}$. Возникающее поле вызывает направленный дрейф носителей заряда, скорость которого определяется выражением $\mathbf{v_d} = \mu\mathbf{E}$, где μ — подвижность свободных электронов или дырок.

Для кристаллов теллурида кадмия детекторного качества характерна сильная асимметрия транспортных свойств: подвижность электронов составляет $\mu_e = 1000{-}{-}1100$ см$^2 \cdot$ с$^{-1} \cdot$ В$^{-1}$ и более чем на порядок превосходит подвижность дырок $\mu_h = 80{-}{-}110$ см$^2 \cdot$ с$^{-1} \cdot$ В$^{-1}$ [121—126]. Такое различие обусловливает принципиально разные временные масштабы сбора зарядовых компонент. Для рассматриваемой конфигурации прибора полное время дрейфа электронов через всю толщу кристалла составляет около $t_e \approx 0.1$ мкс, тогда как для дырок характерное время сбора оказывается значительно больше и лежит в диапазоне $t_h \approx 0.9{-}{-}1.2$ мкс.

Принципиальной особенностью формирования сигналов в полупроводниковых детекторах является то, что электрический ток во внешней цепи индуцируется непрерывно в течение всего времени дрейфа носителей через кристалл, а не только в момент их сбора на электродах. Математическим формализмом для описания этого процесса служит теорема Шокли–Рамо [127; 128]:

$$i = q\mathbf{v_d} \cdot \mathbf{E_w}, \tag{1.3}$$

где i — индуцированный на электроде ток, q — движущийся заряд, $\mathbf{v_d}$ — скорость дрейфа заряда, а $\mathbf{E_w}$ — напряженность *взвешивающего поля*. Взвешивающее поле определяется исключительно геометрией электродов и вычисляется как градиент безразмерного взвешивающего потенциала: $\mathbf{E_w} = -\nabla\varphi_w$. В свою очередь взвешивающий потенциал является решением уравнения Лапласа [129]. При этом граничные условия задаются таким образом, что потенциал активного электрода (того, на котором вычисляется ток) принимается равным единице, а потенциалы всех остальных электродов — нулю. В силу такой конфигурации величина взвешивающего поля максимальна в непосредственной близости от считывающего электрода и быстро спадает по мере удаления от него вглубь полупроводника.

Точный вид взвешивающего потенциала для реальной геометрии считывающих электродов рассчитывается численно путем решения уравнения Лапласа. Результат такого расчета для центрального анодного стрипа показан на рис. 1.6. Характерный масштаб затухания этого профиля можно оценить аналитически. Поскольку структура считывающих электродов периодична вдоль координаты x с периодом, равным шагу стрипов p, граничное условие на электродной плоскости естественно раскладывается в ряд Фурье по этой координате, а каждая гармоника такого разложения удовлетворяет уравнению Лапласа в виде $\cos(k_n x)\exp(\pm k_n z)$, где волновое число $k_n = 2\pi n/p$ определяется ее пространственным периодом.

Профиль потенциала определяется преимущественно первой, наиболее медленно затухающей гармоникой, с характерным масштабом $L = p/2\pi$. При шаге стрипов детекторов ART-XC ($p = 595$ мкм) это дает $L \approx 95$ мкм. Из рис. 1.6 видно, что заметное отклонение потенциала от нуля сосредоточено в слое высотой порядка сотни микрометров, тогда как на большей части толщины кристалла взвешивающее поле практически равно нулю.

Данная величина L задает характерный размер области, в пределах которой электрод *чувствует* движение заряда. На расстояниях $z' \gg L$ от плоскости стрипов дрейф носителей заряда практически не индуцирует ток на электроде, независимо от их скорости или направления движения. Это явление известно в литературе как *small pixel effect* (эффект малого пикселя) [129]: если поперечный размер электрода много меньше толщины кристалла, итоговый сигнал формируется почти исключительно за счет движения заряда в этом узком приповерхностном слое, а не за счет всего пути дрейфа через кристалл. Для детекторов ART-XC отношение $L/d \approx 0.1$ мало, поэтому основная часть толщины кристалла оказывается «электрически невидимой» для считывающих стрипов.

В рассматриваемой геометрии детектора для актов взаимодействия, происходящих вдали от межстрипового пространства, взвешивающее поле можно считать однородным: $E_w = 1/d$. Данное плоскопараллельное приближение, дополненное экспоненциальным законом захвата носителей ловушками в объеме кристалла, позволяет существенно упростить расчет полного наведенного заряда и перейти от дифференциальной формы теоремы Шокли–Рамо к интегральному уравнению Хехта [109]. Интегрирование наведенного тока по траекториям дрейфа электронов (от точки поглощения z к аноду $z = d$) и дырок (в направлении катода $z = 0$) позволяет получить аналитическое выражение для суммарного собранного заряда $Q(z)$:

$$Q(z) = Q_0 \left[\frac{\lambda_e}{d} \left(1 - \exp\left(-\frac{d - z}{\lambda_e} \right) \right) + \frac{\lambda_h}{d} \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{\lambda_h} \right) \right) \right], \qquad (1.4)$$

где $Q_0 = e\bar{N}$ — первично сгенерированный заряд, d — толщина кристалла, а λ_e и λ_h — средние длины дрейфа электронов и дырок соответственно.

Средние длины дрейфа носителей определяются соотношением $\lambda_i = \mu_i \tau_i E$, где $i = \{e, h\}$, а $\mu_i \tau_i$ — произведение подвижности на среднее время жизни до захвата. Они характеризуют общую эффективность сбора заряда. При рабочем поле $E = 1000$ В $\cdot$ см$^{-1}$ характерные значения для CdTe детекторного качества составляют $\lambda_e \approx 5{-}{-}20$ мм для электронов и $\lambda_h \approx 0.5{-}{-}2$ мм для дырок [121—126].

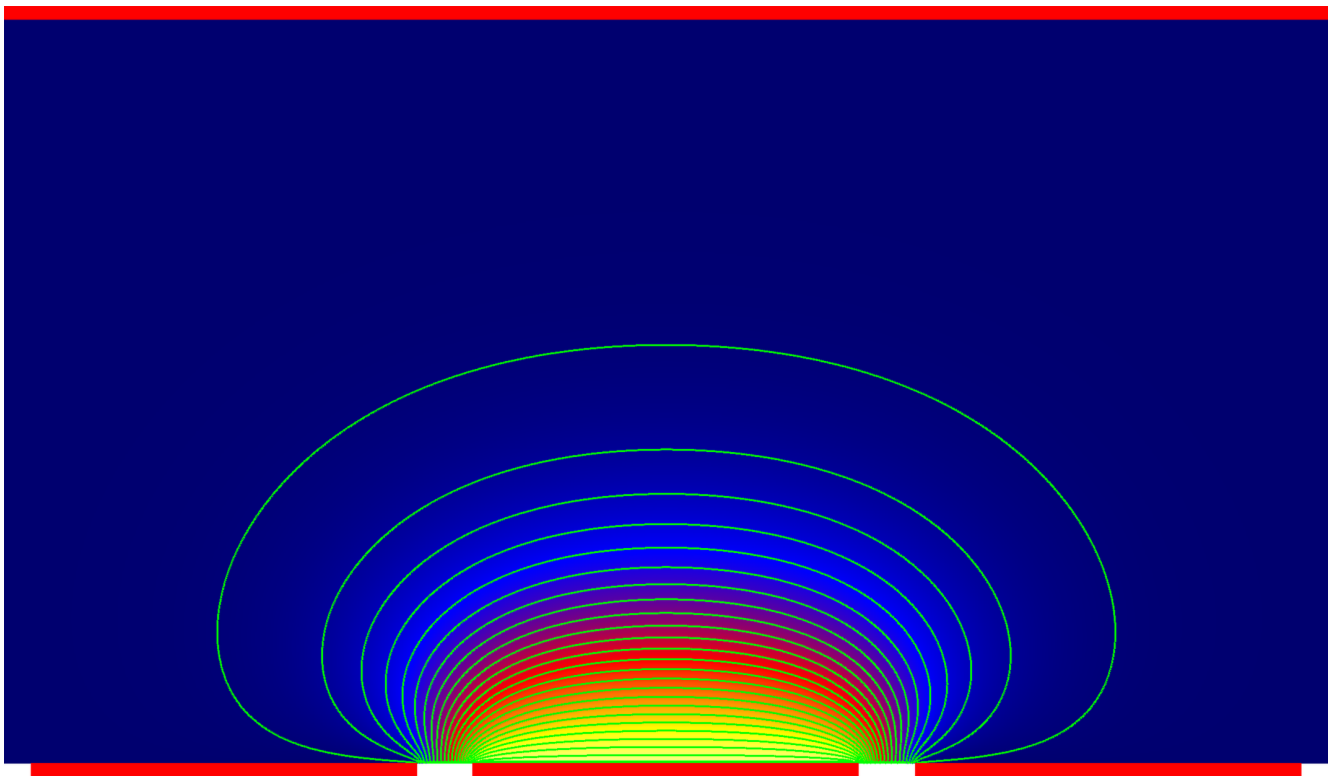


Рисунок 1.6 — Форма взвешивающего потенциала для центрального анодного стрипа. Вид на детектор с торца. Сплошная красная полоса сверху — один из катодных стрипов; три красные полосы внизу — анодные стрипы. Зелеными линиями обозначены эквипотенциальные поверхности в диапазоне от 0.01 до 1 с шагом 0.05. Цветом обозначено значение потенциала от 0 (темно-синий) до 1 (желтый) в линейном масштабе.

Поскольку масштаб дрейфа электронов многократно превосходит толщину кристалла ($\lambda_e \gg d$), они собираются практически полностью, в то время как сильный захват дырок (*hole trapping*; $\lambda_h \sim d$) делает полную величину наведенного заряда значительно зависимой от глубины взаимодействия.

Глубина поглощения рентгеновских фотонов в CdTe для научного энергетического диапазона невелика, поэтому большинство взаимодействий происходит вблизи поверхности у катода ($z \approx 0$). В этой геометрии дыркам практически не нужно совершать дрейф, и они мгновенно собираются на катоде, а весь полезный сигнал формируется за счет транзита электронов, которые, благодаря большой величине λ_e, доходят до анода без существенных потерь. Данный фактор минимизирует негативное влияние плохого сбора дырок на энергетическое разрешение прибора в основном рабочем диапазоне телескопа ART-XC.

Для наглядной оценки влияния транспортных параметров на форму линий выполнен численный расчет по формуле Хехта (1.4) с учетом экспоненциального

распределения глубины поглощения фотонов z. Результаты показаны на рис. 1.7: верхний ряд — рассчитанные таким образом профили эффективности сбора заряда $\eta = Q/Q_0$, нижний ряд — те же профили после свертки с гауссианой, имитирующей реальную форму линии. Эти профили позволяют проследить вклад каждого физического фактора в искажение спектра:

- **зависимость от энергии фотона E_0 (левая колонка)**: Для мягкого рентгеновского излучения ($E_0 = 6$ кэВ, длина ослабления $\lambda_\gamma \approx 3.15$ мкм) фотоны полностью поглощаются вблизи поверхности у катода. Дырки мгновенно собираются на контакте, а весь сигнал формируется транзитом электронов. Поскольку $\lambda_e \gg d$, эффективность сбора заряда близка к максимально возможной $\eta_0 = Q(0)/Q_0$. С ростом энергии до 60 кэВ глубина проникновения фотонов увеличивается, распределение точек взаимодействия по толщине детектора становится более однородным, что из-за неполного сбора дырок приводит к формированию выраженного протяженного низкоэнергетического «хвоста».
- **зависимость от пробега дырок λ_h (средняя колонка)**: При фиксированной энергии 60 кэВ вариация параметра λ_h в диапазоне от 500 до 1500 мкм наглядно демонстрирует, что рост подвижности и времени жизни дырок эффективно «подтягивает» левый край распределения к единице, сужая линию и увеличивая долю событий в фотопике.
- **зависимость от пробега электронов λ_e (правая колонка)**: Изменение длины дрейфа электронов от 2000 до 10000 мкм приводит к общему сдвигу положения фотопика по оси η в сторону идеального значения, равного единице, а также значительно уменьшает асимметрию пика, что важно для сохранения высокого энергетического разрешения детектора в жестком диапазоне.

1.3.3 Деление заряда

По мере дрейфа в кристалле облака электронов и дырок непрерывно расширяются вследствие тепловой диффузии носителей заряда. В рамках макроскопического описания этот процесс подчиняется законам диффузии Фика [130]. Если в начальный момент времени пространственное распределение заряда было точеч-

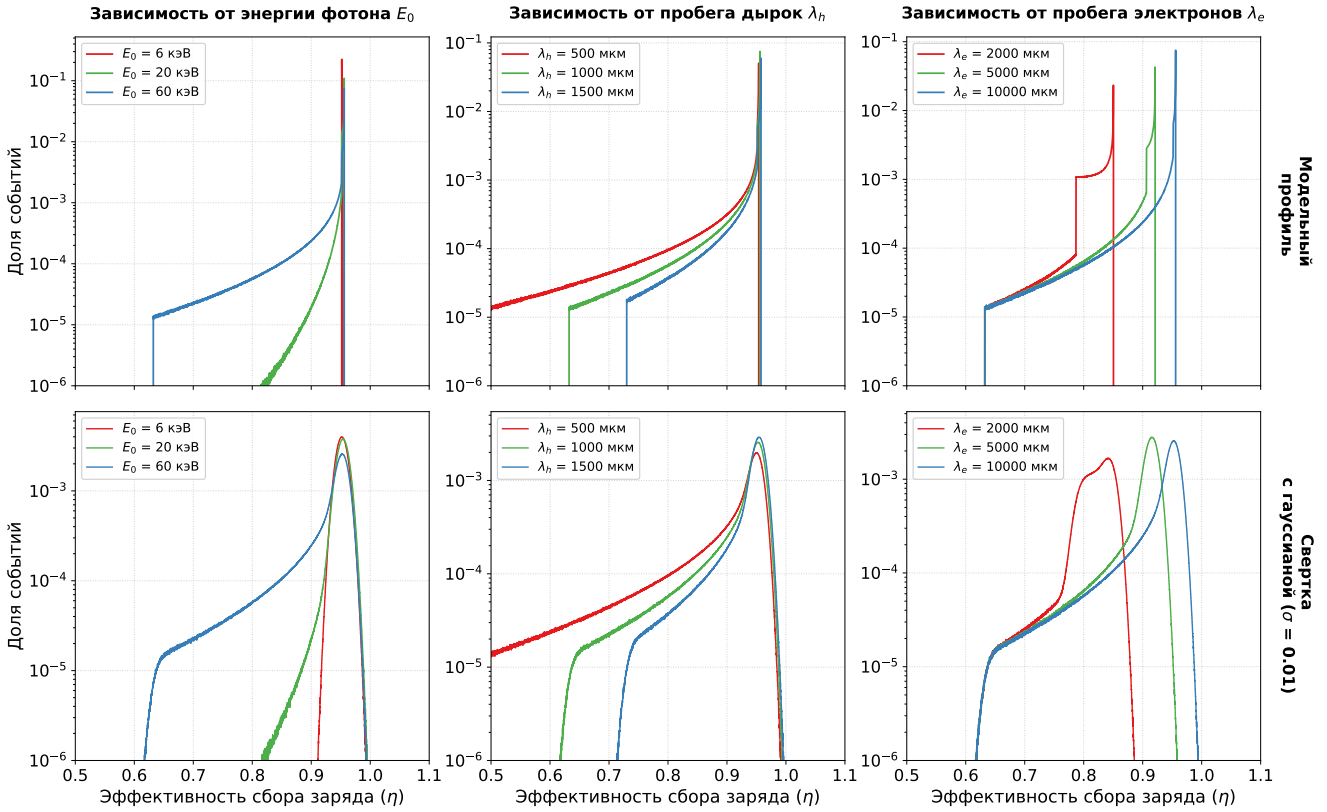


Рисунок 1.7 — Результаты численного расчета формы линии по уравнению Хехта (1.4) в зависимости от его параметров. Верхний ряд — рассчитанные профили эффективности сбора заряда $\eta = Q(z)/Q_0$, нижний ряд — те же профили после свертки с гауссианой ($\sigma = 0.01$), имитирующей реальную форму линии. Левая колонка: эволюция формы линии с ростом энергии первичного фотона E_0 (изменение средней глубины поглощения излучения). Средняя колонка: зависимость профиля от средней длины дрейфа дырок λ_h при энергии 60 кэВ. Правая колонка: зависимость от средней длины дрейфа электронов λ_e при энергии 60 кэВ. Объем статистики для каждой кривой составляет 10^8 событий.

ным, то при последующей эволюции форму облака можно описать с помощью гауссова распределения, дисперсия которого увеличивается со временем по линейному закону:

$$\sigma^2 = 2Dt, \tag{1.5}$$

где D — коэффициент диффузии носителей. Связь между коэффициентом диффузии частиц и их кинетическими свойствами в электрическом поле задается соотношением Эйнштейна [131]:

$$D = \mu\frac{k_B T}{e}, \tag{1.6}$$

где k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура кристалла, μ — подвижность носителей заряда, а e — элементарный заряд.

Время транзита носителей до считывающих электродов напрямую определяется глубиной точки взаимодействия z и дрейфовой скоростью v_d. Для электронной компоненты, перемещающейся по направлению к аноду, время дрейфа составляет $t_e = (d - z)/(\mu_e E)$. Для дырочной компоненты, движущейся к катоду, время дрейфа составляет $t_h = z/(\mu_h E)$. Подстановка времени дрейфа и коэффициента диффузии в выражение для дисперсии позволяет получить формулы для пространственного размера облака заряда σ_e и σ_h в момент его проецирования на плоскость стрипов [132; 133]:

$$\sigma_e(z) = \sqrt{\frac{2k_B T(d-z)}{eE}}, \tag{1.7}$$

$$\sigma_h(z) = \sqrt{\frac{2k_B T z}{eE}}. \tag{1.8}$$

Из полученных выражений следует важный физический вывод: итоговый диффузионный размер зарядового облака у поверхности кристалла инвариантен относительно подвижности носителей μ, поскольку меньшее время транзита быстрых частиц в точности компенсируется большей скоростью диффузионного расплывания [132]. Характерный размер облака после дрейфа через весь кристалл толщиной $d = 1000$ мкм при $T = 253.15$ К и $E = 1000$ В $\cdot$ см$^{-1}$ составляет $\sigma_e = \sigma_h = 20.8$ мкм.

В предположении однородности электрического поля внутри полупроводника силовые линии распределены равномерно и строго перпендикулярны плоскости электродов. Это позволяет применить *геометрическую модель деления заряда*, в рамках которой эффективная граница между областями сбора соседних электродов фиксирована и проходит точно через середину разделяющего их межстрипового зазора (см. рис. 1.8).

Рассмотрим сбор электронов анодными стрипами. Если совместить начало системы координат с центром рассматриваемого считывающего стрипа, то его эффективная зона сбора будет строго ограничена пределами от $-(s + g)/2$ до $(s + g)/2$, где $s = 520$ мкм — ширина стрипа, а $g = 75$ мкм — ширина межстрипового зазора. При достижении анодной плоскости профиль плотности электронного облака из-за диффузии принимает гауссову форму. Полная величи-

на заряда Q_{col}, собранного стрипом, рассчитывается как:

$$Q_{\text{col}}(x,z) = \frac{Q(z)}{2}\left[\text{erf}\left(\frac{s+g-2x}{2\sqrt{2}\sigma_e(z)}\right) + \text{erf}\left(\frac{s+g+2x}{2\sqrt{2}\sigma_e(z)}\right)\right], \tag{1.9}$$

где x — координата точки взаимодействия относительно центральной оси анодного стрипа, $\sigma_e(z)$ — финальный размер диффузионного облака, а $Q(z)$ — полный заряд, индуцированный на аноде с учетом ловушечного захвата по уравнению Хехта (1.4). Полученное соотношение связывает координату (x, z) точки взаимодействия с сигналом, считываемым анодными стрипами. Для катодных стрипов получается аналогичное выражение, но с заменой $\sigma_e \to \sigma_h$ и $x \to y$. Здесь y — координата точки взаимодействия относительно центральной оси катодного стрипа. В дальнейшем изложении также потребуется величина Q_{col}, выраженная в энергетическом эквиваленте:

$$E_{\text{col}} = Q_{\text{col}} \cdot \frac{\varepsilon_{\text{e-h}}}{e}, \tag{1.10}$$

где e — элементарный заряд, а $\varepsilon_{\text{e-h}}$ — средняя энергия образования электрон-дырочной пары.

Для количественного анализа влияния эффекта деления заряда на форму спектральной линии был выполнен численный расчет распределения доли заряда $\xi = Q_{\text{col}}/Q(z)$, зарегистрированной стрипом, при энергии первичных фотонов 60 кэВ. Результаты расчета для центрального и одного из соседних стрипов представлены на рис. 1.9. При моделировании координата взаимодействия x распределялась по равномерному закону. Это обусловлено тем, что БКИ обеспечивает пространственно однородную засветку всей чувствительной площади детектора.

Теоретический профиль распределения (рис. 1.9, верхний график) характеризуется наличием двух ярко выраженных краевых пиков вблизи значений 0 и 1, соединенных плоской «долиной». Формирование этой «долины» напрямую обусловлено сочетанием равномерного потока от БКИ и фиксированных эффективных межстриповых границ. В эту область попадают события, произошедшие в узких пограничных зонах, где диффузионное облако пересекает границу и делится между соседними стрипами. Важной особенностью полученного распределения является точка пересечения графиков для центрального и соседнего стрипов, соответствующая делению заряда ровно «50 на 50». Эта величина не зависит ни от глубины взаимодействия фотона z, ни от его энергии, что объясняется

строгой симметрией гауссова облака относительно границы раздела. Более того, долю событий ΔP, отвечающую центральному бину гистограммы (высоте плато), можно определить аналитически. Плотность вероятности зарегистрировать долю заряда ξ выражается через плотность пространственного распределения фотонов $f(x) = 1/(s+g)$ как $f(\xi) = \frac{2}{s+g}|dx/d\xi|$, где множитель 2 учитывает наличие у стрипа двух симметричных боковых границ. Учитывая, что вблизи границы $\xi(x) \approx \frac{1}{2}[1+\mathrm{erf}(\frac{(s+g)/2-x}{\sqrt{2}\sigma_e})]$, значение производной в точке $x = (s+g)/2$ составляет $|dx/d\xi| = \sqrt{2\pi}\sigma_e$. Таким образом, доля событий, приходящаяся на гистограммный бин шириной $\Delta\xi$, описывается соотношением:

$$\Delta P = \frac{2\sqrt{2\pi}\sigma_e}{s+g} \cdot \Delta\xi. \tag{1.11}$$

Для характерного среднего радиуса облака $\sigma_e = 20.8$ мкм, шага структуры $s+g = 595$ мкм и ширины бина $\Delta\xi = 0.001$ данная формула дает значение $\Delta P \approx 1.75 \times 10^{-4}$, что находится в превосходном согласии с результатами численного расчета.

1.3.4 Базовая модель электроники

Заряд, собранный электродами, поступает на вход считывающей электроники. Согласно внутренней документации команды ART-XC (см. также [99]), обработка сигнала в каждом канале происходит по классической схеме. Сначала собранный заряд усиливается зарядочувствительным усилителем (Charge Sensitive Amplifier, CSA). После усилителя сигнал поступает на два формирователя: быстрый (Fast SHaper, FSH) и медленный (Slow SHaper, SSH). Они представляют собой полосовые фильтры с разными амплитудно-частотными и фазово-частотными характеристиками, осуществляющие фильтрацию одного и того же шумового сигнала с выхода CSA. Сигнал на выходе FSH используется для выработки триггера, а сигнал на выходе SSH — для последующей оцифровки аналого-цифровым преобразователем (АЦП). Амплитуды сигналов на выходе формирователей записываются в виде системы:

$$\begin{aligned} E_{\mathrm{SSH}} &= E_{\mathrm{col}} + \mathcal{N}(0, \sigma^2_{\mathrm{SSH}}), \\ E_{\mathrm{FSH}} &= E_{\mathrm{col}} + \mathcal{N}(0, \sigma^2_{\mathrm{FSH}}), \end{aligned} \tag{1.12}$$

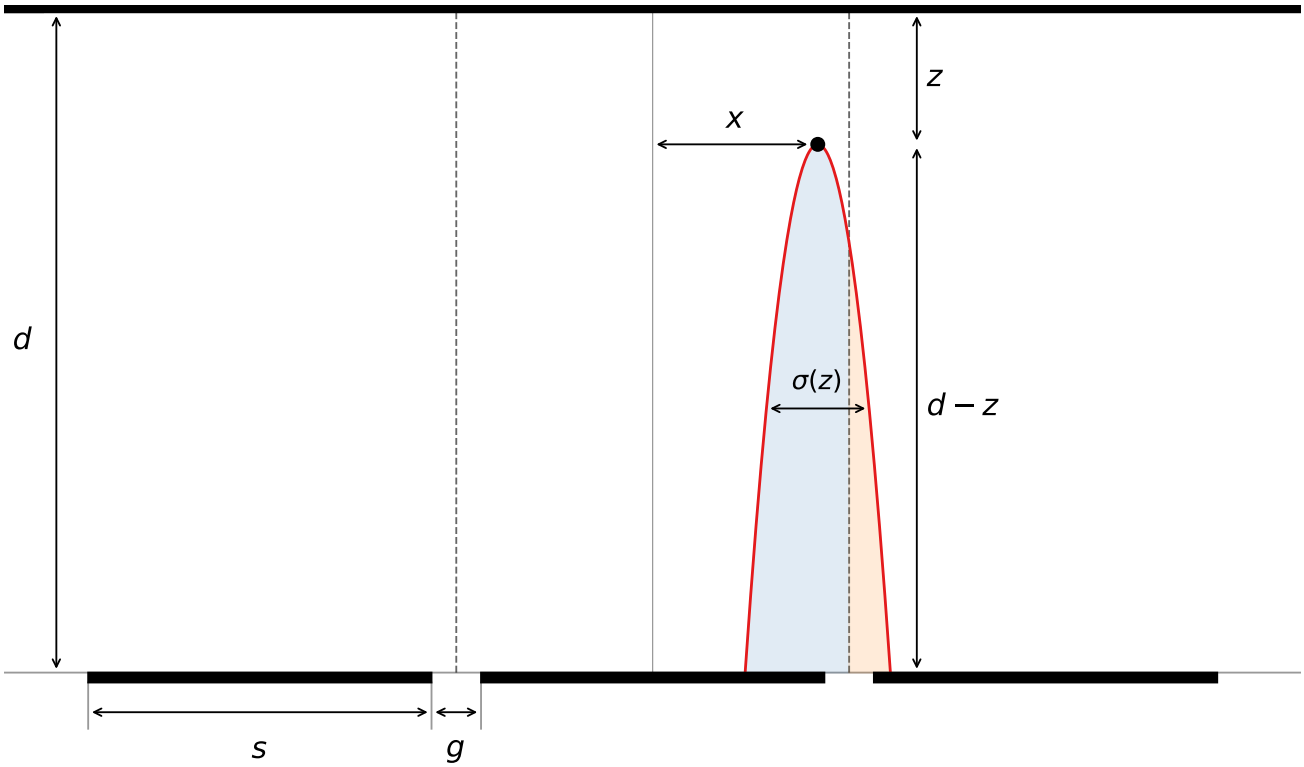


Рисунок 1.8 — Схема процесса деления заряда в стриповой структуре детектора. Вид на детектор с торца. Сплошная черная полоса сверху — один из катодных стрипов; три черные полосы внизу — анодные стрипы. Точкой обозначена координата взаимодействия рентгеновского фотона на глубине z от катода и удалении x от центральной оси анодного стрипа. Красные линии показывают изменение размера облака заряда по мере дрейфа. Вертикальные пунктирные линии фиксируют эффективные границы зон сбора заряда, проходящие строго через середину межстриповых зазоров. Синей штриховкой обозначена та часть облака, которую собрал центральный стрип, а красной штриховкой — правый стрип.

где $\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$ обозначает случайную величину из гауссова распределения со средним μ и дисперсией σ^2, а σ^2_{FSH} и σ^2_{SSH} — полные дисперсии шума быстрого и медленного каналов соответственно. Поскольку оба формирователя получают сигнал с одного и того же усилителя, следовало бы ожидать некоторой корреляции между шумами на их выходах. Однако численные эксперименты показали, что учет этой корреляции не вносит значимого эффекта в модельный спектр, поэтому в базовой модели шумы двух каналов для простоты полагаются статистически независимыми.

Сформированный сигнал E_{FSH} поступает на пороговый дискриминатор. В рамках модели он описывается операцией жесткого порогового ограничения: событие считается истинным и инициирует триггер сбора данных только при

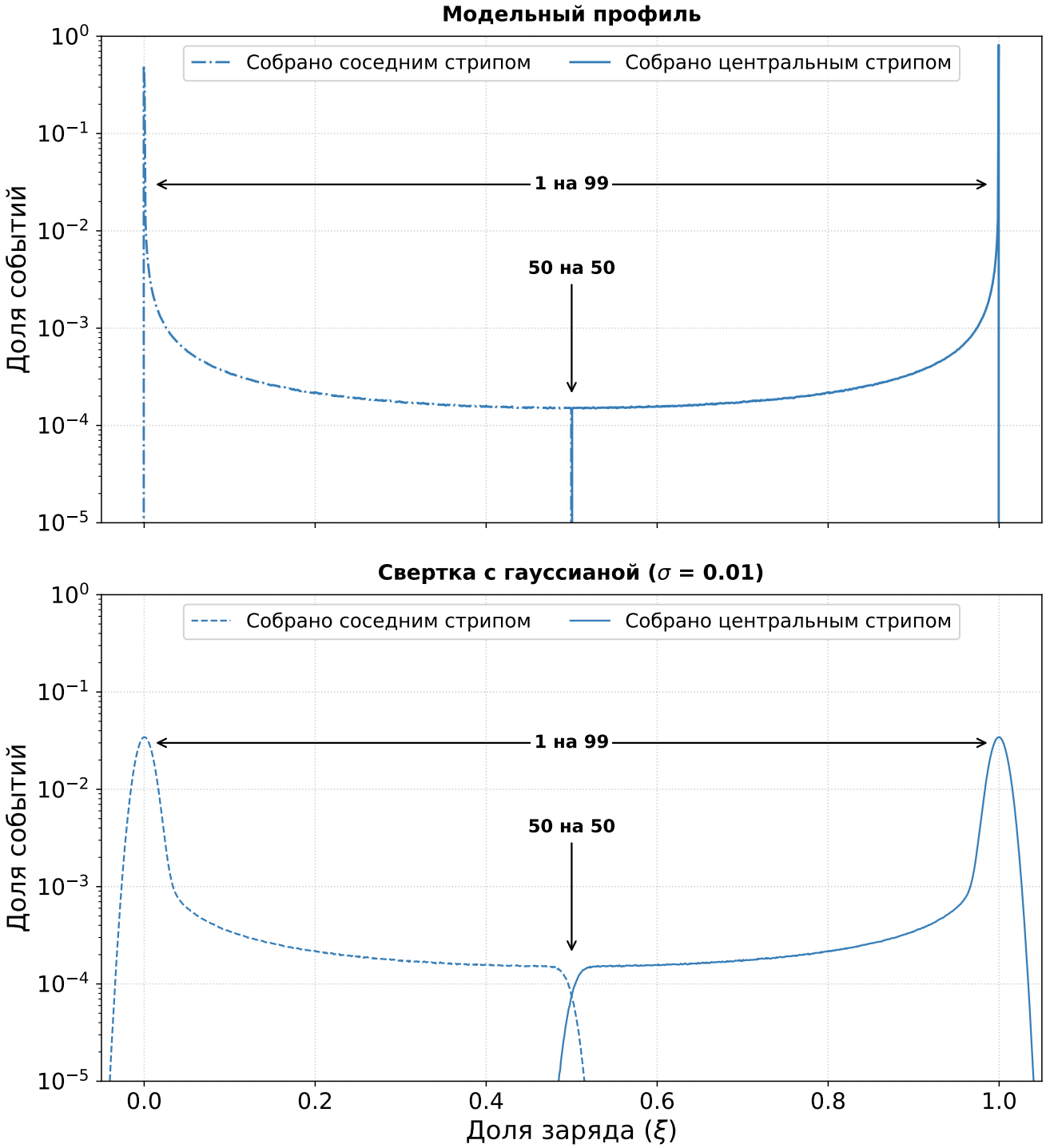


Рисунок 1.9 — Рассчитанные распределения доли собранного заряда ξ, на центральном (сплошная линия) и соседнем (штрихпунктирная линия) стрипах для энергии фотонов 60 кэВ. Верхний график — модельный профиль, нижний — свернутый с гауссианой ($\sigma = 0.01$). Стрелка «50 на 50» отмечает точку деления заряда пополам между центральным и одним из соседних стрипов. Стрелка «1 на 99» иллюстрирует характерный масштаб практически полного сбора заряда одним из контактов. Объем статистики составляет 10^8 событий.

условии $E_{\text{FSH}} > D$, а в противном случае обработка события немедленно прекращается. Поскольку канал FSH не имеет прямого выхода на АЦП, параметры D и σ_{FSH} являются скрытыми параметрами модели и не могут быть измерены напрямую. Их значения определяются косвенно — по форме завала спектра в области малых энергий, где аддитивный шум σ_{FSH} размывает резкий порог отсечки D (см. рис. 1.23).

Аналоговый сигнал с выхода формирователя SSH преобразуется в цифровой код с помощью АЦП. Математическое преобразование «канал–энергия» описывается выражением:

$$\text{PHA} = \text{round}\left(\frac{E_{\text{SSH}}}{G} + S\right), \tag{1.13}$$

где G — линейный коэффициент усиления, составляющий для рассматриваемого типа электроники величину порядка 0.15 кэВ на канал, S — эффективное смещение шкалы или *подиум*, а $\text{round}(x)$ — функция округления числа x до целого значения.

Значение подиума S индивидуально для каждого канала электроники и в отсутствие сигнала соответствует примерно 120-му каналу АЦП. Параметры S и σ_{SSH} определяются непосредственно при включении детектора путем многократного принудительного считывания показаний в отсутствие излучения: среднее значение полученного массива данных дает величину подиума S, а его дисперсия — полный шум медленного канала σ^2_{SSH}. При последующей обработке данных подиум вычитается из каждого канала программно, совмещая физический ноль энергии с нулем шкалы АЦП. Поэтому в модельном спектре, используемом для сравнения с экспериментом, полагается $S \approx 0$.

Согласно [99], после генерации триггера по стрипам нижней (анодной) плоскости электроника считывает амплитуды сигналов со всех 96 каналов детекторного модуля (48 нижних и 48 верхних) и для каждой плоскости независимо отбирает стрип с максимальной амплитудой вместе с двумя его ближайшими соседями. Событие кодируется в телеметрии шестью числами: тремя амплитудами нижних (анодных) и тремя амплитудами верхних (катодных) стрипов. В рамках настоящей работы дальнейшая обработка данных ограничивается амплитудами анодных стрипов, поскольку анодная плоскость собирает более подвижную электронную компоненту заряда, для которой эффективность сбора существенно выше, чем для дырок, собираемых катодами (см. §1.3.2). Также спектральные

линии на катодных стрипах дополнительно уширены из-за ток утечки через конденсаторы катодного слоя [99].

1.3.5 Анализ соответствия модели и калибровочных спектров

Модель уровня L0 сопоставлена с наблюдаемым спектром БКИ путем подстройки длин дрейфа электронов и дырок λ_e, λ_h в уравнении Хехта, а также параметров оцифровки G и S. Остальные параметры базовой модели электроники на этом этапе зафиксированы: порог дискриминатора $D = 3.2$ кэВ, а шумы быстрого и медленного каналов — $\sigma_{\text{FSH}} = 0.74$ кэВ и $\sigma_{\text{SSH}} = 0.55$ кэВ. Сравнение проводилось со спектром бортового калибровочного источника, полученным в ходе полетных калибровок в декабре 2019 года (рис. 1.10). Модель демонстрирует хорошее качественное согласие с экспериментом во всем рабочем диапазоне, воспроизводя ключевые особенности реального спектра:

– В спектре отчетливо наблюдаются пики вылета, находящиеся в правильных энергетических интервалах и обладающие адекватной относительной интенсивностью. Это подтверждает точность заложенных в пакете GEANT4 табулированных сечений фотоэффекта, а также корректность моделирования процессов атомной релаксации Cd и Te.
– Гамма-линия америция-241 с энергией 59.54 кэВ характеризуется выраженной асимметрией — протяженным низкоэнергетическим «хвостом». Способность модели повторить профиль этой особенности показывает, что комбинация пространственного распределения точек поглощения из GEANT4 и модели индуцирования заряда согласно уравнению Хехта адекватно описывает реальные эффекты ловушечного захвата носителей заряда.
– Плавный континуум, заполняющий межпиковые промежутки, во многом формируется за счет деления заряда. Качественное воспроизведение этого континуума указывает на физическую обоснованность базовой оценки диффузионного размера электрон-дырочного облака $\sigma(z)$ и адекватность выбора фиксированных межстриповых границ.

Несмотря на качественное воспроизведение общей формы спектра БКИ, детальное сопоставление модельных и экспериментальных данных, показанное на

том же рис. 1.10, выявляет ряд систематических расхождений. Основные проблемы базовой модели можно разделить на две ключевые категории:

– Описать спектр с помощью линейной зависимости «канал–энергия» оказывается невозможно: в модельных данных наблюдается систематический сдвиг промежуточных пиков влево относительно эксперимента, что указывает на нелинейность реального отклика детектора. Эта проблема проявляется даже при идеальном совпадении опорных крайних точек — наиболее ярких линий железа-55 и америция-241, по которым подбирались параметры оцифровки G и S.
– Спектральные линии в модели L0 во всем диапазоне энергий оказываются уже, чем в реальном спектре. При этом характер расхождения имеет выраженную динамику: с ростом энергии ширина линий также увеличивается. В базовой схеме L0 предполагалось, что шум медленного формирователя определяется константной величиной σ_{SSH}, которая измеряется по подиумам и не зависит от энергии. Обнаруженное уширение линий в эксперименте указывает на существование энергетической зависимости полного шума системы ($\sigma_{\text{SSH}} = \sigma_{\text{SSH}}(E)$), природа которой не исчерпывается базовым вкладом электроники и статистикой Фано.

Выявленные расхождения наглядно демонстрируют, что для полного воспроизведения отклика детектора ART-XC базовая модель оказывается сильно ограниченной. Это обусловливает необходимость перехода к следующему этапу описания прибора — модели уровня L1, учитывающей нелинейность электроники и зависимость шума электроники от энергии.

1.4 Расширенная модель электроники

Проведенное выше сопоставление модели L0 с экспериментальным спектром БКИ показало, что свободные параметры модели не позволяют устранить обнаруженные систематические расхождения. Взаимодействие фотонов с кристаллом (§1.3.1), дрейф заряда (§1.3.2) и деление заряда между стрипами (§1.3.3) описываются физическими блоками модели, свобода варьирования параметров которых сильно ограничена независимо измеренными характеристиками кристалла и геометрией детектора. Это указывает на то, что источник выявленных

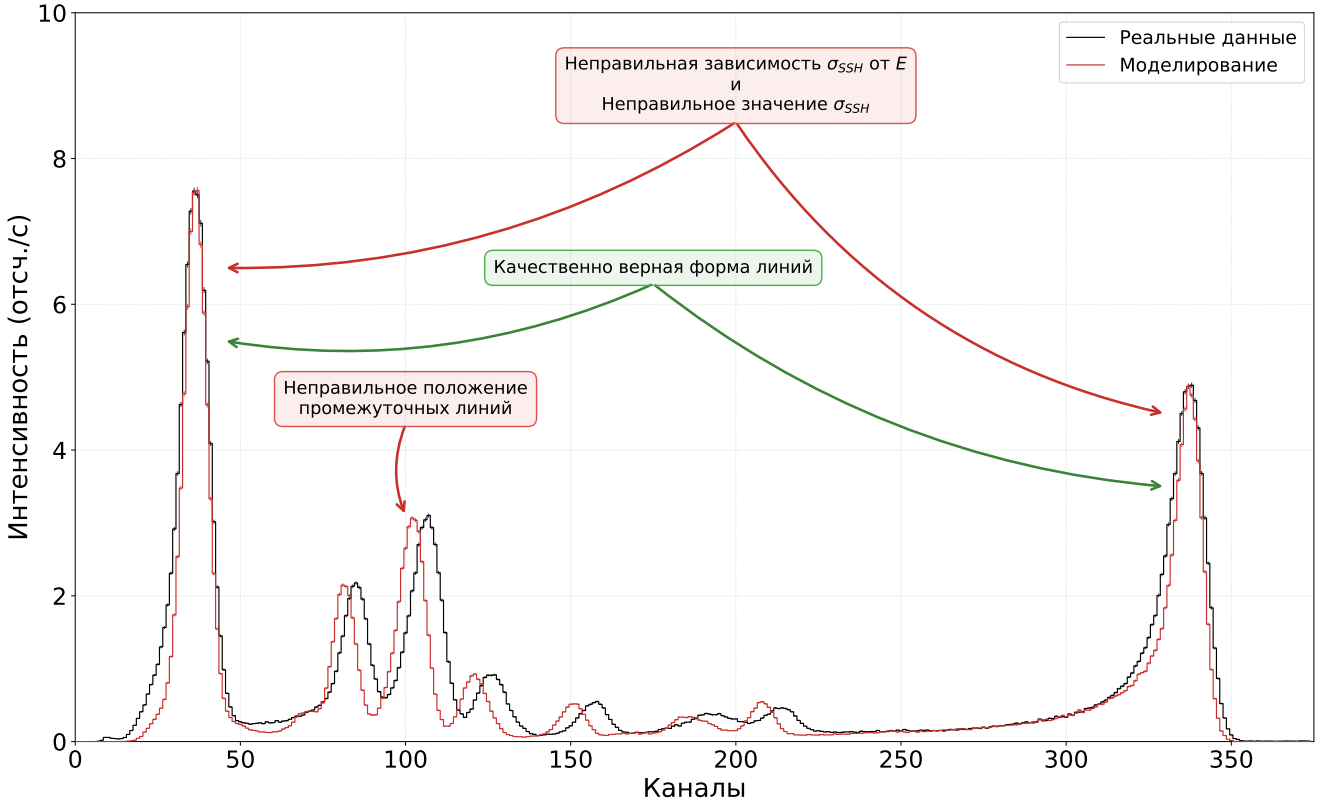


Рисунок 1.10 — Сравнение экспериментального спектра БКИ (черная линия, декабрь 2019 года, детектор T1) и результатов численного моделирования в рамках базовой модели уровня L0 (красная линия). Модель демонстрирует хорошее качественное согласие с экспериментом (зеленая аннотация): успешно воспроизведены положения пиков вылета, уровень межстрипового континуума и характерный асимметричный низкоэнергетический «хвост» наиболее жесткой спектральной линии. Вместе с тем на спектре видны и систематические расхождения (красная аннотация) — ключевые ограничения модели: нелинейность отклика и неучтенная энергетическая зависимость разрешения детектора, приводящая к заметному уширению реальных пиков с ростом энергии по сравнению с моделью.

расхождений следует искать в описании электроники детектора, параметры которой определяются со значительно меньшей точностью.

Действительно, ключевые параметры базовой модели электроники — смещение шкалы S и полный шум медленного канала σ_{SSH} — определяются не в процессе штатной регистрации событий, а по отдельной технической процедуре, выполняемой при включении детектора в отсутствие какого-либо сигнала. Модель L0, таким образом, неявно предполагает неизменность свойств электроники при переходе от этого технического режима к штатной регистрации реального потока фотонов. Проверка и уточнение данного предположения потребовали разработки новых методических подходов, ранее не применявшихся при калибровке детекторов ART-XC.

Настоящий раздел посвящен построению уточненной модели электроники (*модель уровня L1*), последовательно устраняющей указанное ограничение. В §1.4.1 рассматривается зависимость шума электроники от энергии зарегистрированного фотона и времени наблюдения. В §1.4.2 исследуется нелинейность шкалы «канал–энергия», обнаруженная при анализе положения линий БКИ. Результаты сопоставления построенной модели L1 с экспериментальными калибровочными спектрами приведены в §1.4.3.

1.4.1 Зависимость шума электроники от энергии

Методика

В основу методики положено следующее наблюдение: шум электроники проявляется в телеметрических данных в явном виде — как сигнал в стрипах, соседних с тем, в котором произошло поглощение фотона. Как описано выше в §1.3.4, при обработке события детекторами ART-XC его энергия определяется на борту и передается на Землю в виде оцифрованных амплитуд в центральном стрипе (стрип с максимальным сигналом) и его ближайших соседях. Согласно физике, заложенной в модель L0, заряд, выделяемый при поглощении фотона, в большинстве случаев полностью собирается в пределах одного — центрального — стрипа. В этих случаях в боковых стрипах измеряется исключительно шумовая

компонента сигнала; она передается на Землю и, соответственно, доступна для анализа. Эта компонента содержит критически важную информацию, позволяющую напрямую измерить истинный шум электроники в реальном режиме работы детектора. Необходимо оговорить, что описываемым методом невозможно напрямую измерить шумовой сигнал в центральном стрипе. Однако, как будет показано ниже, предположение о том, что статистические свойства шума в центральном и боковых стрипах идентичны, приводит к существенному улучшению качества модели матрицы отклика, что подтверждает обоснованность этого предположения.

Наблюдаемый спектр в боковых стрипах, показанный на рис. 1.11, в целом соответствует ожиданиям. Наиболее выраженной особенностью является пик возле нуля, который соответствует нулевому энерговыделению в боковых стрипах. Ожидается, что этот пик отражает шум *медленного* канала. Его положение и форма отражают свойства шумов электроники. В спектре видны и другие компоненты, которые можно связать с дополнительными физическими процессами, происходящими при работе детектора. Во-первых, присутствуют пологие компоненты, обрывающиеся в районе 50-го и, наиболее резко, в районе 170-го канала. Эти компоненты, составляющие $\sim 10\%$ общего сигнала, соответствуют фотонам, поглощенным вблизи границы стрипов, для которых ожидается настоящее деление заряда (рис. 1.9). Измерения этих компонент будут использованы ниже в §1.5.1 для разработки модели уровня L2. Во-вторых, наблюдается небольшой пик около 140-го канала. Он формируется за счет перелета и поглощения флуоресцентных $K\alpha$-фотонов кадмия из одной части кристалла в другую. В-третьих, отчетливо виден «хвост» распределения в области отрицательных каналов. Он связан с фотонами высокой энергии (в основном с линией 59.54 кэВ), которые поглощаются на большой глубине кристалла и индуцируют на боковых стрипах отрицательный заряд (см. §1.8).

Помимо суммарного спектра, рассмотренного выше, в боковых стрипах можно выделить сигнал, соответствующий только тем событиям, для которых энергия центрального стрипа близка к номинальным значениям наиболее ярких линий БКИ — 5.89, 17.75 и 59.54 кэВ. Эти спектры выделены цветом на нижней панели рис. 1.11. По своей форме такие спектры заметно отличаются от суммарного распределения. Прежде всего, в них практически отсутствует протяженная пологая компонента, связанная с делением заряда вблизи границ стрипов. Основной вклад в спектр вносит шумовой пик вблизи нулевого канала. Тем не менее для линий 5.89 и 17.75 кэВ справа от шумового пика сохраняется небольшой избы-

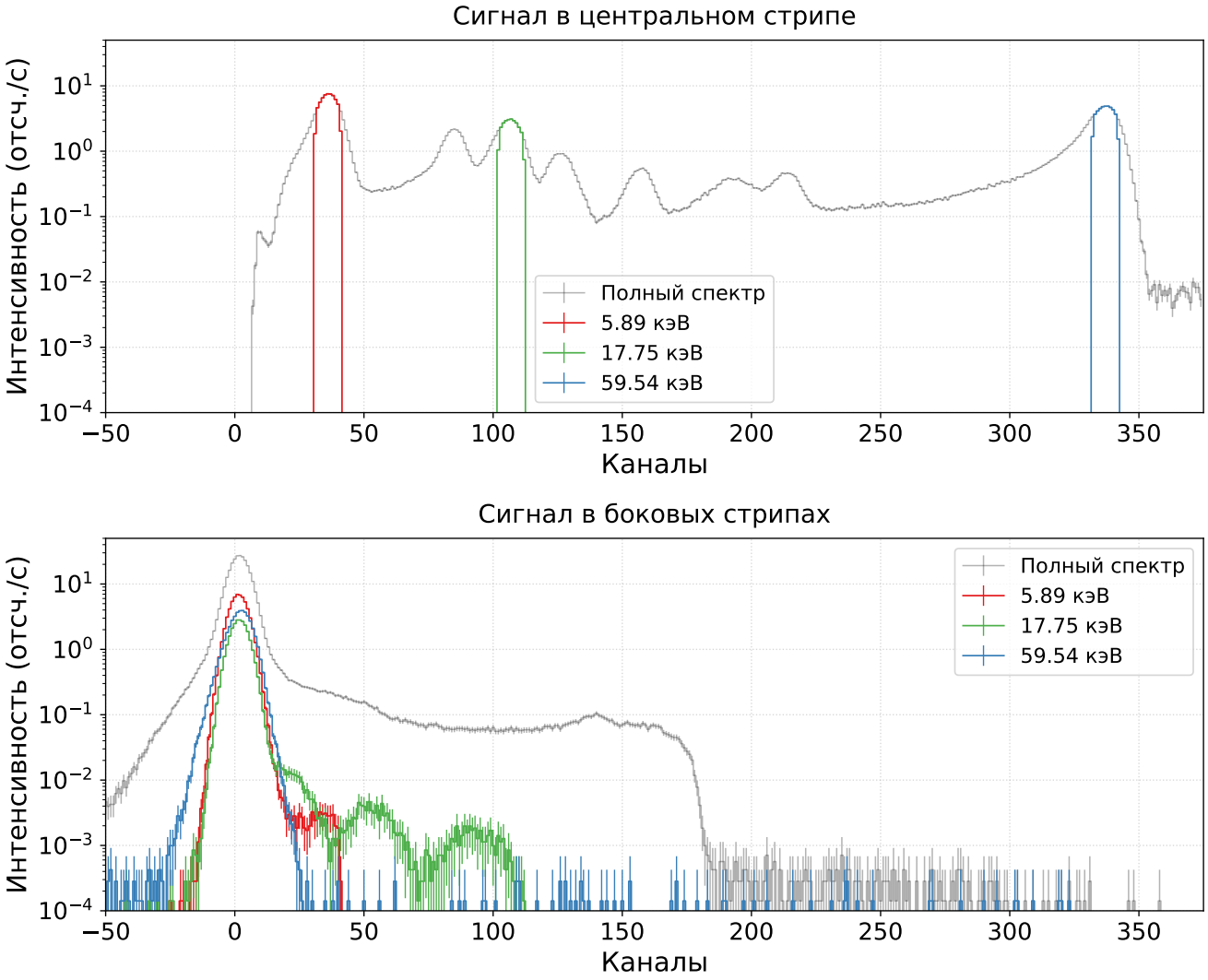


Рисунок 1.11 — Спектр БКИ от декабря 2019 года для детектора T1 в центральном стрипе (верхний график) и в смежных боковых стрипах (нижний график, логарифмическая шкала). Цветом выделен вклад от различных линий БКИ: 5.89 кэВ (красный), 17.75 кэВ (зеленый) и 59.54 кэВ (синий). В отсутствие деления заряда сигналы в боковых контактах формируют шумовой пик вблизи нулевого канала, анализ которого позволяет напрямую определять параметры электронного шума в момент регистрации события.

ток событий, отражающий остаточный вклад реального деления заряда. Наконец, для линии 59.54 кэВ по-прежнему наблюдается отрицательный хвост распределения (см. §1.8).

Как уже отмечалось выше, шум электроники является доминирующей компонентой матрицы отклика детекторов ART-XC до появления эффектов неэффективности переноса заряда (CTI, §1.6.1) на более поздних стадиях миссии. Следовательно, сигнал в боковых стрипах требуется промоделировать с максимально возможной точностью. Центральная часть шумового пика при этом хорошо описывается гауссовым распределением. Однако при моделировании необходимо учитывать, что на крылья пика накладываются дополнительные компоненты, описанные выше. Чтобы избежать их влияния, подгонка модели проводилась в интервале, ограниченном 1/3 высоты пика. Примеры результатов аппроксимации представлены на рис. 1.12 и 1.13.

Помимо иллюстрации качества аппроксимации гауссовой моделью, рис. 1.12 показывает две важные закономерности. Во-первых, положения максимумов шумовых пиков для всех основных энергий БКИ показывают сдвиг в положительном направлении. Это означает, что при работе детектора свойства шумов отличаются от тех, которые присутствуют при измерении подиума во время включения детектора. Величина сдвига составляет ~ 1 канал, что соответствует коррекции наблюдаемых энергий на уровне 0.5–4% в научном диапазоне энергий. Данный сдвиг может существенно сказываться на точности измеряемой энергии. Во-вторых, наблюдается заметное увеличение ширины шумового пика для более высоких энергий поглощенных фотонов. Поиск природы подобного поведения электроники выходит за рамки данной работы. Следует лишь отметить, что отличия измеренных свойств шумов по боковым стрипам и по подиуму весьма существенны и обязательно должны быть учтены в модели матрицы отклика.

Общие свойства

В количественном виде результаты аппроксимации шумовых пиков для всех доступных линий БКИ представлены на рис. 1.13. Помимо общего отличия положения и ширины шумовых пиков от значений, измеренных по подиуму (штриховые линии на рис. 1.12), заметна выраженная зависимость обоих парамет-

ров от энергии поглощенного фотона. Поскольку прямые измерения выполнены лишь для шести калибровочных линий БКИ, для использования в модели матрицы отклика необходимо аналитическое описание обнаруженных трендов, применимое для произвольной энергии в рабочем диапазоне детектора.

Величина смещения центроида шумового пика в боковом стрипе адекватно описывается линейной зависимостью от амплитуды сигнала в центральном стрипе (левая панель рис. 1.13):

$$\mu(\mathrm{PHA}) = C_0 + C_1 \cdot \mathrm{PHA}. \tag{1.14}$$

Сколько-нибудь заметные отклонения измерений от этой зависимости наблюдаются лишь для двух наиболее слабых линий БКИ — 20.78 и 26.34 кэВ, — но и они не превышают ~ 0.1 канала. Даже если данные отклонения имеют реальную физическую природу, для научного анализа данных ART-XC они полностью несущественны.

Зависимость ширины пика от энергии не описывается линейной функцией. Тренд составляет примерно от 8.3 до 8.75 канала в диапазоне энергий 5.89–26.34 кэВ, однако для жестких фотонов с энергией 59.54 кэВ ширина резко увеличивается до 10 каналов. Для описания такого поведения используется квадратичная функция:

$$\mathrm{FWHM}(\mathrm{PHA}) = C_2 + C_3 \cdot \mathrm{PHA} + C_4 \cdot \mathrm{PHA}^2. \tag{1.15}$$

Несмотря на простоту такой аппроксимации, она адекватно работает как в научном энергетическом диапазоне, так и для описания всего спектра БКИ. В научном диапазоне тренд достаточно слаб, а отклонения измерений от аналитической модели составляют < 0.2 канала, т. е. около 2% полной ширины пика. За пределами научного диапазона в спектре БКИ присутствует единственная яркая линия на $E = 59.54$ кэВ, для которой ширина шумового пика по построению описывается квадратичной моделью точно.

Обзор результатов по всем детекторам и в зависимости от времени

По описанной выше процедуре измерения свойств шумовых пиков были выполнены для всех наблюдений БКИ вплоть до декабря 2025 г., что позволило проследить универсальность обнаруженного поведения и его изменений

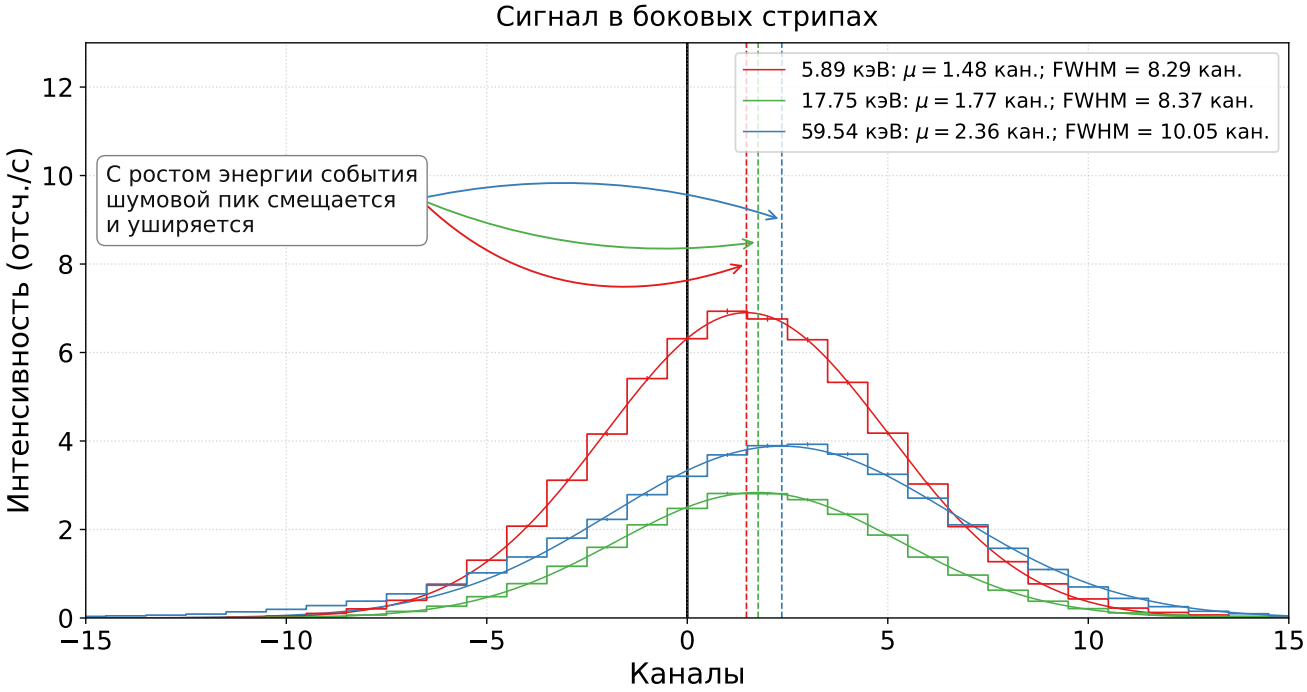


Рисунок 1.12 — Детальный профиль распределения амплитуд в боковых стрипах вблизи нулевого канала. Гистограммой показаны данные для линий БКИ 5.89 кэВ (красный), 17.75 кэВ (зеленый) и 59.54 кэВ (синий), сплошными линиями — их аппроксимация гауссианой, а вертикальными штриховыми линиями — положения соответствующих центроидов μ. Наглядно продемонстрирован эффект смещения и уширения шумового пика при росте энергии регистрируемого фотона.

со временем. Поведение шумового распределения во всех приборах оказалось полностью аналогичным: центроид пика смещается линейно, а его ширина демонстрирует квадратичную зависимость от энергии. Несмотря на то, что конкретные значения калибровочных параметров C_i индивидуальны для каждого детектора, общий характер трендов полностью совпадает, как показано на рис. 1.14.

Наблюдаемая зависимость от времени также достаточно регулярна. Она показана на рис. 1.15. На левой панели отображена динамика сдвига центроида шумового пика. Наблюдается четко структурированный тренд на увеличение наклона аппроксимирующей прямой со временем. При этом временная эволюция линейного коэффициента $C_1(t)$ носит ярко выраженный двухстадийный характер: в течение первых трех лет миссии (2019–2022 гг.) его величина возрастает практически линейно ($\Delta C_1 \propto \Delta t$), после чего скорость роста существенно замедляется, и тренд выходит на плато. Свободный член $C_0(t)$, отвечающий за статическое смещение подиума, также демонстрирует зависимость от времени, однако этот

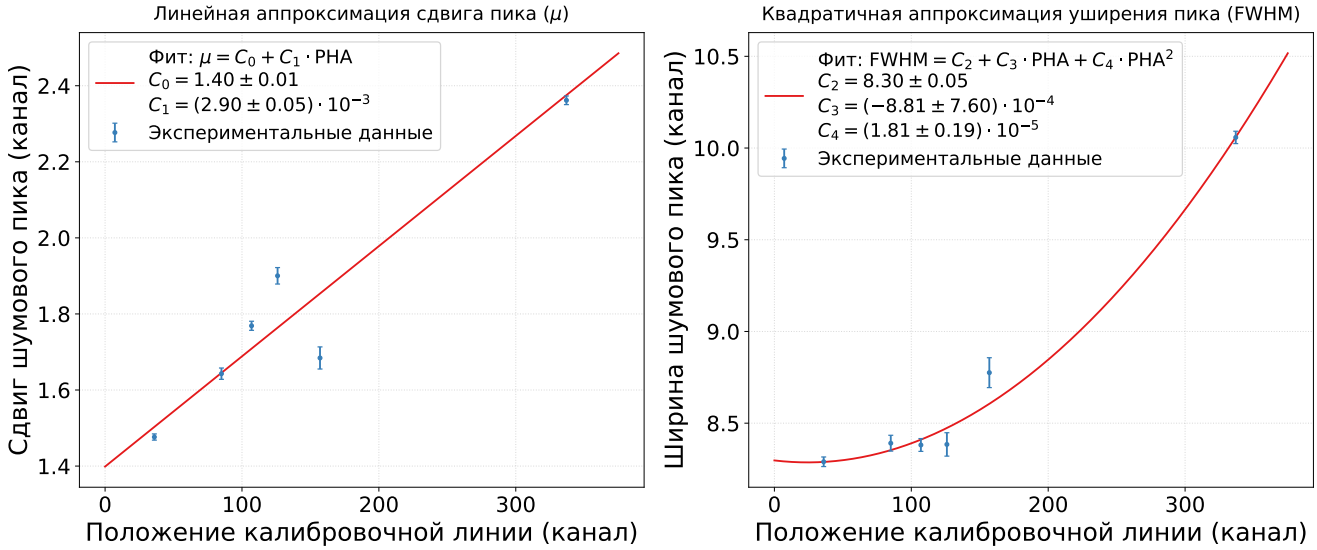


Рисунок 1.13 — Результаты аппроксимации параметров шумовых пиков в боковых стрипах для 6 линий БКИ. Слева: линейная зависимость сдвига центроида пика μ от амплитуды сигнала в центральном стрипе. Справа: квадратичная зависимость ширины шумового пика FWHM. Значения параметров аппроксимации приведены на панелях в верхнем левом углу.

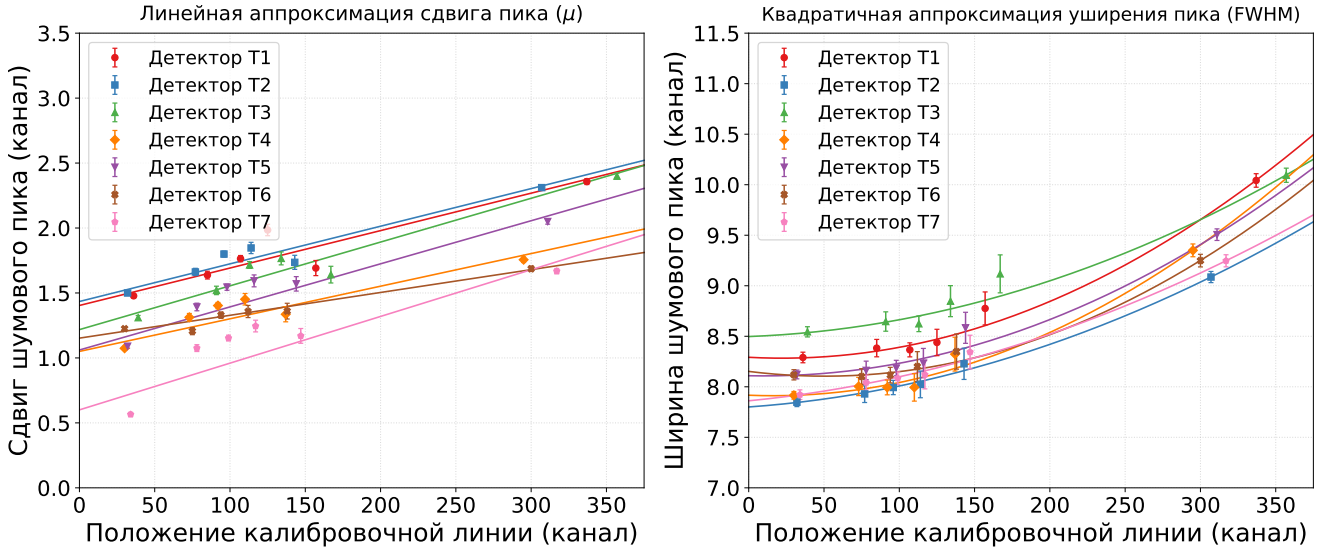


Рисунок 1.14 — Результаты аппроксимации параметров шумовых пиков в боковых стрипах для всех 7 детекторов телескопа. Слева: линейная зависимость сдвига центроида пика μ от амплитуды сигнала в центральном стрипе. Справа: квадратичная зависимость ширины шумового пика FWHM.

тренд выражен менее контрастно. Временная эволюция уширения шумового пика происходит иным образом. В основном научном диапазоне энергий телескопа изменения ширины пика минимальны. Напротив, в жестком техническом диапазоне зависимость от времени весьма сильна. Так, для калибровочной линии 59.54 кэВ ширина шумового профиля увеличилась с ~ 10 каналов в 2019 году до ~ 12 каналов в 2025 году.

Более детально поведение показано на рис. 1.16 в виде зависимости коэффициентов $C_0, \ldots, C_4$ от времени:

C_0: Свободный член, задающий статическое смещение положения шумового пика, варьируется в диапазоне $\sim$ 1.4–2.15 канала. Формальные статистические неопределенности отдельных измерений заметно меньше наблюдаемого разброса точек, однако общий уровень коэффициента медленно нарастает — от ~ 1.5 канала в начале рассматриваемого периода до ~ 1.8–1.9 канала к его концу. Поскольку данная временная эволюция явно учитывается в непрерывной модели $C_0(t)$, а ее амплитуда ($\lesssim 1$ канал) заметно уступает вкладу коэффициента C_1 в смещение центроида в рабочем диапазоне РНА, наблюдаемое поведение C_0 не вносит дополнительной неопределенности в определение положения шумового пика.

C_1: Наиболее выраженную и регулярную временную зависимость среди всех пяти коэффициентов демонстрирует линейный коэффициент C_1, задающий скорость смещения центроида шумового пика с ростом РНА. Его эволюция четко разделяется на два периода. Вплоть до артдня ~ 8500 (середина 2023 года) величина C_1 практически линейно возрастает — от ~ 0.002 до ~ 0.010, т. е. более чем в пять раз. После этого момента рост прекращается, и коэффициент выходит на плато, флуктуируя в диапазоне ~ 0.0095–0.0115 вплоть до конца рассматриваемого периода (конец 2025 года), без признаков дальнейшего систематического роста.

C_2, C_3: Коэффициенты C_2 и C_3, определяющие свободный и линейный члены квадратичной зависимости ширины пика от РНА, демонстрируют лишь слабые тренды на фоне значительных статистических неопределенностей отдельных измерений. Значение C_2 колеблется в диапазоне ~ 8.1–8.6 канала, слегка снижаясь в среднем от $\sim$ 8.35–8.40 в начале периода до $\sim$ 8.20–8.25 к его концу. Коэффициент C_3 демонстрирует более систематичный, хотя и по-прежнему слабый, рост — от ~ -0.003 в начале периода до $\sim +0.001$ к его концу. В обоих случаях величина изменений

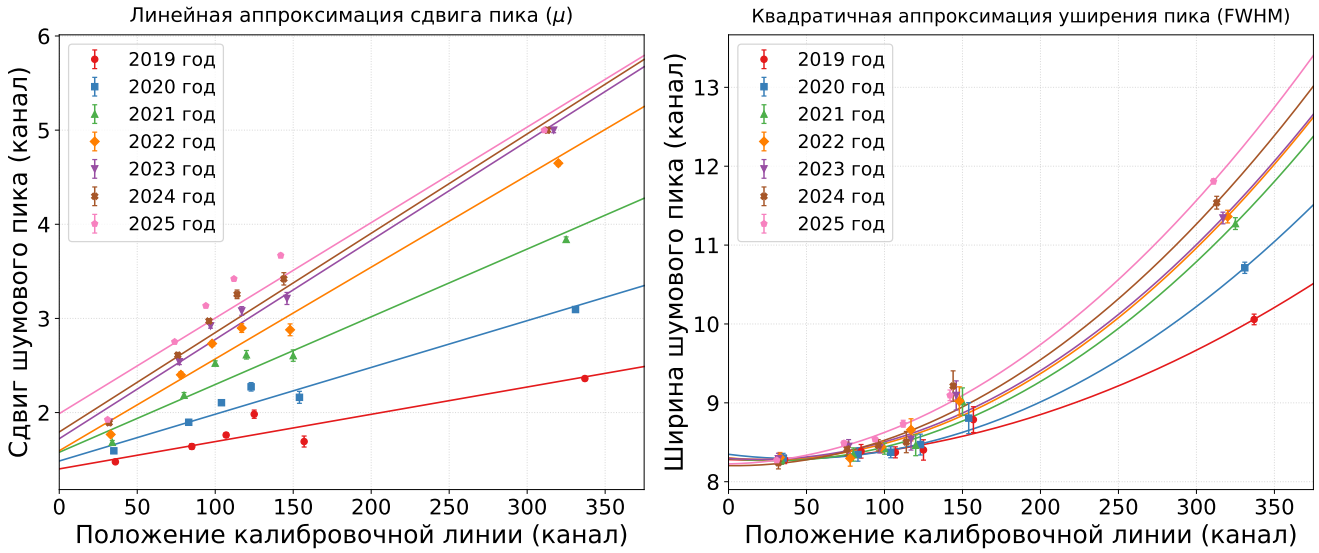


Рисунок 1.15 — Временная эволюция параметров шумового распределения в боковых стрипах на примере детектора T1 за период 2019–2025 гг. Слева: линейная зависимость сдвига центроида шумового пика μ от амплитуды сигнала в центральном стрипе, построенная отдельно для каждого года наблюдений (цвет соответствует году); наклон аппроксимирующих прямых заметно растет в первые три года эксплуатации (2019–2022 гг.), после чего выходит на насыщение. Справа: квадратичная зависимость ширины шумового пика FWHM от PHA по годам; уширение с течением времени проявляется преимущественно в жестком диапазоне энергий — для линии 59.54 кэВ ширина пика возрастает с ~ 10 каналов в 2019 году до ~ 12 каналов в 2025 году, тогда как в основном научном диапазоне изменения минимальны.

пренебрежимо мала на фоне соответствующих измерительных неопределенностей.

C_4: Поведение квадратичного коэффициента C_4 качественно повторяет двухстадийный характер эволюции C_1: его величина возрастает от $\sim 1.5 \times 10^{-5}$ в начале периода наблюдений до ~ 3.5–4×10^{-5} к артдню ~ 8000–8300 (2022 год), после чего выходит на плато и далее флуктуирует вокруг достигнутого уровня без выраженного дальнейшего роста.

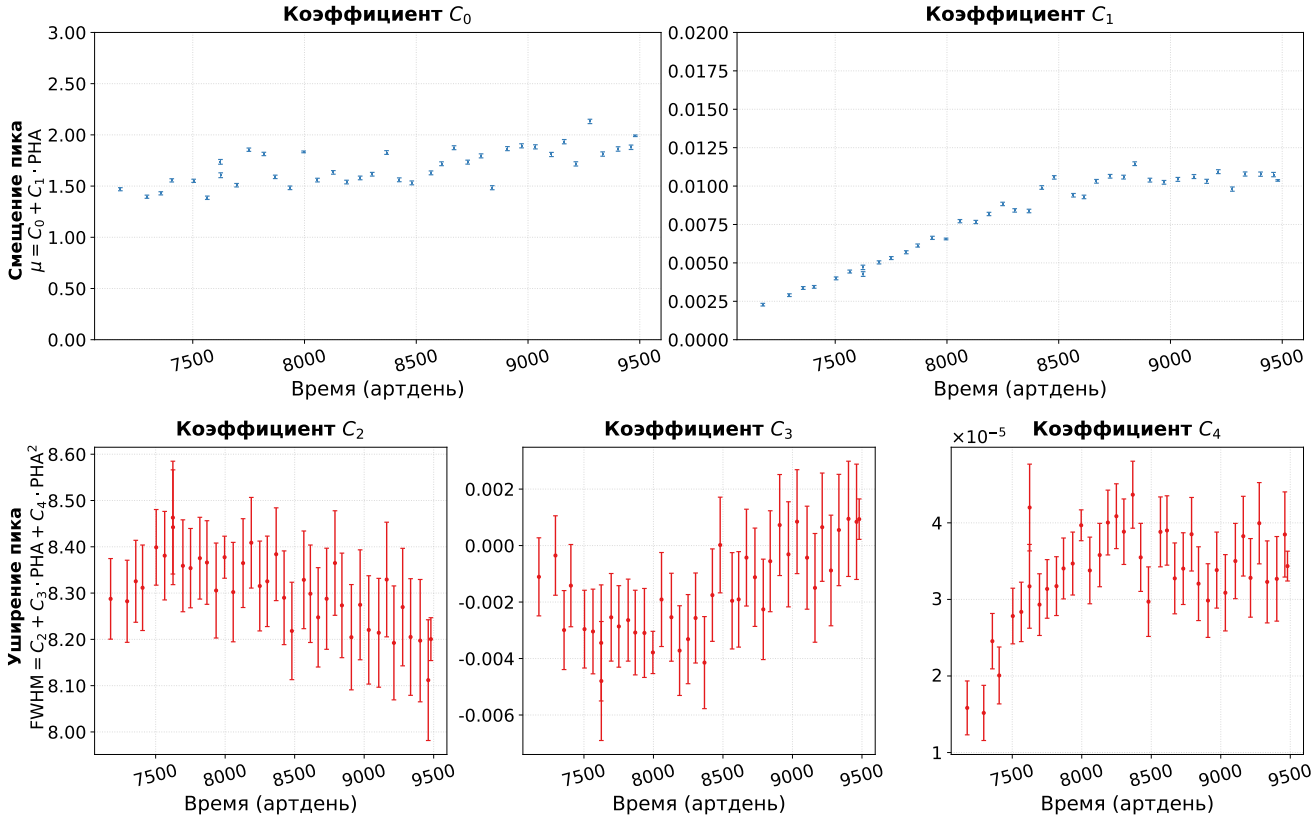


Рисунок 1.16 — Временные зависимости пяти калибровочных коэффициентов расширенной модели шума электроники (детектор T1). По оси абсцисс отложено время в *артднях* — числе суток, прошедших с 1 января 2000 года. Верхние панели: эволюция коэффициентов $C_0(t)$ и $C_1(t)$, задающих линейный сдвиг центроида шумового пика (1.14). Нижние панели: эволюция коэффициентов $C_2(t)$, $C_3(t)$ и $C_4(t)$, задающих квадратичную зависимость ширины пика (1.15). Полученные непрерывные тренды $C_i(t)$ позволяют ввести в модель электроники динамические временные поправки, обеспечивающие точность восстановления энергии на протяжении всего срока эксплуатации телескопа.

Как это включается в модель матрицы отклика

Представленная в данном разделе методика позволяет предсказать свойства шумов медленного канала для любой даты наблюдений, любого детектора и любой энергии регистрируемого фотона. Соответственно, модель шума медленного канала (1.12) должна быть модифицирована следующим образом:

$$E_{\mathrm{SSH}} = E_{\mathrm{col}} + \mathcal{N}\left(G\mu(\mathrm{PHA}), G^2\sigma^2_{\mathrm{SSH}}(\mathrm{PHA})\right), \tag{1.16}$$

где G — линейный коэффициент усиления электроники, $\sigma_{\mathrm{SSH}}(\mathrm{PHA})$ связана с (1.15) как $\sigma_{\mathrm{SSH}}(\mathrm{PHA}) = \mathrm{FWHM}(\mathrm{PHA})/(2\sqrt{2\ln(2)})$, а сдвиг $\mu(\mathrm{PHA})$ описывается уравнением (1.14).

Наглядное представление о том, насколько точнее модифицированная модель электроники воспроизводит экспериментальный спектр БКИ по сравнению с базовой моделью L0, дает рис. 1.19. Сравнение левой и центральной панелей показывает, что при добавлении к базовой модели энергетической зависимости шума электроники линия 59.54 кэВ в модельном спектре заметно уширяется, что приводит к существенно лучшему согласию с экспериментальным профилем.

1.4.2 Нелинейность электроники

Диагностика и измерение нелинейности

В §1.3.5 было показано, что никакая комбинация линейного коэффициента усиления электроники G и сдвига шкалы S не способна воспроизвести положение линий в спектре БКИ: если совмещать самые яркие линии, положение промежуточных линий оказывается неверным, а если настраивать G и S по линиям в научном энергетическом диапазоне, возникают значительные расхождения в техническом диапазоне. Добавление энергетической зависимости шума электроники также не исправляет ситуацию: из рис. 1.17 видно, что связанные с этим трендом поправки смещают промежуточные линии вверх по шкале всего на ≈ 1.8 канала, тогда как наблюдаемое расхождение составляет ≈ 5 каналов. Все это свидетельствует о существовании нелинейности в отклике детектора. Как уже отмечалось, в рамках существующих калибровок ART-XC нелинейность учитывается в виде эмпирической квадратичной зависимости канал–энергия с коэффициентами, индивидуально определенными для каждого стрипа. В настоящей работе предложено более устойчивое и физически мотивированное описание этого эффекта.

Для надежной оценки нелинейности отклика детектора ключевое значение имеет точное разделение линейных факторов и чисто нелинейной составляющей сигнала: помимо коэффициента усиления G и сдвига шкалы S, на формируемый отклик влияет дополнительный линейный тренд, вызванный шумом электрони-

ки (1.14). В отличие от прямой полиномиальной аппроксимации, чувствительной к этим линейным вкладам, предложенная в настоящей работе процедура устраняет их автоматически, без привлечения дополнительных гипотез. Пусть имеются три спектральные линии с энергиями E_1, E_2 и E_3, которые детектор регистрирует в каналах PHA_1, PHA_2 и PHA_3 соответственно. Тогда коэффициент усиления электроники можно вычислить как $G_{ji} = (E_j - E_i)/(\mathrm{PHA}_j - \mathrm{PHA}_i)$. Если детектор имеет линейный отклик, то отношение $G_{ji}/G_{kj} = 1$ для линий в любом энергетическом диапазоне. Если же в отклике детектора присутствует нелинейность, то $G_{ji}/G_{kj} \neq 1$. Ключевым достоинством данной процедуры является ее устойчивость и нечувствительность к любым линейным преобразованиям шкалы.

На рис. 1.17 продемонстрирован пример применения данной процедуры. В качестве трех опорных линий были выбраны наиболее яркие линии в спектре БКИ: $E_1 = 5.89$, $E_2 = 17.75$ и $E_3 = 59.54$ кэВ. Эти линии формируют два энергетических диапазона: низкоэнергетический (LE, от 5.89 до 17.75 кэВ) и высокоэнергетический (HE, от 17.75 до 59.54 кэВ). Энергетические интервалы между линиями составляют $\Delta E_{\mathrm{LE}} = 11.86$ кэВ и $\Delta E_{\mathrm{HE}} = 41.79$ кэВ. Соответствующие им интервалы в канальных единицах, определенные по положениям центроидов пиков, составляют $\Delta\mathrm{PHA}_{\mathrm{LE}} = 70.28$ канала и $\Delta\mathrm{PHA}_{\mathrm{HE}} = 230.77$ канала. Отношение этих величин дает коэффициент усиления электроники, определенный в двух различных энергетических диапазонах:

$$G_{\mathrm{LE}} = \frac{\Delta E_{LE}}{\Delta\mathrm{PHA}_{LE}} = 0.1688 \text{ кэВ/канал}, \quad G_{\mathrm{HE}} = \frac{\Delta E_{HE}}{\Delta\mathrm{PHA}_{HE}} = 0.1811 \text{ кэВ/канал}. \tag{1.17}$$

Отношение этих двух величин составляет $G_{\mathrm{LE}}/G_{\mathrm{HE}} = 0.932 < 1$, что свидетельствует о нелинейности в отклике детектора.

Для определения значимости и устойчивости данного результата описанная выше процедура была применена не ко всему детектору, а к отдельным его стрипам. Результат представлен на левой панели рис. 1.18: вариация отношения $G_{\mathrm{LE}}/G_{\mathrm{HE}}$ от стрипа к стрипу не превышает 1%, при этом среднее значение значимо меньше единицы. Такое же исследование было проведено и для остальных детекторов телескопа ART-XC; соответствующий результат показан на правой панели рис. 1.18. Все детекторы ART-XC демонстрируют аналогичное поведение, а значение $G_{\mathrm{LE}}/G_{\mathrm{HE}}$ показывает лишь небольшой разброс от детектора к детектору. Подобная стабильность при определении нелинейности как между стрипами, так и между детекторами свидетельствует о глубоких физических причинах данного

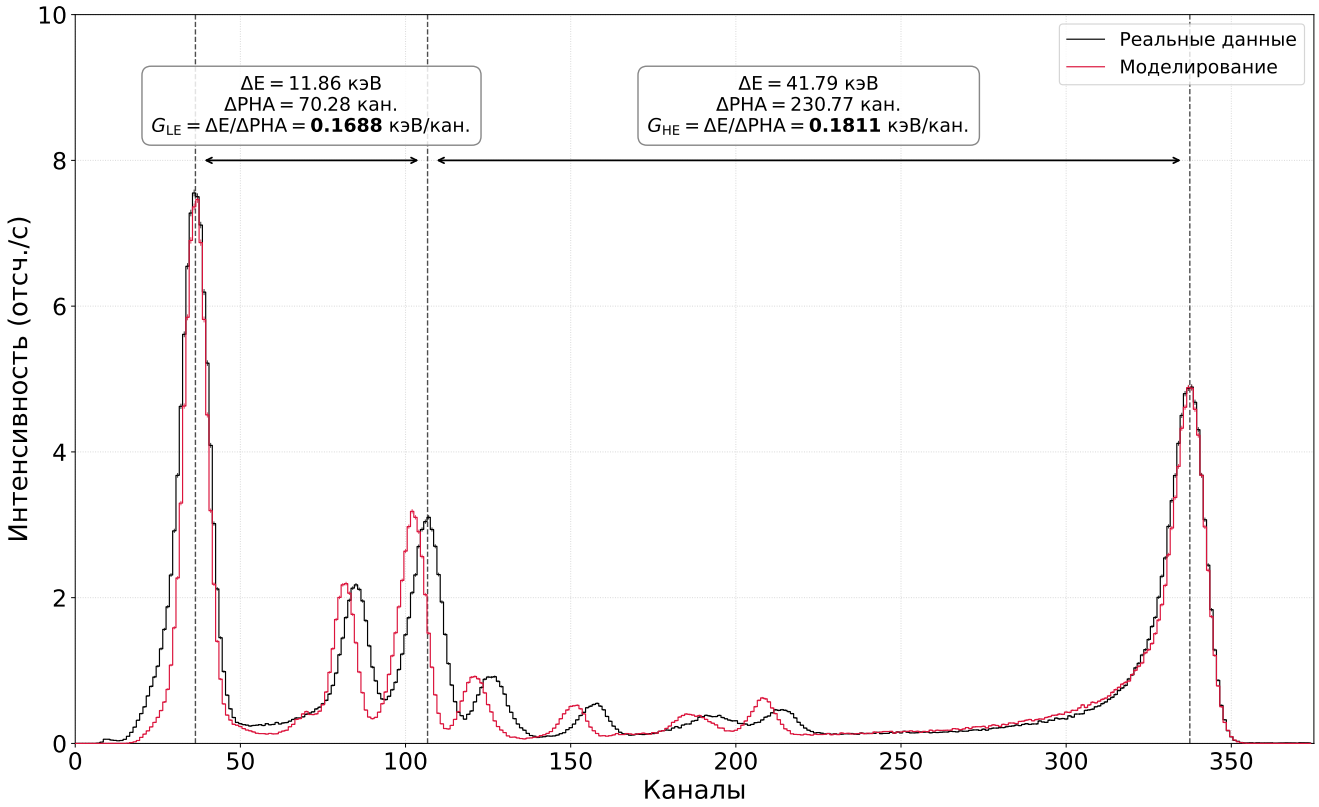


Рисунок 1.17 — Сопоставление модельного (красная линия) и экспериментального (черная линия) спектров БКИ для детектора T1 (декабрь 2019 года). Модельный спектр рассчитан с учетом энергетической зависимости смещения и уширения шумового пика, найденной в §1.4.1 (см. соотношения (1.16)), при этом параметры оцифровки G и S подобраны по линейной калибровке шкалы «канал–энергия» вдоль двух крайних линий — 5.89 и 59.54 кэВ. Вертикальными штриховыми линиями отмечены положения трех наиболее интенсивных линий БКИ: 5.89, 17.75 и 59.54 кэВ. Несмотря на точное совпадение положений крайних линий, обеспеченное самой процедурой калибровки, положение промежуточной линии 17.75 кэВ в модели систематически смещено относительно эксперимента. Отмеченные на рисунке интервалы $\Delta\mathrm{PHA}_{12} = 70.28$ и $\Delta\mathrm{PHA}_{23} = 230.77$ канала при энергетических интервалах $\Delta E_{12} = 11.86$ и $\Delta E_{23} = 41.79$ кэВ дают коэффициенты усиления электроники $G_{\mathrm{LE}} = 0.1688$ и $G_{\mathrm{HE}} = 0.1811$ кэВ/канал, демонстрируя нелинейность отклика.

поведения, вероятно, отражающих особенности дизайна электроники детекторов ART-XC.

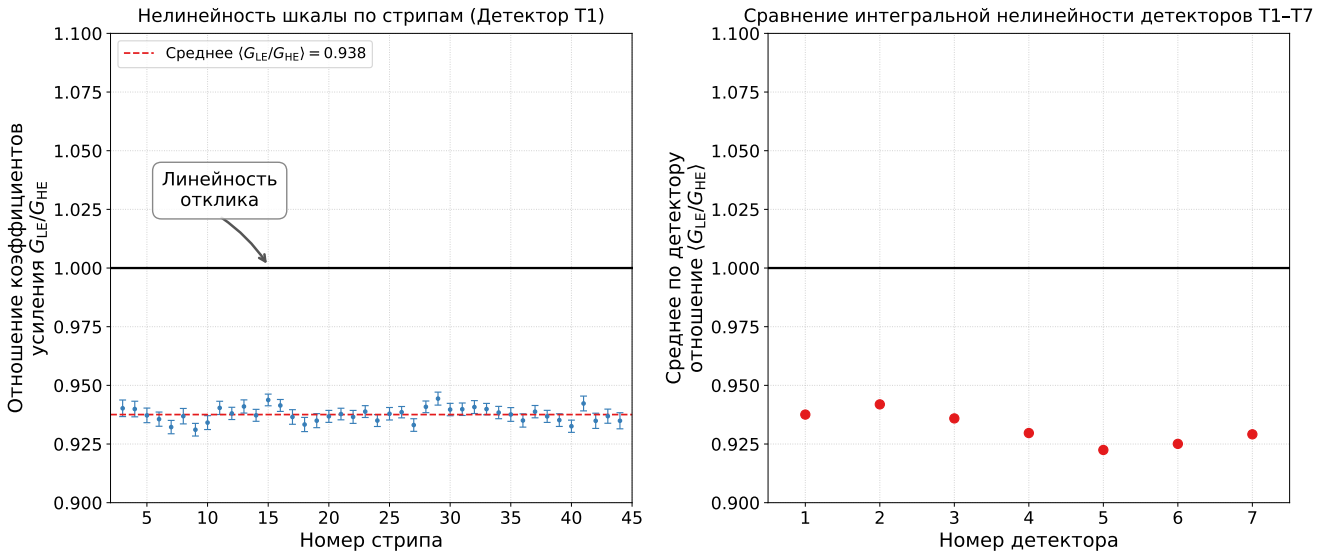


Рисунок 1.18 — Значения $G_{\mathrm{LE}}/G_{\mathrm{HE}}$, определенные для различных стрипов детектора T1 (слева), а также для всех семи детекторов телескопа ART-XC (справа). Величина $G_{\mathrm{LE}}/G_{\mathrm{HE}}$ демонстрирует стабильность в пределах одного детекторного модуля и лишь незначительно варьируется от прибора к прибору, что свидетельствует об общей физической природе эффекта.

Физическая модель

Одним из источников нелинейности может являться зависимость глубины поглощения фотонов от энергии и, следовательно, потери заряда при дрейфе. Результат моделирования данного эффекта представлен на левой нижней панели рис. 1.7: центроид линии 20 кэВ смещен относительно центроида линии 6 кэВ всего на 0.2%, что слишком мало для объяснения всей наблюдаемой нелинейности. Другие эффекты, связанные с кристаллом, также не способны привести к сколь-нибудь заметной нелинейности. Таким образом, следует обратить внимание на возможность возникновения нелинейности в процессе работы электроники детектора.

Импульсы наведенного тока, возникающие при дрейфе заряда через кристалл, поступают на усилители-формирователи, осуществляющие определенную амплитудно-частотную и фазово-частотную фильтрацию сигнала. Простейшим примером подобного фильтра является RC-цепь, в которой возникает так называемый *баллистический дефицит* [126; 134]: если длительность входного импульса становится сравнима с постоянной времени RC-цепи, цепь не успевает полностью проинтегрировать пришедший заряд. Поскольку глубина поглощения фотона, а

вместе с ней и длительность создаваемого импульса тока, растет с энергией, баллистический дефицит естественным образом оказывается энергетически зависимым эффектом — а значит, способен объяснить наблюдаемую нелинейность отклика детектора. Математическим эквивалентом баллистического дефицита в рассматриваемом случае является выражение вида:

$$E^* = \varepsilon \left[1 - \exp\left(-\frac{E}{\varepsilon}\right)\right], \tag{1.18}$$

где E — энерговыделение в кристалле, E^* — регистрируемая электроникой величина, а ε — параметр нелинейности.

Параметр нелинейности можно однозначно определить по отношению $G_{\mathrm{LE}}/G_{\mathrm{HE}}$. Однако надежнее находить его, сравнивая положение линий в модели с реальным спектром. Такой подбор дает значение $\varepsilon = 300 \pm 5$ кэВ. Процедура подбора ε выполняется лишь единожды, по спектрам БКИ за 2019 год, после чего предполагается, что ε не зависит от времени. При этом отношение $G_{\mathrm{LE}}/G_{\mathrm{HE}}$ может меняться со временем — однако это изменение связано с деградацией кристалла и будет описано далее (см. §1.6.1).

Включение нелинейности в модель матрицы отклика

Баллистический дефицит возникает уже на этапе формирования аналогового сигнала быстрым/медленным формирователем, то есть до его оцифровки. Поэтому сама оцифровка остается линейной операцией, а нелинейность сводится к замене энергии E ее искаженной версией E^* на входе в базовое соотношение оцифровки медленного канала (1.13):

$$\mathrm{PHA}(E) = \mathrm{round}\left(\frac{\varepsilon}{G}\left[1 - \exp\left(-\frac{E}{\varepsilon}\right)\right] + S\right). \tag{1.19}$$

При малых энергиях ($E \ll \varepsilon$) разложение экспоненты дает $E^* \approx E$, то есть нелинейность пренебрежимо мала: заметное отклонение появляется лишь при $E \sim \varepsilon$, что и объясняет, почему эффект отчетливо проявляется на линии 59.54 кэВ ($E/\varepsilon \approx 0.2$), но остается практически незаметным для более мягких калибровочных линий.

Учет нелинейности в шумовых трендах

Влияние нелинейности отклика на смещение и, особенно, на уширение линий является отдельным важным эффектом. Зависимости $\mu(\mathrm{PHA})$ (1.14) и $\mathrm{FWHM}(\mathrm{PHA})$ (1.15) откалиброваны непосредственно в канальных единицах, то есть уже после того, как сигнал претерпел нелинейное преобразование (1.19). Поэтому их пересчет в энергетические единицы, необходимый для включения в модель сигнала медленного канала (1.16), не может выполняться при помощи одного лишь номинального коэффициента усиления G: эффективный коэффициент пересчета «канал–энергия» сам оказывается функцией энергии сигнала. Дифференцирование (1.19) по E дает этот эффективный локальный коэффициент усиления:

$$G^*(E) = \frac{dE}{d\,\mathrm{PHA}} = G \cdot \exp\left(\frac{E}{\varepsilon}\right). \tag{1.20}$$

Чтобы перевести сдвиг центроида шумового пика $\mu(\mathrm{PHA}(E))$ в энергетические единицы, необходимо явно учитывать нелинейность самого преобразования (1.19), а не ограничиваться умножением на постоянный коэффициент. Точное значение $\mu^*(E)$ находится как разность энергий между смещенной величиной ($\mathrm{PHA}(E) + \mu$) и несмещенной ($\mathrm{PHA}(E)$):

$$\mu^*(E) = -\varepsilon \ln\left[1 - \frac{G^*(E)}{\varepsilon}\,\mu\big(\mathrm{PHA}(E)\big)\right]. \tag{1.21}$$

Ширина шумового пика переводится в энергетические единицы аналогичным образом:

$$\sigma^*_{\mathrm{SSH}}(E) = \varepsilon\ \mathrm{artanh}\left(\frac{G^*(E)\,\sigma_{\mathrm{SSH}}\big(\mathrm{PHA}(E)\big)}{\varepsilon}\right). \tag{1.22}$$

Использование величин $\mu^*(E)$ и $\sigma^*_{\mathrm{SSH}}(E)$ позволяет вновь записать модель шума медленного канала (1.16) в прежнем виде, заменив в ней $G\mu(\mathrm{PHA})$ на $\mu^*(E)$, а $G\sigma_{\mathrm{SSH}}$ на $\sigma^*_{\mathrm{SSH}}(E)$:

$$E_{\mathrm{SSH}} = E_{\mathrm{col}} + \mathcal{N}\left(\mu^*(E), \sigma^{*2}_{\mathrm{SSH}}(E)\right). \tag{1.23}$$

Таким образом, учет нелинейности не изменяет физическую структуру модели электроники, а лишь уточняет способ перевода откалиброванных в канальных единицах зависимостей в энергетические.

Поскольку каждый из 96 считывающих каналов детектора оснащен собственной независимой последовательностью элементов CSA–FSH–SSH, нелинейное преобразование (1.19) является свойством отдельного электронного канала и в модели применяется индивидуально к сигналу каждого стрипа — до какого-либо суммирования амплитуд. Лишь после независимого прохождения этой процедуры и последующей оцифровки каждым из трех записываемых в телеметрию каналов (центрального стрипа и двух его соседей) их амплитуды комбинируются на этапе восстановления энергии события. Это подтверждается и напрямую: было проверено, что поканальное применение нелинейного преобразования дает заметно более узкие спектральные линии в модельном спектре, чем его применение к суммарному сигналу события, что свидетельствует о поканальной природе эффекта.

1.4.3 Анализ соответствия модели и калибровочных спектров

Для проверки модели уровня L1 выполнено сопоставление результатов моделирования с тем же спектром БКИ, что и для модели L0, с повторной подстройкой длин дрейфа λ_e, λ_h, параметров оцифровки G, S и параметра нелинейности ε. Параметры D и σ_{FSH} по-прежнему унаследованы от модели L0, а фиксированный шум медленного канала σ_{SSH} заменен его энергозависимой моделью с коэффициентами $C_0 = 1.4$ канала, $C_1 = 2.89 \times 10^{-3}$, $C_2 = 8.3$ канала, $C_3 = -8.77 \times 10^{-4}$ и $C_4 = 1.81 \times 10^{-5}$ канал$^{-1}$, определенными по форме шумового пика.

Сравнение модельного и экспериментального спектров, представленное на рис. 1.20, демонстрирует превосходное количественное согласие во всем регистрируемом диапазоне энергий прибора. Внедрение разработанных модификаций позволило полностью устранить систематические погрешности базовой модели и обеспечило достижение следующих результатов:

– Наблюдается полное совмещение центроидов всех рентгеновских линий и пиков вылета во всем интервале каналов, что подтверждает корректность построенного соотношения «канал–энергия» (1.19).

– Расширенная модель электроники с высокой точностью воспроизводит профили для всех линий в спектре БКИ, что подтверждает корректность энергетической зависимости шума электроники (1.21), (1.22).

Отдельного рассмотрения заслуживает то, как отдельные компоненты модели L1 влияют на форму спектральных линий. На рис. 1.19 приведен пример линии БКИ с энергией 59.54 кэВ. Последовательная эволюция расчетного профиля линии при переходе между компонентами модели позволяет изолированно оценить вклад каждого эффекта:

– В рамках базового приближения уровня L0 моделируемый пик оказывается существенно уже экспериментального. Это указывает на недостаточность учета исключительно фундаментальных флуктуаций генерации зарядовых пар и фиксированного уровня шума электроники при описании жесткого диапазона спектра.
– Интеграция в модель промежуточных поправок, описывающих зависимость шума электроники от собранного заряда, приводит к заметному уширению расчетного профиля.
– Окончательное количественное совмещение расчетного и экспериментального распределений достигается только в полной модели уровня L1. Наряду со специфическими шумовыми трендами, крайне важный вклад в результирующее приборное разрешение здесь вносит учет нелинейности считывающей электроники.

Несмотря на качественное воспроизведение положения и ширин линий, дополнительное сопоставление модельных и экспериментальных распределений, показанное на том же рис. 1.20, позволило выявить ряд систематических расхождений. Характерно, что данные особенности сосредоточены в научном энергетическом диапазоне детекторов. К этим особенностям относятся:

– Наиболее выраженным эффектом является неполное воспроизведение низкоэнергетического «хвоста» спектральной линии с энергией 5.89 кэВ. В экспериментальных данных наблюдается избыток отсчетов слева от центроида пика, который не компенсируется уширенным шумом считывающей электроники.
– Второй значимой особенностью является локальный дефицит модельного континуума (характерный «провал») в районе 60-го канала (что соответствует энергии ~ 9 кэВ), а также между другими промежуточными калибровочными линиями источника. Модельный спектр в этих

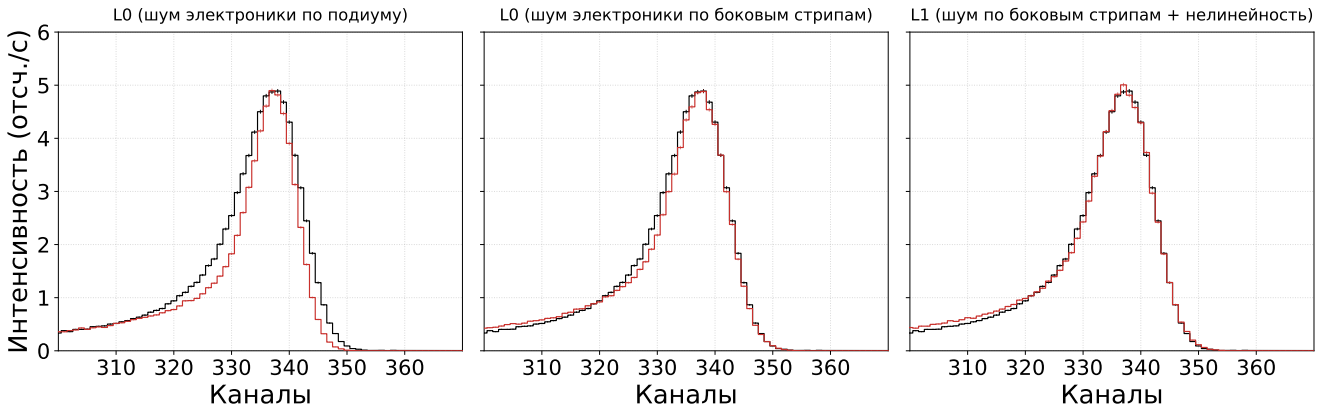


Рисунок 1.19 — Зависимость формы линии от включенных в модель L1 эффектов. На левой панели сравнивается форма линии из реального наблюдения БКИ (черная линия, декабрь 2019 года, детектор T1) и форма линии, полученная при численном моделировании для модели L0. На центральной панели — сравнение между реальным наблюдением и моделью L0, дополненной трендами в шумах электроники. На правой панели — сравнение между реальным наблюдением и полной моделью L1 (тренды в шумах электроники + нелинейность энергетической шкалы).

интервалах демонстрирует излишне резкое падение эффективности регистрации по сравнению с реальным детектором.

Таким образом, локализованные систематические расхождения в мягком рентгеновском диапазоне позволяют четко очертить область применимости построенной численной модели уровня L1. Обнаруженный дефицит интенсивности и деформация профилей низкоэнергетических калибровочных линий указывают на необходимость детального учета тонких физических процессов непосредственно в объеме кристалла. Это обусловливает логический переход к следующему этапу аппроксимации — модели уровня L2, в рамках которой подробно рассматриваются поправки к базовой модели деления заряда между смежными стрипами детектора, а также особенности взаимодействия квантов излучения с его приповерхностным слоем.

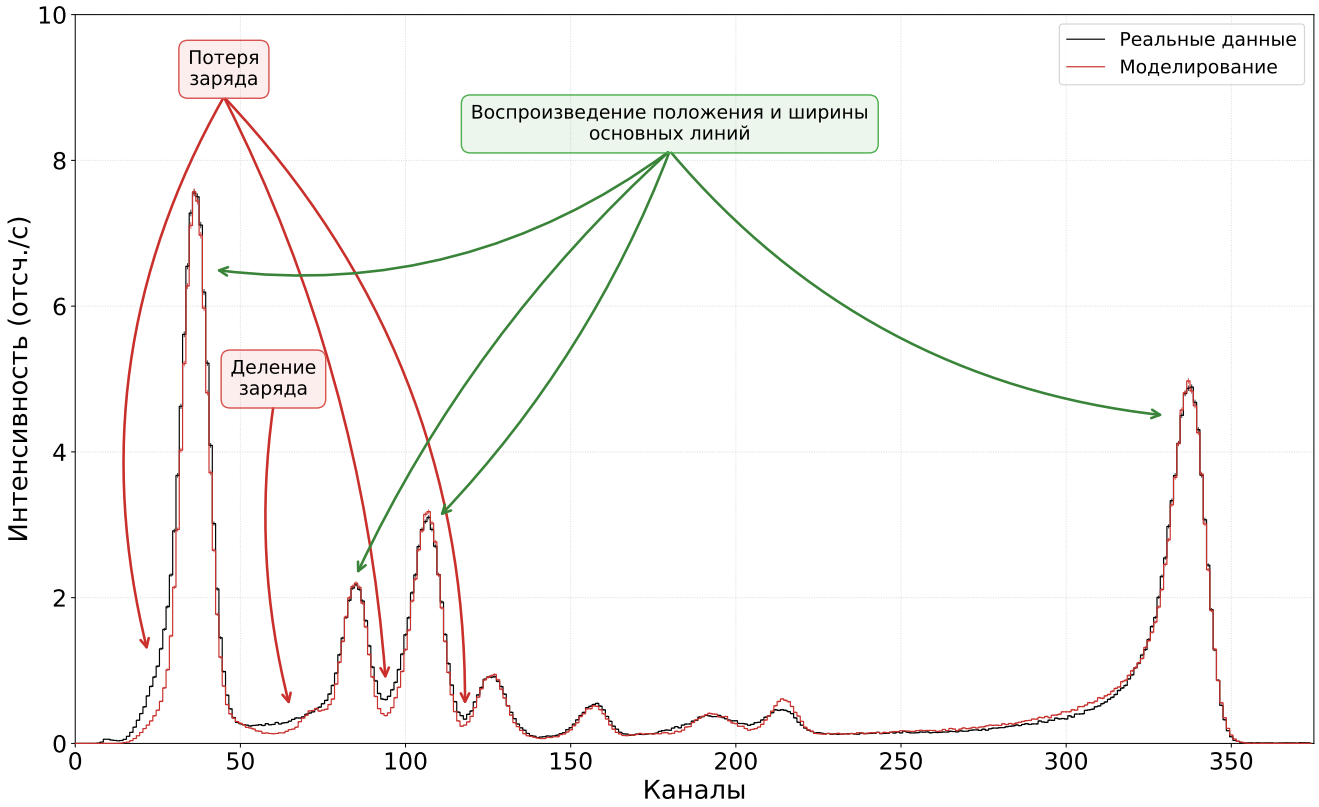


Рисунок 1.20 — Сравнение экспериментального спектра БКИ (черная линия, декабрь 2019 года, детектор T1) и результатов численного моделирования в рамках модели уровня L1 (красная линия). Зелеными стрелками отмечен успех модели: точное совпадение положения всех линий и значительное улучшение в воспроизведении спектрального разрешения детектора. Красными стрелками отмечены основные систематические расхождения между моделью и экспериментальными данными: заниженный континуум в промежутке между спектральными линиями, а также недостаток событий в низкоэнергетических «плечах» спектральных линий, наиболее выраженный для линии 5.89 кэВ.

1.5 Дополнительные эффекты, связанные с кристаллом

Сопоставление модели уровня L1 с экспериментальным спектром БКИ (§1.4.3) продемонстрировало отличное совпадение положения и ширины спектральных линий во всем диапазоне энергий детектора. Вместе с тем данное сопоставление позволило выявить два систематических расхождения, локализованных именно в научном энергетическом диапазоне (рис. 1.20): заниженный континуум в промежутке между линиями БКИ и избыток событий в низкоэнергетическом плече каждой линии, наиболее выраженный для линии 5.89 кэВ.

Поскольку модель уровня L1 независимо подтвердила как энергетическую зависимость шума считывающей электроники, так и нелинейность шкалы «канал–энергия», электроника детектора не может служить объяснением обнаруженных особенностей. Это указывает на необходимость более детального рассмотрения физических процессов, протекающих непосредственно в объеме и вблизи входной поверхности кристалла CdTe, включая уточнение самой геометрической модели деления заряда между стрипами, использованной в базовом приближении.

Настоящий раздел посвящен построению *модели уровня L2*, учитывающей два независимых эффекта подобного рода. В §1.5.1 показано, что заниженный континуум между линиями БКИ связан с неполнотой геометрического приближения, используемого для описания деления заряда между стрипами, и предложена эмпирическая поправка к размеру диффузионного облака, устраняющая данное расхождение. В §1.5.2 рассматривается происхождение избыточного плеча спектральных линий: показано, что классическое представление о мертвом слое как о полностью поглощающей области является недостаточным, и вместо него вводится протяженная приповерхностная область частичной генерации заряда. Принципиальное отличие этого эффекта от классического мертвого слоя состоит в том, что он искажает не эффективную площадь детектора, а форму его отклика, что делает его учет обязательным именно на уровне модели энергетического отклика. Результаты сопоставления построенной модели L2 с экспериментальными калибровочными спектрами приведены в §1.5.3.

1.5.1 Поправка к модели деления заряда

Как было показано на рис. 1.20, в диапазоне каналов от 50 до 70 (что соответствует энергиям от 8 до 11.2 кэВ) модельный спектр демонстрирует систематическое занижение потока относительно экспериментальных данных БКИ. Поскольку данное расхождение проявляется в широком энергетическом интервале, оно не может быть связано с наличием какой-либо неучтенной спектральной линии — речь идет именно о заниженном плоском континууме. Как было показано в §1.3.3, формирование подобного плоского континуума является характерным следствием деления заряда между соседними стрипами, причем его вклад в спектр

становится заметным именно в тех случаях, когда доля разделенного заряда значительна.

Для дополнительной проверки модели деления заряда был отдельно рассмотрен спектр в боковых стрипах, поскольку именно в них эффекты деления заряда проявляются наиболее отчетливо. Сопоставление модельного и экспериментального спектров, представленное на рис. 1.21 (красная линия), показывает, что расчетный спектр систематически идет ниже наблюдаемого, причем это расхождение локализовано в той же области энергий, где вклад деления заряда максимален.

Согласно предположениям, заложенным в модель L0, доля разделенного заряда однозначно определяется размером диффузионного облака $\sigma(z)$, который в рамках базовой модели полностью фиксирован и зависит исключительно от известных физико-технических параметров детектора — температуры, напряженности поля и толщины кристалла. Тем самым используемая модель не содержит свободного подстроечного параметра, и обнаруженное расхождение указывает не на неудачный выбор констант, а на принципиальную неполноту самой модели деления заряда.

Далее рассматриваются возможные физические причины подобной неполноты. Во-первых, базовая модель не учитывает силы кулоновского отталкивания между носителями заряда одного знака в процессе дрейфа. Однако расчеты показывают [133; 135], что связанная с этим эффектом поправка к размеру облака имеет порядок 1%, что заведомо недостаточно для объяснения наблюдаемого расхождения. Во-вторых, сама геометрическая модель деления заряда, опирающаяся на плоскопараллельное приближение взвешивающего поля, является лишь первым приближением. Как видно из формы взвешивающего потенциала для центрального анодного стрипа (рис. 1.6), заряд, геометрически находящийся над одним из соседних стрипов, все же индуцирует некоторый ток на центральном электроде, и наоборот. Для геометрии стрипов детекторов ART-XC подобные перекрестные наводки малы, но не равны нулю, и базовой моделью также не учитываются. В-третьих, наиболее значимое деление заряда между стрипами по определению происходит именно в межстриповом промежутке, ширина которого сопоставима с характерным размером диффузионного облака. Однако вблизи считывающих электродов однородное приближение поля перестает быть справедливым: поле закономерно деформируется, что приводит к деформации самого зарядового облака и локальному замедлению дрейфа. В результате аналитические

выражения для $\sigma(z)$, полученные в §1.3.3 в предположении однородного поля, теряют применимость именно в той области, которая ответственна за деление заряда.

Таким образом, реальная физика формирования сигнала в межстриповом пространстве оказывается существенно сложнее, чем это заложено в базовой геометрической модели, а ее строгое количественное описание потребовало бы самосогласованного расчета электростатических полей. Детальное моделирование этих эффектов выходит за рамки настоящей работы, поэтому вместо этого было принято решение ограничиться простой эмпирической поправкой к размеру диффузионного облака, воспроизводящей суммарный эффект перечисленных факторов. Для итогового размера диффузионного облака был введен масштабирующий множитель $\varkappa$: всюду в модели величина $\sigma(z)$ заменяется на $\varkappa \cdot \sigma(z)$, а сам коэффициент $\varkappa$ подбирается из условия наилучшего согласия модельного и экспериментального спектров именно в боковых стрипах, где, как было показано выше, влияние деления заряда проявляется наиболее ярко. Результат такого подбора представлен на рис. 1.21 (зеленая линия): значение $\varkappa = 1.65$ обеспечивает хорошее согласие модели с наблюдаемым спектром в боковых стрипах во всем рассматриваемом диапазоне энергий.

Поскольку увеличение размера зарядового облака затрагивает не только боковые стрипы, но и центральный, было дополнительно проверено, как выбранная поправка сказывается на спектре центрального стрипа (рис. 1.22). Оказалось, что согласие, достигнутое для боковых стрипов, автоматически приводит и к согласию для центрального стрипа — то есть одно и то же значение $\varkappa$ одновременно описывает форму спектра во всех стрипах. Это обстоятельство служит важным аргументом в пользу корректности используемой физической модели деления заряда (пусть и дополненной эмпирической поправкой), поскольку исключает возможность подгонки, специфичной для отдельного стрипа. Вместе с тем в техническом энергетическом диапазоне наблюдается небольшой избыток модельных событий по сравнению с экспериментальными данными. Этот эффект представляет самостоятельный интерес, однако для последующего научного анализа данных ART-XC он не является критичным, поскольку лежит вне научного энергетического диапазона телескопа.

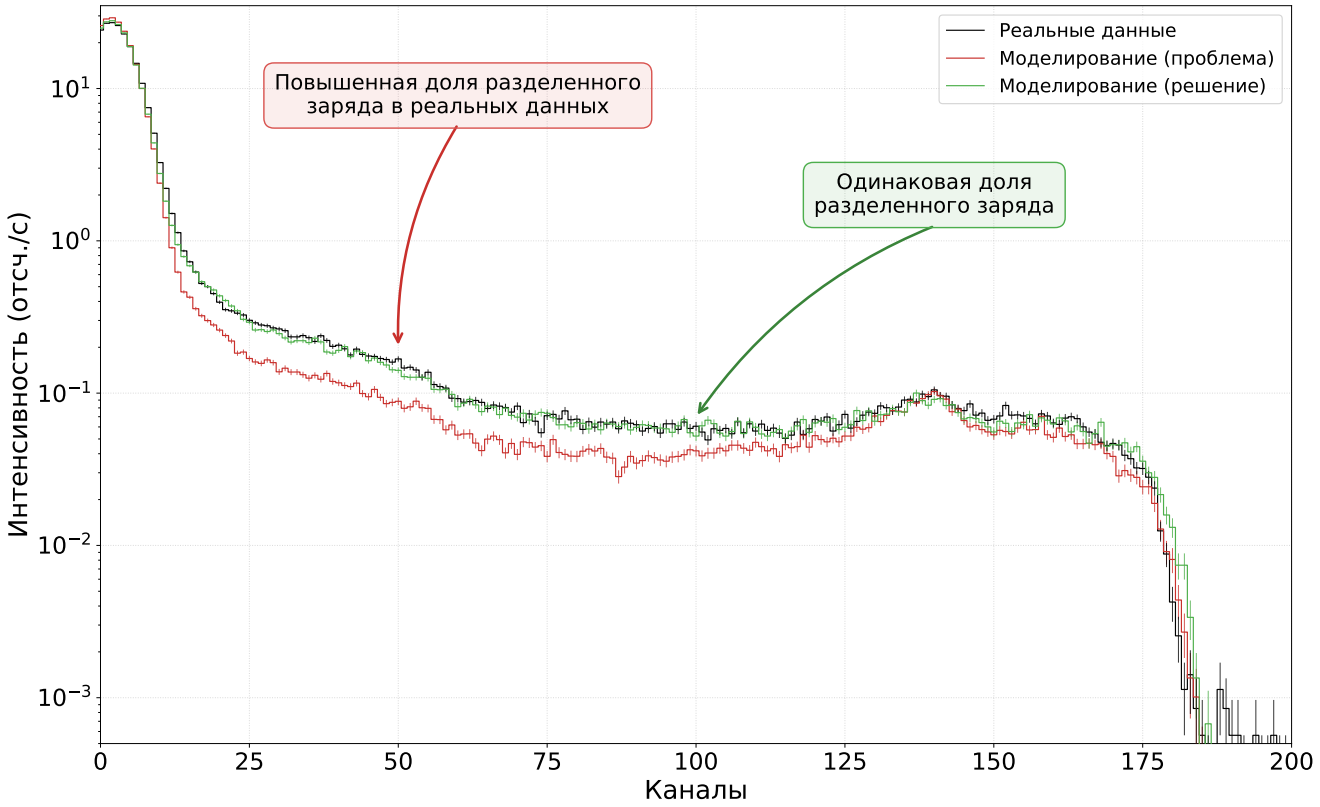


Рисунок 1.21 — Сравнение спектра БКИ в боковом стрипе для экспериментальных данных (черная линия, декабрь 2019 года, детектор T1) с моделью уровня L1 без (красная линия) и с (зеленая линия) эмпирической поправкой к размеру диффузионного облака ($\varkappa = 1.65$). Модель без поправки демонстрирует систематически заниженную долю разделенного заряда по сравнению с реальными данными; увеличение размера облака в 1.65 раза полностью устраняет данное расхождение.

1.5.2 Взаимодействие с приповерхностным слоем

Диагностика проблемы

Как было показано в предыдущем подразделе (см. рис. 1.22), введение эмпирической поправки к размеру диффузионного облака полностью устраняет недостаток модельных событий в диапазоне каналов 50–70 и частично исправляет форму левого плеча спектральных линий. Тем не менее одной лишь увеличенной диффузии заряда оказывается недостаточно для полного согласия модели с экспериментом. В реальных данных сохраняется избыток событий слева от каждой линии в научном энергетическом диапазоне, причем этот избыток тем заметнее,

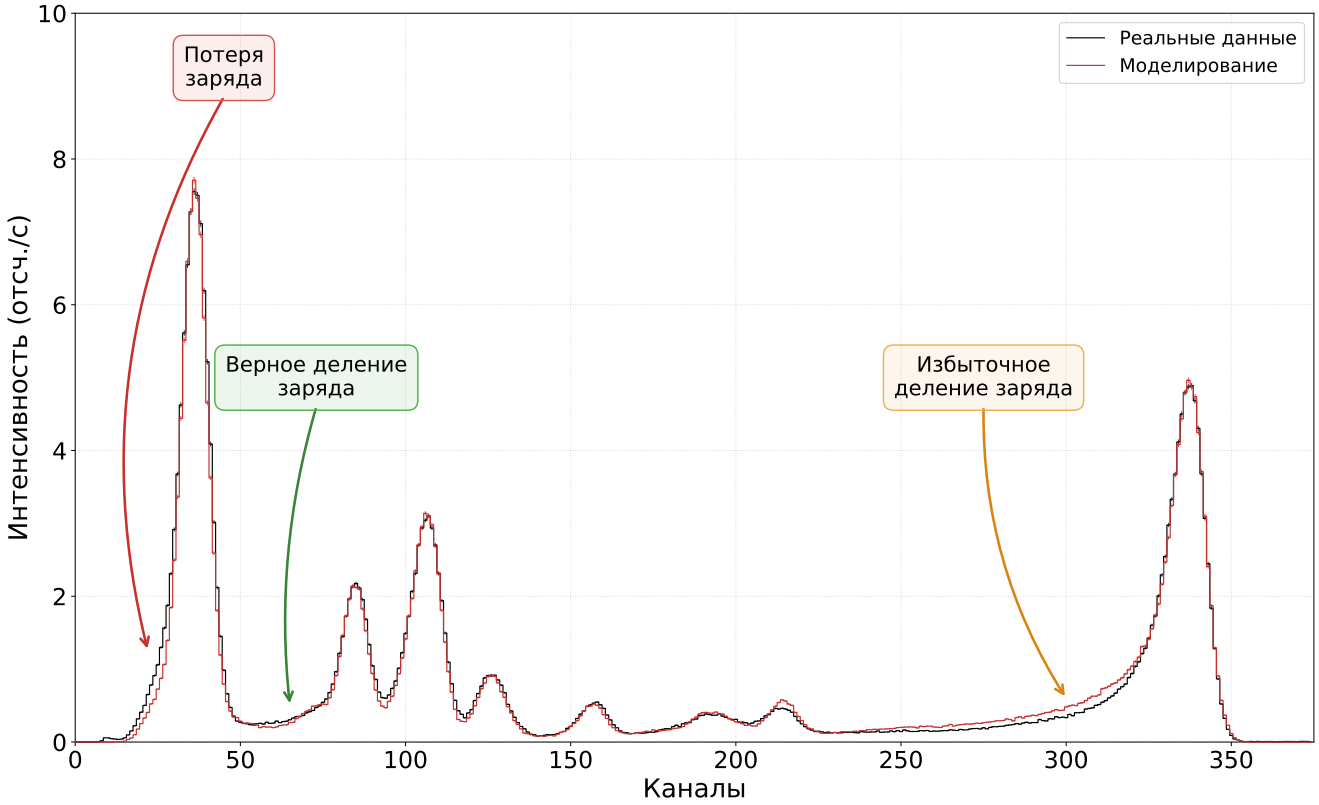


Рисунок 1.22 — Сравнение спектра БКИ в центральном стрипе для экспериментальных данных (черная линия, декабрь 2019 года, детектор T1) и модели уровня L1 с учетом эмпирической поправки к размеру диффузионного облака ($\varkappa = 1.65$; красная линия). Значение $\varkappa$ было подобрано по данным боковых стрипов, однако достигнутое согласие проявляется и в центральном стрипе. Зеленой стрелкой отмечена область между линиями, в которой ранее наблюдался недостаток модельных событий. Однако после введения поправки данная проблема устранена. Желтой стрелкой отмечен низкоэнергетический хвост линии 59.54 кэВ, в котором модель, ранее точно воспроизводившая эксперимент, теперь дает избыток событий вследствие завышенного деления заряда. Поскольку данная особенность локализована в техническом энергетическом диапазоне, она не является критичной для последующего научного анализа. Красной стрелкой отмечена сохраняющаяся, хотя и ослабленная, проблема — недостаток событий в «плече» линии 5.89 кэВ, как будет показано в следующем подразделе, связанный с потерей заряда при взаимодействии фотонов с приповерхностным слоем детектора.

чем ниже энергия линии. Наиболее ярко данная особенность проявляется для самой яркой низкоэнергетической линии спектра БКИ — линии от распада железа с энергией 5.89 кэВ.

Далее рассматриваются возможные физические причины возникновения данного избытка. Во-первых, само по себе плечо могло бы объясняться неправильным подбором интенсивности спектральной линии с энергией 4.82 кэВ, присутствующей в спектре БКИ (см. §1.2.3) и связанной с распадом ^{241}Am. Это предположение может быть проверено, так как интенсивности линий от распада ^{241}Am и ^{55}Fe эволюционируют во времени по-разному: период полураспада америция-241 составляет 432.6 года, тогда как для ^{55}Fe он равен всего 2.7562 года. Таким образом, за шесть лет, разделяющих калибровочные сессии декабря 2019 и декабря 2025 годов, интенсивность линии железа уменьшилась примерно в 4.5 раза, тогда как интенсивность связанных с америцием линий практически не изменилась. Если бы наблюдаемый избыток был обусловлен вкладом америция, то его относительная величина должна была бы со временем возрастать. Однако данное предположение несовместимо с наблюдениями. Следовательно, предположение о неправильной интенсивности линии 4.82 кэВ можно исключить.

Во-вторых, в качестве возможной причины рассматривался шум быстрого формирователя и связанный с ним триггер. Как было показано ранее (см. §1.3.4), эти параметры являются скрытыми и оцениваются именно по форме спектра в области малых энергий. Моделирование завала спектра на малых энергиях позволило определить $\sigma_{\text{FSH}} \approx 0.74$ кэВ и $D \approx 3.2$ кэВ, что близко к ожидаемым значениям. Однако варьирование данных параметров в допустимых пределах, при котором сам завал воспроизводится хорошо, не позволяет воспроизвести наблюдаемый избыток событий в плече линии, что исключает электронную природу эффекта. Эффект продемонстрирован на рис. 1.23.

Наконец, остается третье, наиболее вероятное объяснение, связанное с глубиной взаимодействия фотонов с кристаллом. Избыток событий усиливается по мере уменьшения энергии, а значит, и глубины поглощения фотонов. Для фотонов с энергией 5.89 кэВ средняя глубина поглощения в CdTe составляет $\lambda_\gamma = 3.2$ мкм, то есть подавляющее большинство таких фотонов поглощается в тонком приповерхностном слое кристалла. Это обстоятельство указывает на необходимость более детального рассмотрения физических процессов, происходящих именно в этой области детектора.

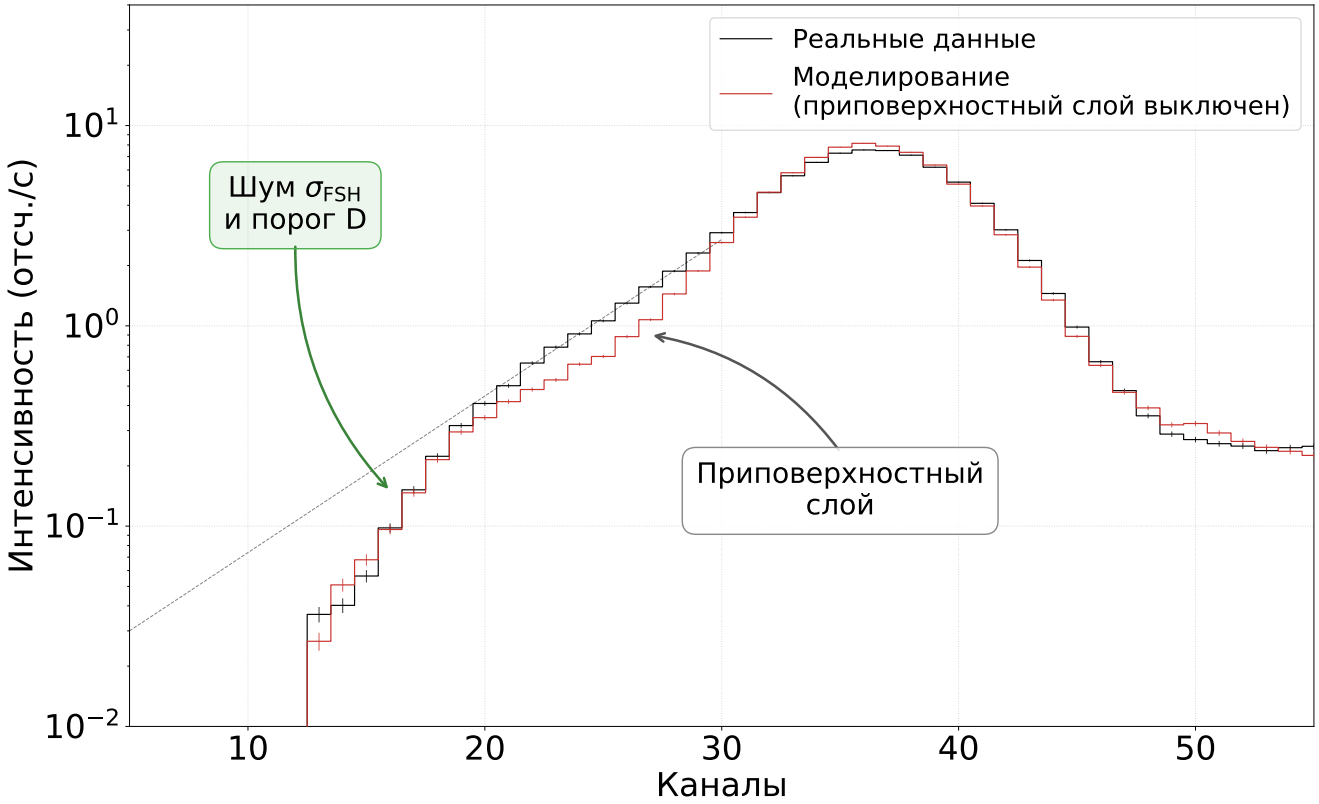


Рисунок 1.23 — Сравнение экспериментального спектра БКИ вблизи линии 5.89 кэВ (черная линия) со спектром, полученным при моделировании с отключенным приповерхностным слоем (красная линия). Серая пунктирная линия показывает форму спектра в отсутствие порога дискриминатора. Резкий спад потока ниже 20-го канала отражает потерю событий, отсекаемых триггером. Примерно до 20-го канала форма спектра определяется шумом быстрого формирователя σ_{FSH} и порогом D и хорошо воспроизводится моделью. Наблюдаемый в диапазоне 20–30 каналов избыток реальных событий над модельными связан с дополнительным физическим процессом в приповерхностном слое кристалла, а не с электроникой.

Мертвый слой

Главной особенностью приповерхностной области кристалла является наличие *мертвого слоя*. Мертвый слой в полупроводниковых детекторах представляет собой область кристалла, в которой образованный ионизирующим излучением свободный заряд не собирается электродами либо испытывает интенсивную рекомбинацию, что приводит к деградации энергетического разрешения и снижению эффективности регистрации в области низких энергий. Физико-химическая природа данного слоя многофакторна: она включает естественное окисление поверхности с образованием диэлектрической пленки TeO_2 толщиной порядка 0.4–0.5 мкм [136], нарушение стехиометрии полупроводника под металлом при химическом нанесении контактов (0.2–1.5 мкм) [137], а также глубокие нарушенные области с высокой плотностью дислокаций, возникающие при механической обработке (шлифовке и полировке) и распространяющиеся вглубь кристалла на десятки и сотни микрометров (до 50–200 мкм) [138; 139].

Простейшая модель мертвого слоя предполагает, что он представляет собой область толщиной Δ, расположенную у входной поверхности кристалла. При такой конфигурации все взаимодействия, произошедшие на глубине, меньшей Δ, полностью исключаются из дальнейшего моделирования, то есть мертвый слой работает как поглощающий фильтр. Однако может возникнуть ситуация, при которой фотон поглощается вблизи нижней границы мертвого слоя. При поглощении появляется фотоэлектрон, который часть своего пути проходит в пределах мертвого слоя, а часть — в активном объеме детектора. Это приводит к частичной потере сигнала. Согласно данным NIST ESTAR [111], расстояние, которое электрон пролетает в кристалле CdTe, может быть аппроксимировано как:

$$r_{\text{CSDA}} = 25 \cdot E_e^{1.63}, \tag{1.24}$$

где r_{CSDA} — среднее расстояние, пролетаемое электроном (в нм), E_e — начальная кинетическая энергия электрона (в кэВ). Так, для фотонов с энергией 5.89 кэВ характерная энергия фотоэлектронов составляет 1–5 кэВ, а соответствующая длина пробега в CdTe составляет 25–350 нм. Тогда вероятность частичной потери сигнала в мертвом слое составляет:

$$P \approx \frac{r_{\text{CSDA}}}{2\lambda_\gamma} \exp\left(-\frac{\Delta}{\lambda_\gamma}\right). \tag{1.25}$$

При приведенных выше значениях параметров данное выражение дает $P \sim 1.5\%$, то есть эффект оказывается малым и не способен объяснить наблюдаемый избыток событий в плече линии железа. Подобный мертвый слой по своей физической природе влияет исключительно на квантовую эффективность детектора, а не на форму его отклика, и потому должен учитываться на уровне эффективной площади (ARF). Таким образом, для объяснения наблюдаемой особенности спектра необходимо ввести не тонкий полностью поглощающий слой, а протяженную приповерхностную область, в пределах которой происходит лишь частичная генерация заряда.

Переходный слой

Вместо резкого поглощающего мертвого слоя, рассмотренного выше, в модель вводится протяженная приповерхностная область частичной генерации заряда: модификации подвергается непосредственно доля энергии взаимодействия, преобразуемая в электрон-дырочные пары. Для этого выделившаяся в точке взаимодействия энергия E_{dep} домножается на множитель:

$$\zeta = \frac{E_{\text{gen}}}{E_{\text{dep}}} = 1 - \exp\left(-\frac{(z-\Delta)^2}{2\delta^2}\right), \tag{1.26}$$

где E_{gen} — доля поглощенной кристаллом энергии, которая будет преобразована в электрон-дырочные пары, z — глубина точки взаимодействия, Δ — толщина слоя полного поглощения, а δ — толщина слоя частичного поглощения. Соотношение (1.26) справедливо при $z \geqslant \Delta$; при $z < \Delta$ полагается $E_{\text{gen}} = 0$.

Для наглядной оценки влияния параметров модели на форму отклика был выполнен численный расчет по формуле (1.26). Результаты показаны на рис. 1.24. Полученные распределения фактора генерации заряда $\zeta = E_{\text{gen}}/E_{\text{dep}}$ позволяют проследить вклад каждого параметра модели в искажение формы линии:

– **Зависимость от толщины слоя полного поглощения Δ (левая колонка)**: параметр Δ работает как фильтр, рассмотренный выше, — чем больше его значение, тем больше событий испытывают полное поглощение в мертвом слое ($\zeta = 0$), что проявляется в виде растущего пика вблизи

нулевого значения доли генерируемого заряда. При этом форма основного пика фотопоглощения ($\zeta = 1$) не меняется, а вероятность частичной генерации ($0 < \zeta < 1$) мала.

– **Зависимость от толщины переходного слоя** δ **(средняя колонка)**: при $\Delta = 0$ увеличение δ приводит к формированию протяженного плато частичной генерации заряда. Именно этот параметр отвечает за появление «плеча», наблюдаемого в реальном спектре БКИ.
– **Зависимость от энергии фотона** E_0 **(правая колонка)**: при фиксированных $\Delta = 0$ и $\delta = 0.3$ мкм уменьшение энергии фотона существенно увеличивает долю событий с неполной генерацией заряда. Это связано с уменьшением длины ослабления излучения в кристалле: чем мягче фотон, тем ближе к поверхности происходит его поглощение и тем выше вероятность того, что образовавшийся заряд окажется в пределах переходной области. Данная закономерность напрямую объясняет усиление наблюдаемого избытка событий в плече линии по мере уменьшения ее энергии, отмеченное выше.

Подбор параметров модели по избытку событий в плече линии железа дает $\Delta \approx 0$ и $\delta = 0.3$ мкм. Столь малый характерный масштаб δ хорошо согласуется с результатами исследования поверхности CdTe после механической обработки [138]: авторы показали, что притертая поверхность кристалла обладает сложным рельефом, состоящим из чередующихся впадин и выступов, с характерной шероховатостью порядка 0.5 мкм. Именно этим объясняется выбор гауссовой формы множителя в (1.26): она естественным образом описывает плавный переход от полного поглощения к полной генерации заряда на масштабе, сравнимом с шероховатостью реальной поверхности кристалла.

Сопоставление с альтернативными моделями

Необходимо отметить принципиальное отличие данной модели от подхода, применяемого для описания аналогичного эффекта в детекторах CdTe для жесткого рентгеновского диапазона [139]. Самая низкоэнергетичная линия, рассматриваемая в этой работе, — линия 31 кэВ, для которой длина ослабления в CdTe составляет порядка 80 мкм. Это на два порядка больше характерного

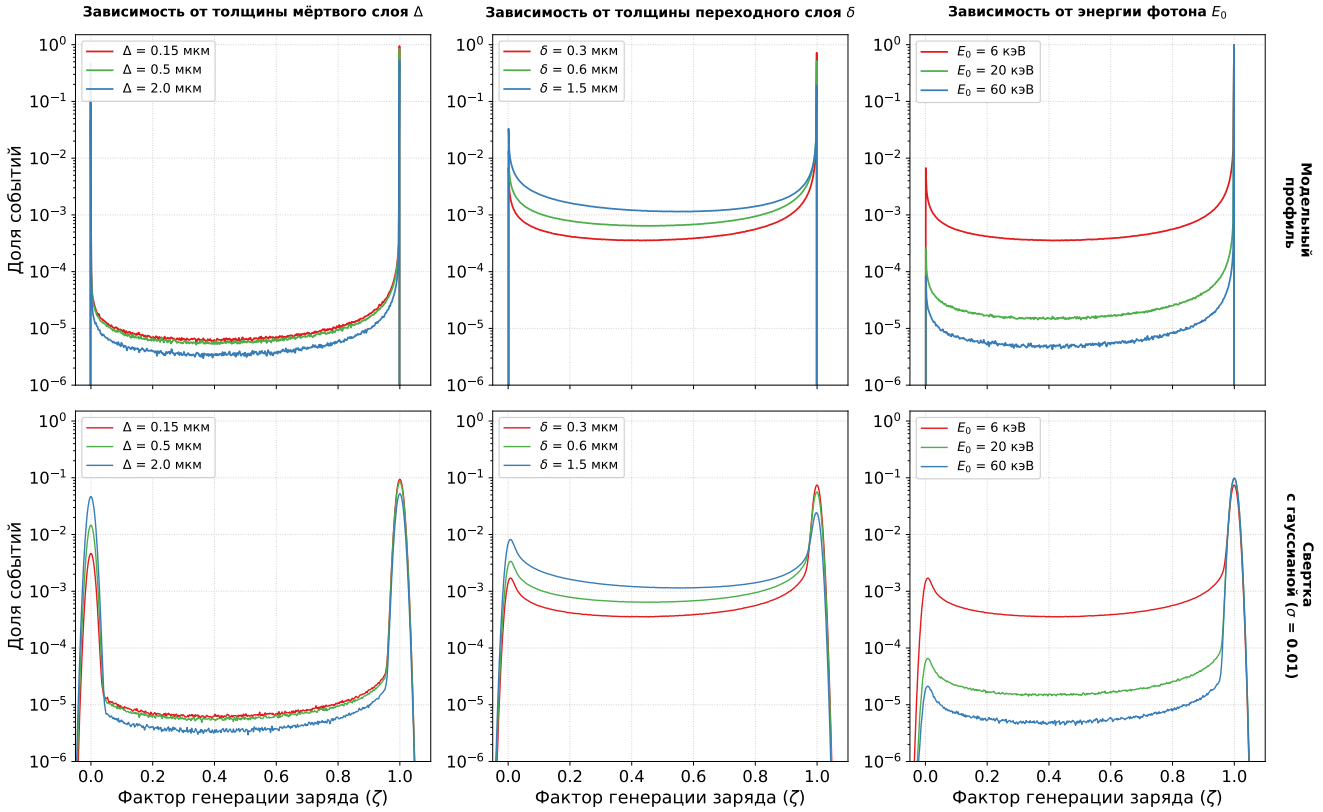


Рисунок 1.24 — Результаты численного моделирования отклика приповерхностного слоя в зависимости от параметров модели (1.26). Верхний ряд — теоретические распределения фактора генерации заряда $\zeta = E_{\text{gen}}/E_{\text{dep}}$, нижний ряд — те же распределения с учетом гауссова шума электроники ($\sigma = 0.01$). Левая колонка: зависимость от толщины слоя полного поглощения Δ при фиксированных $\delta = 0.01$ мкм и $E_0 = 6$ кэВ. Средняя колонка: зависимость от толщины переходного слоя δ при $\Delta = 0$ и $E_0 = 6$ кэВ. Правая колонка: зависимость от энергии фотона E_0 при $\Delta = 0$ и $\delta = 0.3$ мкм. Объем статистики для каждой кривой составляет 10^8 событий.

масштаба шероховатости поверхности, поэтому в данном случае форма рельефа поверхности не играет существенной роли, и наблюдаемый эффект связывается с более протяженной (сотни микрометров) областью пониженной длины дрейфа носителей, вызванной, по всей видимости, объемным повреждением кристалла на большей глубине. Для ART-XC ситуация иная: самая яркая низкоэнергетичная линия БКИ — линия железа с энергией 5.89 кэВ и длиной ослабления всего 3.2 мкм — поглощается в слое, толщина которого сравнима с масштабом шероховатости самой поверхности. Поэтому именно топография входной поверхности кристалла, а не протяженное повреждение объема, определяет наблюдаемую осо-

бенность спектра, что и обусловливает выбор функциональной формы и малый масштаб параметра δ в предложенной модели.

Принципиально важно то, что рассмотренная приповерхностная область не сводится к простому фильтру. В отличие от резкого мертвого слоя Δ, который лишь уменьшает эффективную площадь детектора и потому учитывается на уровне ARF, протяженная переходная область δ искажает саму форму спектральной линии. Именно поэтому ее учет невозможен на уровне эффективной площади и требует включения непосредственно в матрицу спектрального отклика детектора. Это иллюстрирует общий тезис настоящей работы: построение точной RMF является необходимым предварительным условием калибровки ARF, а не отдельной, независимой от нее задачей.

1.5.3 Анализ соответствия модели и калибровочных спектров

Для проверки модели уровня L2 выполнено сопоставление результатов моделирования с тем же спектром БКИ, что и для моделей L0 и L1 (§1.3.5, §1.4.3), с повторной подстройкой длин дрейфа λ_e, λ_h и параметров оцифровки G, S. Параметр нелинейности ε зафиксирован на значении 300 кэВ, найденном ранее; коэффициенты трендов шума C_0–C_4, определенные по форме шумового пика, зафиксированы на значениях, установленных для модели L1. Коэффициент деления заряда $\varkappa = 1.65$, определенный по спектру в боковых стрипах (§1.5.1), и параметры приповерхностного слоя $\Delta = 0$, $\delta = 0.3$ мкм, определенные по форме плеча линии 5.89 кэВ (§1.5.2), также зафиксированы.

Сравнение модельного и экспериментального спектров, представленное на рис. 1.25, демонстрирует превосходное количественное согласие во всем регистрируемом диапазоне энергий прибора. Внедрение разработанных модификаций позволило устранить систематические расхождения, выявленные при сопоставлении с моделью L1 (см. рис. 1.20), и обеспечило достижение следующих результатов:

– Межпиковый континуум, дефицит которого был выявлен при сопоставлении с моделью L1, теперь совпадает с экспериментом во всем диапазоне каналов благодаря введенной поправке $\varkappa$ к диффузионному размеру зарядового облака.

– Положение и ширина всех спектральных линий и пиков вылета согласуются с экспериментом во всем регистрируемом диапазоне энергий детектора.
– Ранее наблюдавшийся дефицит событий в плече линии железа 5.89 кэВ полностью устранен за счет учета частичной генерации заряда в переходном приповерхностном слое (§1.5.2).

Единственной сохраняющейся особенностью является небольшой избыток модельных событий, связанных с делением заряда, в области линии 59.54 кэВ (отмечено на рис. 1.25). Природа этого эффекта уже была установлена ранее (§1.5.1): одно и то же значение коэффициента $\varkappa$, обеспечивающее точное описание деления заряда в основном научном диапазоне, приводит к его небольшой переоценке для наиболее жестких фотонов. Поскольку данная особенность целиком локализована в техническом энергетическом диапазоне телескопа, она не оказывает влияния на точность восстановления энергии событий в научных наблюдениях.

Таким образом, модель уровня L2 полностью описывает энергетический отклик детекторов ART-XC для калибровочных данных, полученных до накопления существенной радиационной дозы. Следующий раздел посвящен описанию эволюции отклика детектора под воздействием заряженных частиц космического излучения.

1.6 Модель радиационного повреждения детектора

Изложенное выше сопоставление модели с экспериментальными данными опиралось на наблюдения бортового калибровочного источника, выполненные в декабре 2019 года — вскоре после начала штатной эксплуатации телескопа в обзорном режиме. Выбор именно этого периода не случаен: к тому моменту детекторы ART-XC еще не успели подвергнуться сколько-нибудь значимому воздействию заряженных частиц космического происхождения, что и позволило модели уровня L2 адекватно описать энергетический отклик детекторов. Вместе с тем длительное пребывание обсерватории в космосе неизбежно сопровождается накоплением радиационных повреждений в кристалле. Это связано с тем, что обсерватория «Спектр-РГ» движется по гало-орбите вблизи точки Лагранжа L_2 системы Солнце–Земля, то есть за пределами защитного действия магнитосферы

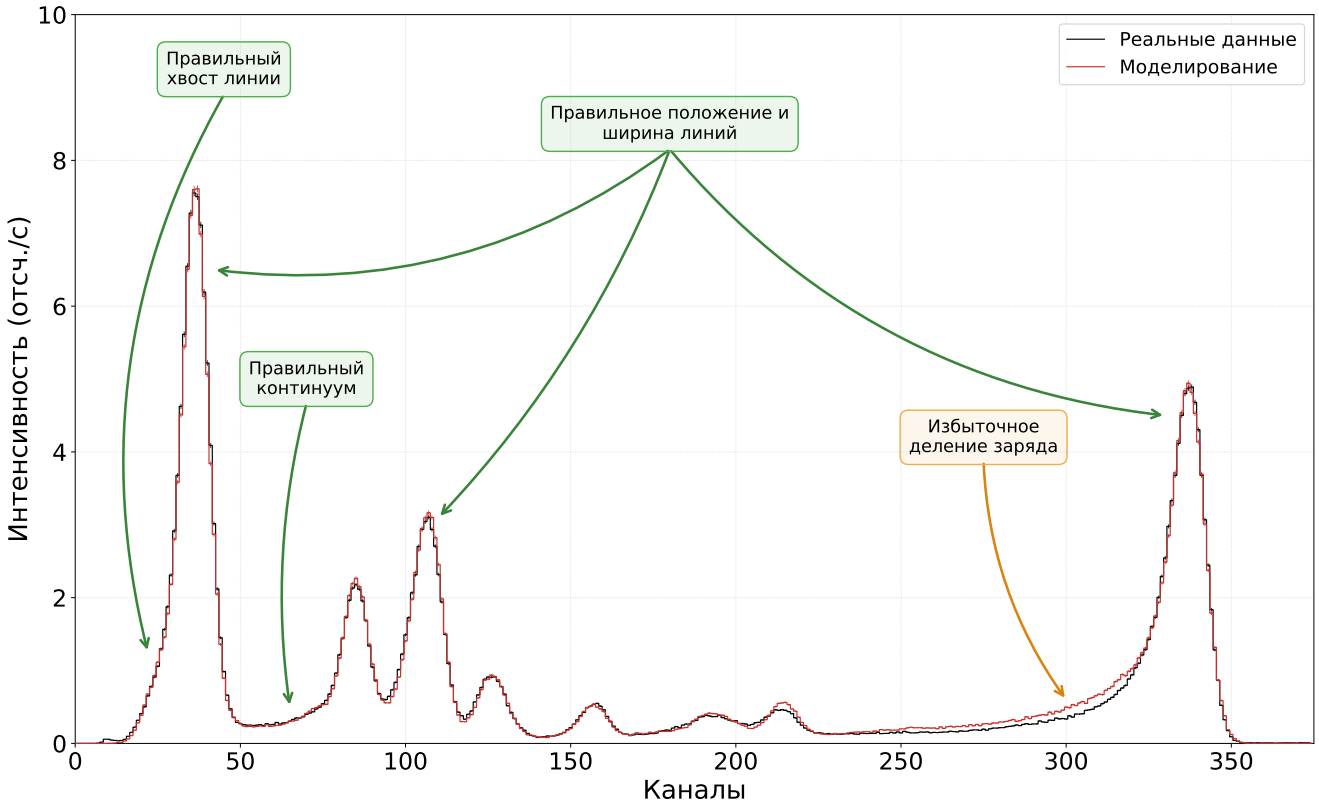


Рисунок 1.25 — Сравнение экспериментального спектра БКИ (черная линия, декабрь 2019 года, детектор T1) и результатов численного моделирования в рамках полной модели уровня L2 (красная линия). Зелеными стрелками отмечены: правильное воспроизведение низкоэнергетического «хвоста» линии железа 5.89 кэВ, корректный уровень континуума, а также верное положение и ширина всех спектральных линий. Желтой стрелкой отмечен небольшой избыток модельных событий, связанных с делением заряда, в области линии 59.54 кэВ — эффект, локализованный в техническом энергетическом диапазоне и не критичный для научного анализа данных.

Земли, вследствие чего ее детекторы подвергаются интенсивному и непрерывному воздействию заряженных частиц как солнечного, так и галактического происхождения. Эволюция параметров электроники во времени была рассмотрена ранее, в §1.4.1. Настоящий раздел посвящен построению *модели уровня L3*, описывающей влияние деградации кристалла на энергетический отклик детектора.

1.6.1 Влияние неэффективности переноса заряда на энергетический отклик

Эмпирические проявления

Для выявления характера изменений, произошедших с детекторами телескопа за шесть лет работы в космосе, было проведено прямое сопоставление спектров бортового калибровочного источника, полученных в декабре 2019 года и в декабре 2025 года. Результат этого сопоставления представлен на рис. 1.26: на верхней панели показан общий вид обоих спектров, а на трех нижних — увеличенные фрагменты в окрестности линий 5.89, 17.75 и 59.54 кэВ, для которых дополнительно отмечены положения пиков и их полуширины (FWHM) в каждую из двух эпох. Сравнение спектров позволяет выделить два независимых проявления деградации детектора.

– Смещение спектральных линий. Несмотря на то, что энергия регистрируемых фотонов не меняется, соответствующий им сигнал со временем регистрируется во все меньшем канале, что приводит к систематическому смещению всех линий влево. Величина этого смещения является нелинейной функцией энергии: для линии 5.89 кэВ относительный сдвиг составляет $\Delta\mathrm{PHA}/\mathrm{PHA} \approx 0.11$, для линии 17.75 кэВ — также ≈ 0.11, тогда как для линии 59.54 кэВ он заметно меньше и составляет ≈ 0.08. Следует отметить, что ранее,, в §1.4.1, был описан эффект временного дрейфа шума электроники, также приводящий к смещению линий, однако направленный в противоположную сторону и существенно меньший по абсолютной величине — порядка 6 каналов вправо для линии 59.54 кэВ. Наблюдаемый в данном случае сдвиг составляет 27 каналов влево, что в несколько раз превышает вклад электроники и указывает на иную природу эффекта.
– Уширение спектральных линий. Как было показано в §1.4.1, временной дрейф шумовых характеристик электроники также приводит к дополнительному уширению линий; для 2025 года соответствующий вклад для линии 59.54 кэВ оценивается величиной порядка 3 каналов. Наблюдаемое же уширение этой линии оказывается почти двукратным, что заведомо

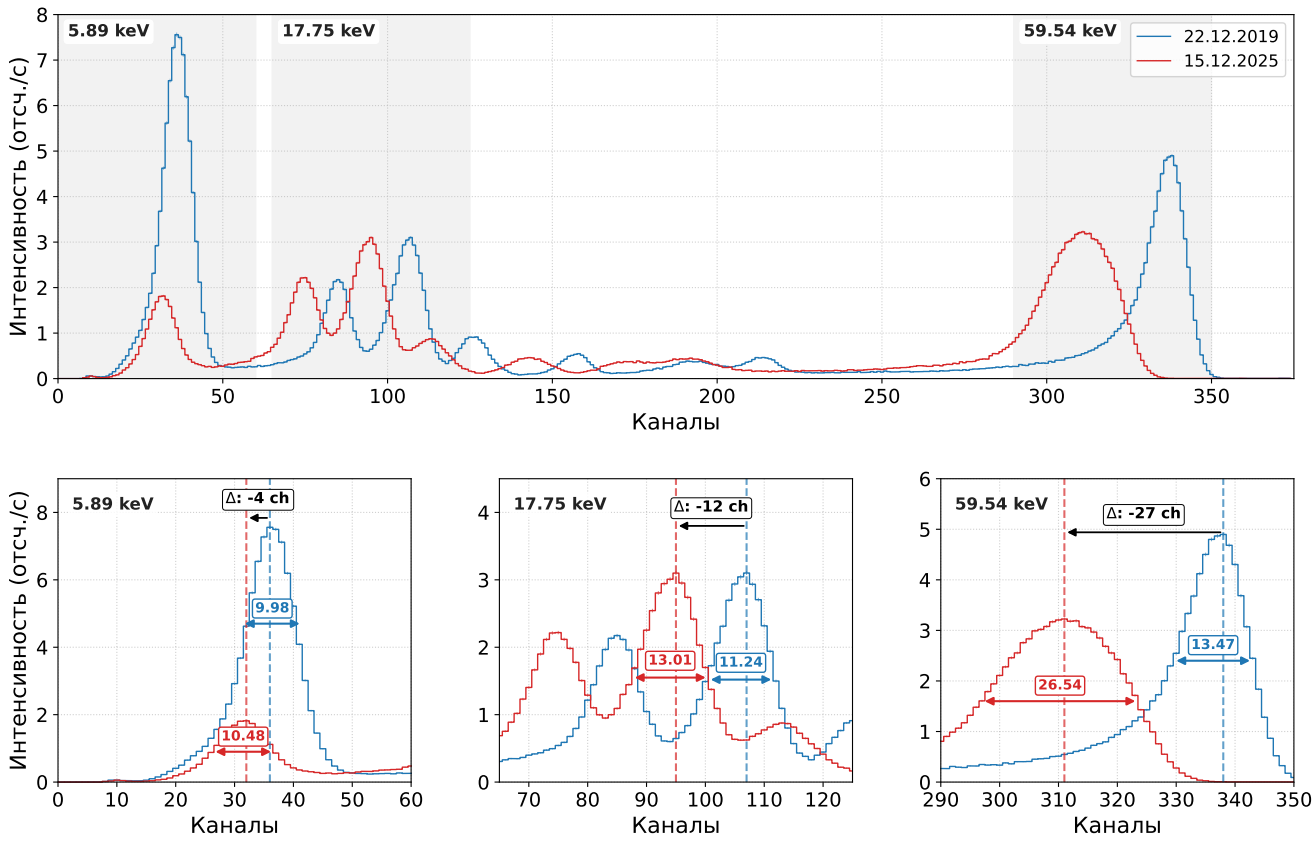


Рисунок 1.26 — Изменение спектра БКИ за шесть лет работы в космосе. Синим цветом обозначен спектр БКИ, полученный в декабре 2019 года сразу после начала наблюдений в обзорном режиме. Красным цветом обозначен спектр БКИ, полученный в декабре 2025 года в ходе специальной калибровочной сессии. Отчетливо видно уширение спектральных линий и их смещение в область меньших каналов. Оба эффекта зависят от первоначальной энергии фотона. Радикальное уменьшение интенсивности первой спектральной линии связано с распадом активного вещества, а уменьшение интенсивности последней спектральной линии связано с ее уширением вследствие радиационного повреждения кристалла.

превышает возможный вклад электроники и не может быть объяснено исключительно ее деградацией.

Таким образом, обнаруженная временная эволюция спектра носит иной характер, нежели эволюция, связанная с деградацией электроники, что указывает на необходимость учета эффектов, обусловленных радиационным повреждением кристалла детектора.

Физика явления

Одной из наиболее релевантных работ, посвященных деградации детекторов CdTe под воздействием заряженных частиц, является исследование [140], выполненное для CdTe-детекторов прибора STIX (миссия Solar Orbiter). STIX также имеет в своей основе диод Шоттки и схожую стрипово/пиксельную геометрию считывания. Авторы облучали образцы CdTe протонами и по спектрам калибровочного источника ^{133}Ba оценили длины дрейфа электронов λ_e и дырок λ_h. С ростом флюенса ими зафиксированы: рост емкости пикселя при нулевом смещении, уменьшение тока утечки при фиксированном напряжении, резкое падение длины дрейфа электронов, слабый рост длины дрейфа дырок и сокращение характерного времени поляризации детектора. В качестве интерпретации авторы предлагают рост концентрации глубоких акцепторных ловушек в объеме кристалла (примерно на порядок величины на исследованном диапазоне флюенсов): поскольку такие ловушки преимущественно не заняты электронами, они эффективно захватывают электроны из зоны проводимости, но практически не взаимодействуют с дырками, что и объясняет наблюдаемую асимметрию деградации транспортных свойств.

На калибровочных данных ART-XC также наблюдается уменьшение тока утечки детекторов с ростом накопленного флюенса, что качественно согласуется с результатами [140]. Вместе с тем предложенное в этой работе объяснение уширения спектральных линий исключительно ростом емкости пикселя и связанного с ним электронного шума считывающей электроники не согласуется с данными ART-XC. Как было показано в §1.4.1, временной дрейф характеристик электронного шума, измеренный по боковым стрипам, приводит к уширению линии 59.54 кэВ лишь на величину порядка 3 каналов, тогда как в центральном стрипе на тех же данных наблюдается почти двукратное уширение этой линии (§1.6.1). Это расхождение указывает на то, что рост емкости и связанного с ним электронного шума не может служить исчерпывающим объяснением наблюдаемого уширения спектра детекторов ART-XC.

Ввиду этого расхождения в настоящей работе избран иной путь — аналогичный тому, что ранее использовала команда обсерватории Chandra [141; 142]. В основе этого подхода лежит представление о захвате и последующем высвобождении носителей заряда ловушками в процессе их дрейфа к электро-

ду — явлении, получившем название неэффективности переноса заряда (*Charge Transfer Inefficiency*, CTI). Многократный захват и повторное высвобождение заряда увеличивают длительность наведенного на электроде импульса тока, что приводит к росту дисперсии сигнала, регистрируемого считывающей электроникой, и, как следствие, к дополнительному уширению спектральных линий. Именно такое физическое описание привело команду Chandra к параметрической модели смещения и уширения спектральных линий, представленной в следующем подразделе. Разработанная для ART-XC модель CTI адекватно воспроизводит наблюдаемые закономерности деградации спектра на основе физически правдоподобного механизма, апробированного ранее на другом рентгеновском телескопе.

Параметрическое описание

Моделирование эффектов, вызванных радиационным повреждением кристалла заряженными частицами, ранее проводилось для обсерватории Chandra спустя некоторое время после ее запуска в космос [141; 142]. Было установлено, что и смещение центроида спектральной линии ΔE, и ее уширение $\Delta\sigma_E$ подчиняются единому степенному закону от энергии события:

$$\Delta E \sim \Delta\sigma_E \sim E^{\alpha}, \tag{1.27}$$

причем показатель степени был найден равным $\alpha = 0.55$. Подобная энергетическая зависимость возникает вследствие зависимости размера электронного облака от энергии зарегистрированного фотона.

При непосредственном применении данного соотношения к детектору ART-XC единый показатель степени для смещения и уширения не позволяет одновременно описать оба эффекта во всем диапазоне энергий БКИ. Поэтому соотношение было обобщено на случай двух независимых показателей степени:

$$\Delta E = A \cdot \left(\frac{E}{59.54\ \text{кэВ}}\right)^{\alpha}, \tag{1.28а}$$

$$\Delta\sigma_E = B \cdot \left(\frac{E}{59.54\ \text{кэВ}}\right)^{\beta}. \tag{1.28б}$$

Здесь A и B задают масштаб смещения и уширения линии 59.54 кэВ, принятой за опорную, а показатели степени α и β — в общем случае различные — определяют характер энергетической зависимости каждого из двух эффектов по отдельности. Величина E — это заряд события, собранный анодной плоскостью, выраженный в энергетическом эквиваленте (аналогично (1.10)). Таким образом, модель CTI для ART-XC содержит четыре свободных параметра: A, B, α и β.

Неэффективность переноса заряда возникает непосредственно в процессе дрейфа носителей к аноду, то есть до разделения зарядового облака между соседними стрипами (§1.3.3). Было проверено, что коррекцию смещения и уширения по формулам (1.28а)–(1.28б) необходимо применять именно к суммарному заряду события, а не к сигналу отдельного стрипа — такой выбор дает заметно лучшее согласие модели с экспериментальным спектром БКИ, что согласуется и с физической картиной эффекта, возникающего до деления заряда:

$$E = \sum_i E_{\mathrm{col},i}, \tag{1.29}$$

где $E_{\mathrm{col},i}$ — заряд, собранный i-м стрипом анодной плоскости в результате диффузионного деления заряда (§1.3.3) и выраженный в энергетическом эквиваленте, как и на входе электроники в §1.3.4. Суммирование ведется по всем стрипам, в которых индуцировался ненулевой заряд.

Доля полного заряда события, приходящаяся на i-й стрип, задается как

$$q_i = \frac{E_{\mathrm{col},i}}{E}, \qquad \sum_i q_i = 1, \tag{1.30}$$

и используется для того, чтобы распределить общее смещение ΔE и уширение $\Delta\sigma_E$ события между стрипами пропорционально их исходным долям заряда. Модифицированный с учетом CTI заряд i-го стрипа принимает вид

$$E'_{\mathrm{col},i} = E_{\mathrm{col},i} - q_i\,\Delta E + q_i\,f\,\Delta\sigma_E, \tag{1.31}$$

где случайная величина f — профиль уширения линии, разыгрываемый один раз для всего события и одинаковый для всех его стрипов, что сохраняет корреляцию между их сигналами в пределах одного взаимодействия. Простейшим выбором профиля f является гауссиана, однако для ART-XC лучшее согласие с формой линии 59.54 кэВ обеспечивает случайная величина, разыгранная из обобщенного нормального распределения [143] с показателем формы 4 и параметром масштаба

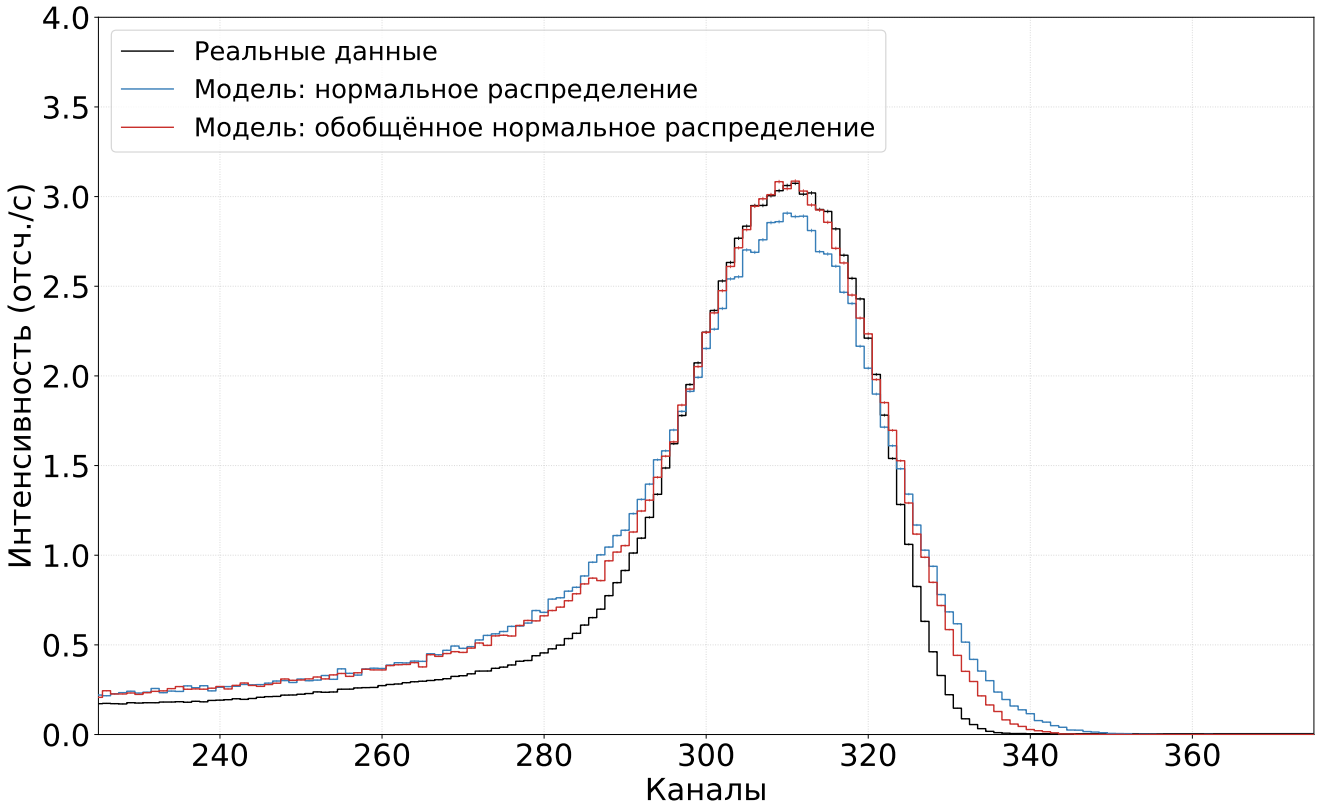


Рисунок 1.27 — Сравнение экспериментального спектра линии 59.54 кэВ (черная линия, декабрь 2025 года, детектор T1) с результатами моделирования CTI-уширения при использовании профиля f в виде стандартного нормального распределения (синяя линия) и обобщенного нормального распределения с показателем формы 4 (красная линия) в уравнении (1.31). Обобщенное нормальное распределение обеспечивает лучшее согласие с экспериментом — как по высоте и положению пика, так и по крутизне его высокоэнергетического края.

$\sqrt{2}$. Сравнение обоих вариантов профиля с экспериментальным спектром представлено на рис. 1.27: стандартное нормальное распределение занижает высоту пика и завышает его ширину, тогда как обобщенное нормальное распределение точнее воспроизводит как положение и амплитуду максимума, так и характерную крутизну его высокоэнергетического края. При калибровке параметров приоритет отдавался точному воспроизведению формы линии непосредственно вблизи максимума, а не в ее крыльях: область пика содержит подавляющее большинство событий линии и определяет энергетическое разрешение детектора, тогда как крылья опорной линии 59.54 кэВ частично искажены уже отмеченным выше остаточным вкладом избыточного деления заряда, не связанным с CTI, учет которого привел бы к смещенной оценке параметров.

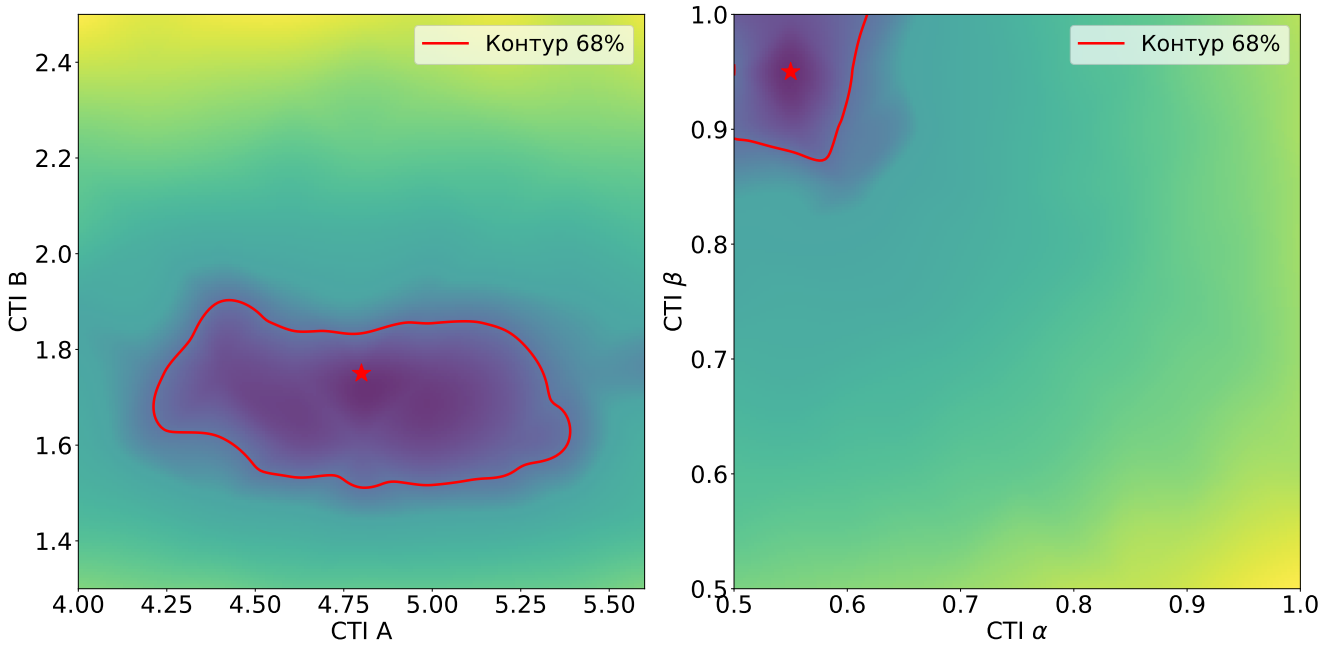


Рисунок 1.28 — Двумерные карты статистики согласия модели CTI с экспериментальным спектром БКИ для пар параметров (A, B) (слева) и (α, β) (справа). Цветом показано значение статистики согласия модели с данными (темные оттенки соответствуют лучшему согласию). Красная звездочка отмечает наилучшие значения параметров, красная линия — границу доверительной области на уровне 68%.

Подбор свободных параметров модели CTI осуществляется путем варьирования их значений до тех пор, пока форма всех линий модельного спектра БКИ вблизи максимума не начнет хорошо воспроизводить экспериментальные данные. В спектре БКИ присутствует шесть достаточно ярких для надежного анализа линий, что дает избыточное по отношению к числу свободных параметров модели количество ограничений и позволяет однозначно определить все четыре параметра. Результат совместного определения свободных параметров модели CTI представлен на рис. 1.28 в виде двумерных карт статистики согласия для пар параметров (A, B) и (α, β). Красная звездочка отмечает наилучшие значения параметров, а красная линия — границу доверительной области на уровне 68%. Для пары параметров (A, B) минимум статистики выражен четко, однако доверительная область оказывается заметно вытянутой вдоль оси параметра A, разброс которого примерно вдвое превышает разброс параметра B. Для пары (α, β) доверительная область локализована существенно точнее. В совокупности это подтверждает однозначность определения всех четырех свободных параметров модели по данным калибровочных линий БКИ.

1.6.2 Анализ соответствия модели и калибровочных спектров

Для проверки модели уровня L3 выполнено сопоставление результатов моделирования с тем же спектром БКИ, что и для моделей L0–L2 (§1.3.5–§1.5.3), но полученным в декабре 2025 года, спустя шесть лет эксплуатации детектора в условиях интенсивного воздействия заряженных частиц. Длины дрейфа λ_e, λ_h, параметры оцифровки G, S и параметры модели CTI A, B, α, β вновь подобраны. Коэффициенты трендов шума C_0–C_4 переопределены для данной эпохи по форме шумового пика и зафиксированы; параметр нелинейности ε, коэффициент деления заряда $\varkappa$ и параметры приповерхностного слоя Δ, δ сохранены на значениях, определенных для моделей L1 и L2 (§1.4.3, §1.5.3).

Сравнение модельного и экспериментального спектров, представленное на рис. 1.29, демонстрирует хорошее согласие в научном энергетическом диапазоне детектора:

– Модель сохраняет все достижения уровня L2: правильно воспроизводятся низкоэнергетический «хвост» линии железа 5.89 кэВ и уровень межстрипового континуума.
– Введенная модель CTI позволяет корректно воспроизвести деградацию отклика детектора: положение и ширина спектральных линий научного энергетического диапазона согласуются с экспериментом, несмотря на накопленный за шесть лет временной дрейф электроники и радиационное повреждение кристалла (§1.4.1, §1.6.1).

Вместе с тем для линии 59.54 кэВ, лежащей в техническом энергетическом диапазоне детектора, сохраняются два систематических расхождения, затрагивающих ее детальную форму. В низкоэнергетическом хвосте линии модель дает избыток событий по сравнению с экспериментом; этот эффект обусловлен совместным действием уже описанного ранее (§1.5.1) избыточного деления заряда и неточности модели CTI. В высокоэнергетическом хвосте линии модель также дает избыток событий, спадая медленнее экспериментальных данных, — в этой области расхождение целиком обусловлено неточностью модели CTI. Оба расхождения локализованы исключительно в техническом диапазоне энергий телескопа и не оказывают влияния на точность восстановления энергии событий в научном анализе данных ART-XC. Их детальное устранение остается задачей для дальнейшего уточнения модели. Таким образом, разработанная иерархия моде-

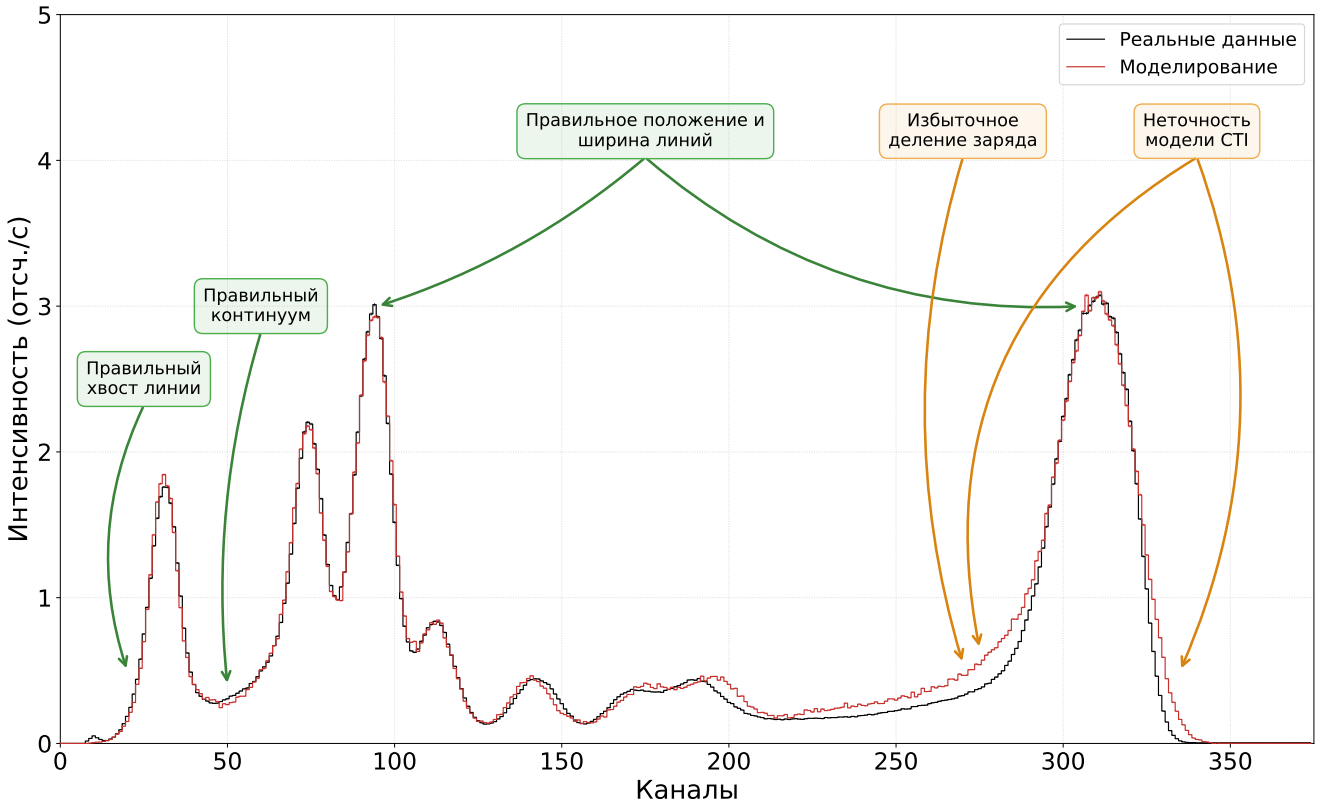


Рисунок 1.29 — Сравнение экспериментального спектра БКИ (черная линия, декабрь 2025 года, детектор T1) и результатов численного моделирования в рамках полной модели уровня L3 (красная линия). Зелеными стрелками отмечено правильное воспроизведение моделью низкоэнергетического «хвоста» линии железа 5.89 кэВ, уровня межстрипового континуума, а также положения и ширины спектральных линий научного энергетического диапазона. Оранжевыми стрелками отмечены два расхождения в форме линии 59.54 кэВ, локализованных в техническом энергетическом диапазоне: избыток модельных событий в низкоэнергетическом крыле линии (совместный эффект избыточного деления заряда и неточности модели CTI) и избыток модельных событий в высокоэнергетическом крыле линии (неточность модели CTI).

лей — от базового уровня L0 до полной модели L3, учитывающей радиационную деградацию кристалла, — обеспечивает точное описание энергетического отклика детекторов ART-XC на всем протяжении эксплуатации телескопа.

1.7 Восстановление энергии события

Изложенные выше физические принципы (§1.3–§1.6) последовательно описывают процесс, в результате которого энергия E_0, выделившаяся при поглощении рентгеновского фотона в кристалле детектора, преобразуется в телеметрическую запись из трех амплитуд: $\text{PHA}_{\text{цен}}$, $\text{PHA}_{\text{лев}}$ и $\text{PHA}_{\text{прав}}$. Обращение этой цепочки принципов позволяет по трем измеренным амплитудам восстановить энергию первичного фотона E_0. Настоящий раздел посвящен построению такой обратной процедуры: в §1.7.1 рассматривается пороговый критерий, отделяющий реальное деление заряда между стрипами от шума электроники, а в §1.7.2 шаг за шагом описывается алгоритм восстановления энергии.

1.7.1 Отбор событий с делением заряда

Как показано в §1.4.1, сигнал в боковых стрипах в отсутствие реального деления заряда представляет собой шумовой пик, положение и ширина которого зависят от энергии зарегистрированного фотона как (1.14) и (1.15) соответственно. Чтобы отличить реальное деление заряда от случайной флуктуации шума электроники, для амплитуды каждого бокового стрипа вводится пороговое значение. Поскольку характеристики шумового пика зависят от энергии события, порог не может быть фиксированной величиной — он должен индивидуально подстраиваться под энергию каждого конкретного события. В качестве меры этой энергии используется амплитуда центрального стрипа $\text{PHA}_{\text{цен}}$, поскольку в подавляющем большинстве случаев именно она соответствует полному энерговыделению фотона. Тогда порог задается выражением:

$$\text{PHA}_{\text{thr}} = \mu(\text{PHA}_{\text{цен}}) + n_\sigma \cdot \sigma(\text{PHA}_{\text{цен}}), \tag{1.32}$$

где μ — положение центроида шумового пика (1.14), $\sigma = \text{FWHM}/2.355$ — среднеквадратичное отклонение шумового пика (1.15), а n_σ — свободный параметр модели, задающий выбранный доверительный уровень отсечки в единицах σ. Повышение значения n_σ ужесточает отбор: снижается вероятность ошибочно

принять случайный шумовой выброс в боковом стрипе за реальное деление заряда, что уменьшает вклад таких ложных срабатываний в восстановленную энергию события и тем самым улучшает итоговое энергетическое разрешение. В настоящей работе используется значение $n_\sigma = 3$.

Полученное значение (1.32) сравнивается непосредственно с амплитудами боковых стрипов в канальных единицах, в том виде, в каком они присутствуют в телеметрии. Если амплитуда бокового стрипа не превышает порог, то соответствующий сигнал целиком относится к шуму электроники и его вклад не учитывается при дальнейшем восстановлении энергии события. Если же амплитуда превышает порог, сигнал признается результатом реального деления заряда и участвует в последующей процедуре восстановления энергии события.

1.7.2 Алгоритм восстановления энергии

Изложенные физические принципы описывают, как энергия зарегистрированного фотона E_0 в конечном счете кодируется в телеметрической записи в виде трех амплитуд — $\text{РНА}_{\text{цен}}$, $\text{РНА}_{\text{лев}}$ и $\text{РНА}_{\text{прав}}$. Обращая этот алгоритм, можно восстановить энергию исходного фотона E_0. Как отмечено в §1.3.4, все три амплитуды записываются в телеметрию в исходном виде, то есть еще содержат индивидуальный подиум канала S. Его вычитание не требует отдельного шага и учтено непосредственно в формуле обратного преобразования (шаг 1 ниже).

Алгоритм состоит из следующих шагов:

1. *Устранение нелинейности.* Обращение выражения (1.19) позволяет вернуться от нелинейных канальных величин к линейным энергетическим. Для каждой из трех амплитуд:

$$E'_i = -\varepsilon \ln\left[1 - \frac{G(\text{РНА}_i - S)}{\varepsilon}\right], \qquad i \in \{\text{цен}, \text{лев}, \text{прав}\}. \tag{1.33}$$

   Поскольку данное преобразование не учитывает систематический сдвиг шумового пика (§1.4.1), полученная оценка энергии оказывается смещена.

2. *Коррекция на тренды в шумах электроники.* Смещение центроида шумового пика для каждого стрипа переводится в энергетические единицы согласно точной формуле (1.21) и вычитается из оценки, полученной на

предыдущем шаге:

$$E_i = E'_i - \mu^*(\text{РНА}_i), \qquad i \in \{\text{цен}, \text{лев}, \text{прав}\}. \tag{1.34}$$

Следует отметить, что данная формула сохраняет свой вид и для детектора, подвергшегося радиационному повреждению, — меняются лишь численные значения коэффициентов C_0–C_4, поскольку положение и ширина шумового пика продолжают эволюционировать со временем (§1.4.1).

3. *Коррекция на неэффективность переноса заряда.* Данный шаг применяется только в том случае, если кристалл детектора уже подвергся заметному радиационному повреждению и в его отклике проявляется CTI (§1.6.1).

   Согласно параметрической модели CTI (1.28a), систематическая потеря заряда ΔE зависит от полной, еще не искаженной CTI энергии события E_Σ по степенному закону $\Delta E = A(E_\Sigma/59.54\ \text{кэВ})^\alpha$. Сумма энергий всех трех стрипов, скорректированных на шаге 2,

   $$E'_\Sigma = E_{\text{цен}} + E_{\text{лев}} + E_{\text{прав}}, \tag{1.35}$$

   отражает уже искаженную величину $E_\Sigma - \Delta E$, поэтому для восстановления E_Σ необходимо решить нелинейное уравнение

   $$E_\Sigma - A\left(\frac{E_\Sigma}{59.54\ \text{кэВ}}\right)^\alpha = E'_\Sigma, \tag{1.36}$$

   которое решается численно.

   Модель CTI (1.31) предполагает, что потеря заряда распределяется между стрипами пропорционально их доле в суммарном сигнале события, что позволяет ввести единый для всех трех стрипов поправочный коэффициент $k = E_\Sigma/E'_\Sigma$, на который домножается энергия каждого отдельного стрипа:

   $$E^{\text{CTI}}_{\text{цен}} = k \cdot E_{\text{цен}}, \qquad E^{\text{CTI}}_{\text{лев}} = k \cdot E_{\text{лев}}, \qquad E^{\text{CTI}}_{\text{прав}} = k \cdot E_{\text{прав}}. \tag{1.37}$$

   Эти скорректированные величины заменяют собой $E_{\text{цен}}$, $E_{\text{лев}}$ и $E_{\text{прав}}$ на следующем шаге.

4. *Суммирование стрипов.* Амплитуды боковых стрипов сравниваются с порогом (1.32), вычисленным по амплитуде центрального стрипа

$\text{PHA}_{\text{цен}}$. Итоговый суммарный сигнал события получается сложением энергий центрального стрипа и тех боковых стрипов, амплитуда которых превысила порог:

$$E = E_{\text{цен}} + E_{\text{лев}} \cdot [\text{PHA}_{\text{лев}} > \text{PHA}_{\text{thr}}] + E_{\text{прав}} \cdot [\text{PHA}_{\text{прав}} > \text{PHA}_{\text{thr}}], \quad (1.38)$$

где квадратные скобки обозначают индикаторную функцию: вклад бокового стрипа, амплитуда которого не превысила порог, целиком относится к шуму электроники и обнуляется.

5. *Коррекция на неполный сбор заряда.* Как показано в §1.3.2, для научного энергетического диапазона телескопа ART-XC подавляющее большинство фотонов поглощается вблизи катодной поверхности кристалла, где эффективность сбора заряда близка к своему характерному значению $\eta_0 = Q(0)/Q_0 = \lambda_e/d\,(1 - \exp(-d/\lambda_e))$ — частному случаю уравнения Хехта (1.4) при $z = 0$. Поскольку истинная глубина взаимодействия z индивидуально для каждого события не измеряется, восстановление энергии выполняется с использованием этого фиксированного значения:

$$E_0 = \frac{E}{\eta_0}. \quad (1.39)$$

Такая коррекция точно обращает потерю заряда только для событий, поглощенных непосредственно у поверхности; для меньшей доли фотонов, провзаимодействовавших на большей глубине, восстановленная энергия оказывается немного смещена.

Полученная величина E_0 является финальной оценкой энергии зарегистрированного фотона, используемой в последующем научном анализе данных ART-XC.

1.7.3 Проверка алгоритма по калибровочным данным

Проверка алгоритма восстановления энергии (без учета CTI) была выполнена на спектре БКИ, полученном детектором T1 в декабре 2019 года, — том же наборе данных, что использовался при проверке моделей уровня L0–L2. Алгоритм применялся как к реальным телеметрическим данным, так и к результатам численного моделирования той же экспозиции, что позволяет напрямую

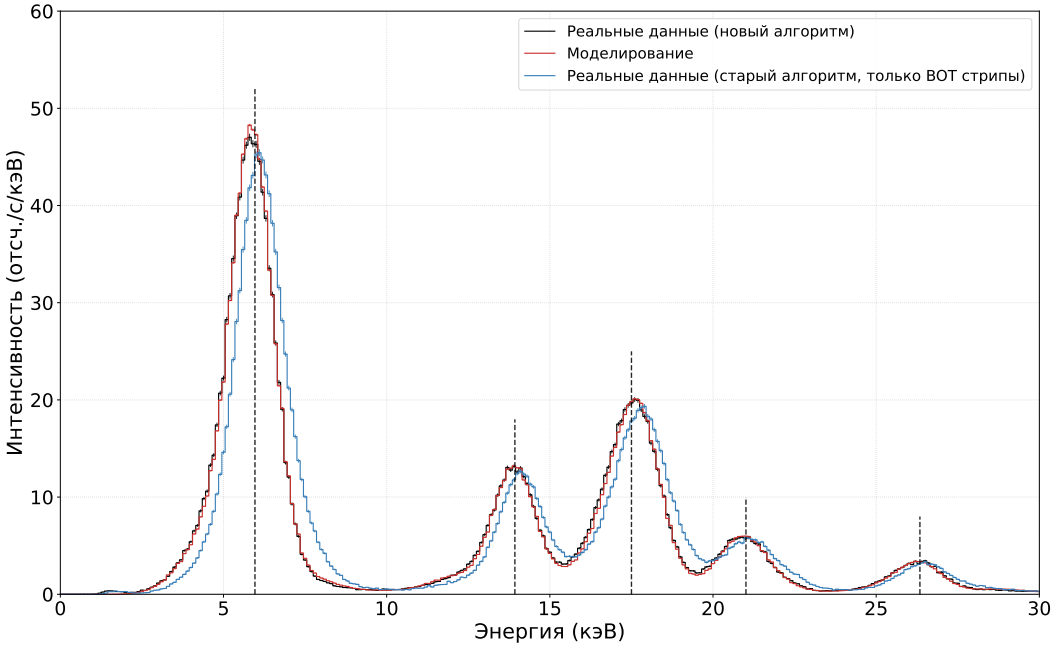


Рисунок 1.30 — Спектр БКИ, восстановленный разработанным алгоритмом (без учета CTI), в научном энергетическом диапазоне для детектора T1, декабрь 2019 года. Черная линия — реальные данные, восстановленные новым алгоритмом; красная линия — результат применения того же алгоритма к модельным данным; синяя линия — реальные данные, восстановленные ранее использовавшимся алгоритмом (только по амплитудам анодных стрипов). Вертикальные пунктирные линии отмечают номинальные энергии самых ярких линий в спектре БКИ.

сопоставить восстановленный спектр с ожидаемым положением линий БКИ. Дополнительно приведен спектр, восстановленный по тем же реальным данным ранее использовавшимся алгоритмом. Результаты сопоставления в научном и техническом энергетических диапазонах представлены на рис. 1.30 и 1.31.

Восстановленное положение всех линий БКИ — как в научном, так и в техническом диапазоне — согласуется с номинальными значениями с высокой точностью: для линии 5.89 кэВ расхождение составляет всего 1.5%. Восстановленный по реальным данным спектр (черная линия) при этом практически неотличим от результата применения алгоритма к модельным данным (красная линия), что независимо подтверждает как точность самого алгоритма восстановления, так и физическую адекватность построенной модели отклика детектора в целом. Сопоставление с результатом работы ранее использовавшегося алгоритма (синяя линия) также демонстрирует заметное улучшение: смещение и уширение линий, наиболее выраженные для мягкой линии 5.89 кэВ, в новом алгоритме устранены.

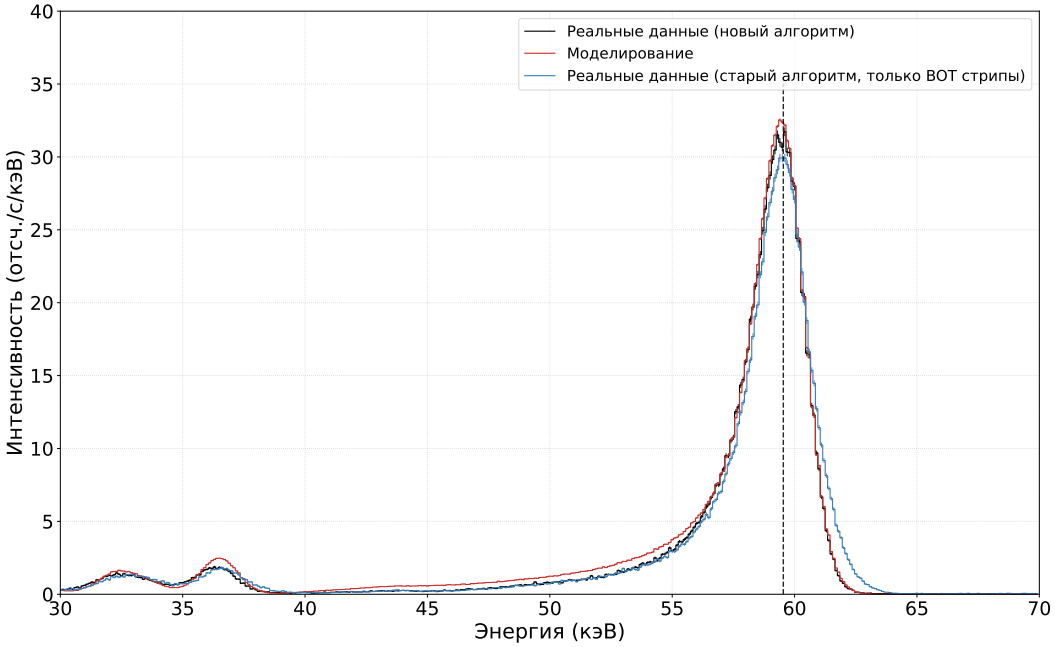


Рисунок 1.31 — То же, что на рис. 1.30, но в техническом энергетическом диапазоне.

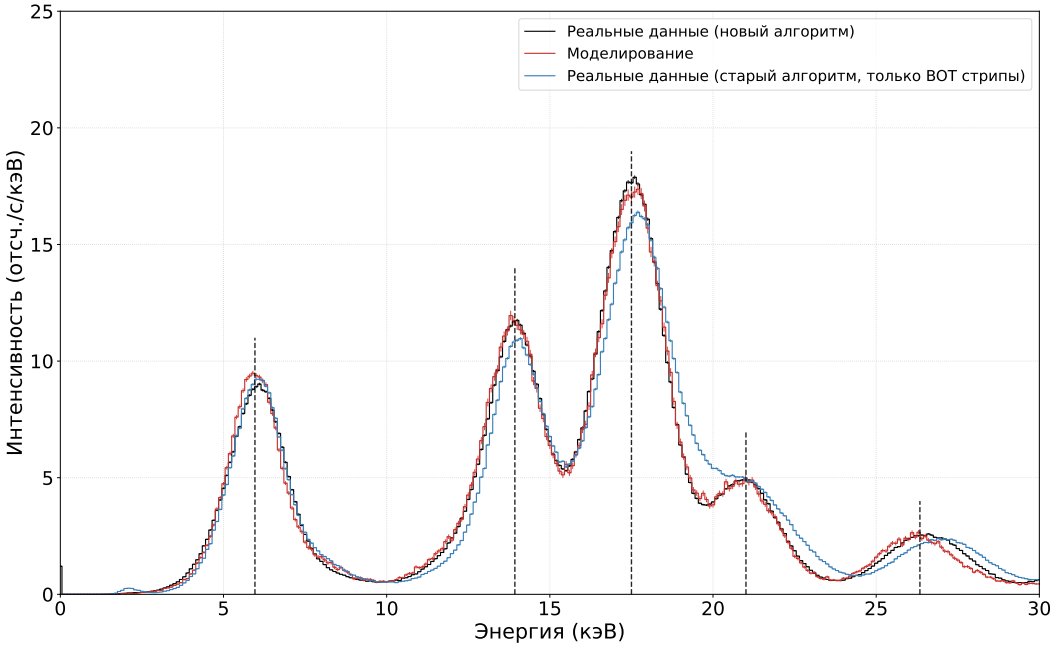


Рисунок 1.32 — Спектр БКИ, восстановленный разработанным алгоритмом с учетом коррекции CTI, в научном энергетическом диапазоне для детектора T1, декабрь 2025 года. Обозначения те же, что на рис. 1.30.

Аналогичная проверка была выполнена на спектре БКИ, полученном детектором T1 в декабре 2025 года, когда кристалл детектора подвергся заметной радиационной деградации. В этом случае алгоритм восстановления энергии применялся с учетом коррекции CTI. Результаты сопоставления в научном и техническом энергетических диапазонах представлены на рис. 1.32 и 1.33.

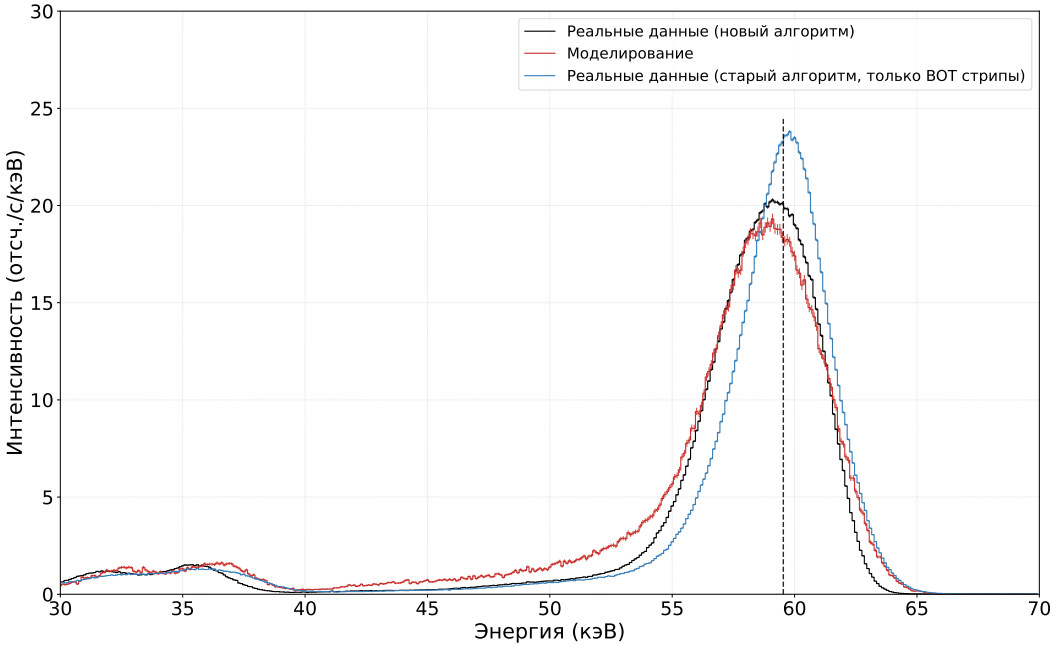


Рисунок 1.33 — То же, что на рис. 1.32, но в техническом энергетическом диапазоне.

В научном энергетическом диапазоне восстановленное положение линий вновь хорошо согласуется с ожидаемыми значениями, а спектры, восстановленные по реальным и модельным данным, практически совпадают. При этом особенно наглядно проявляется улучшение по сравнению с ранее использовавшимся алгоритмом: в области между 18 и 22 кэВ спектр, восстановленный старым алгоритмом (синяя линия), заметно превышает как спектр, восстановленный новым алгоритмом, так и модельный, что отражает накопленное к 2025 году размытие спектра из-за радиационной деградации детектора. Введенная коррекция CTI успешно компенсирует этот эффект, возвращая согласие с ожидаемым положением линий. В техническом диапазоне для линии 59.54 кэВ между тремя спектрами наблюдаются заметные различия по высоте и ширине пика. Поскольку эта область лежит вне научного энергетического диапазона телескопа ART-XC, данное расхождение не является критичным для последующего научного анализа данных.

1.8 Заключение

В настоящей главе построена многоуровневая численная модель энергетического отклика полупроводниковых детекторов телескопа ART-XC, последовательно описывающая физические процессы формирования сигнала. В отличие от чисто эмпирических методов калибровки, основанных на подгонке гладких аналитических функций под наблюдаемый спектр, каждый элемент построенной модели опирается на конкретный физический механизм и допускает независимую проверку. Такой подход обеспечивает точное воспроизведение спектра БКИ во всем рабочем диапазоне энергий прибора и сохраняет предсказательную силу за пределами условий, в которых проводились калибровочные наблюдения. Полный список параметров модели, их физический смысл и краткое описание приведены в табл. 2. Компактность этого набора при столь широком охвате физических эффектов минимизирует свободу подгонки модели под конкретный калибровочный набор данных и служит дополнительным подтверждением ее физической состоятельности.

Таблица 2 — Параметры полной модели энергетического отклика детекторов ART -XC.

Уровень	Параметр	Характерное значение	Краткое описание	Ответственен за	Описан в
L0	λ_e	10 мм	Длина дрейфа электронов	Положение линии	§1.3.2
	λ_h	1 мм	Длина дрейфа дырок	Форма линии	§1.3.2
	G	0.15 кэВ/кан.	Коэффициент усиления электроники	Масштаб шкалы «канал–энергия»	§1.3.4
	S	0 кан.	Подиум	Начало отсчета шкалы «канал–энергия»	§1.3.4
	D	3.2 кэВ	Порог дискриминатора	Положение низкоэнергетического завала спектра	§1.3.4
	σ_{FSH}	0.74 кэВ	Шум быстрого канала	Сглаживание порога дискриминатора	§1.3.4
L1	C_0–C_4	см. §1.4.1	Коэффициенты трендов шума медленного канала	Сдвиг и уширение линий, зависящие от энергии и времени	§1.4.1

Таблица 2 — продолжение

Уровень	Параметр	Характерное значение	Краткое описание	Ответственен за	Описан в
	ε	300 кэВ	Параметр нелинейности	Нелинейность шкалы «канал–энергия»	§1.4.2
L2	$\varkappa$	1.65	Масштабирующий коэффициент размера облака	Уровень межпикового континуума	§1.5.1
	Δ	≈ 0 мкм	Толщина мертвого слоя	Поток в линии 5.89 кэВ	§1.5.2
	δ	0.3 мкм	Толщина переходного слоя	Избыток событий в низкоэнергетическом плече линий	§1.5.2
L3	A, α	подбираются для каждой эпохи	Масштаб и показатель степени сдвига линий из-за CTI	Смещение линий из-за CTI	§1.6.1
	B, β	подбираются для каждой эпохи	Масштаб и показатель степени уширения линий из-за CTI	Уширение линий из-за CTI	§1.6.1

Отдельное внимание в работе уделено анализу сигналов в боковых стрипах — данным, которые ранее использовались главным образом как признак деления заряда, но не рассматривались как самостоятельный источник информации об отклике детектора. Показано, что форма шумового пика в боковых стрипах позволяет независимо определить энергетическую зависимость шума электроники (§1.4.1), а совместное описание спектров центрального и боковых стрипов единым значением коэффициента $\varkappa$ (§1.5.1) служит дополнительным подтверждением физической корректности модели деления заряда, поскольку исключает возможность подгонки, специфичной для отдельного стрипа.

Итоговое сопоставление построенной модели с ранее использовавшейся матрицей отклика наглядно демонстрирует рис. 1.34. На нем сопоставлены три спектра: реальный спектр БКИ, восстановленный по данным детектора с помощью нового алгоритма восстановления энергии (§1.7); модельный спектр, полученный прямым моделированием работы детектора с учетом всех эффектов, описанных в настоящей главе; и спектр, полученный сверткой набора линий БКИ (§1.2.3) со старой матрицей отклика детектора. Наиболее показательное отличие

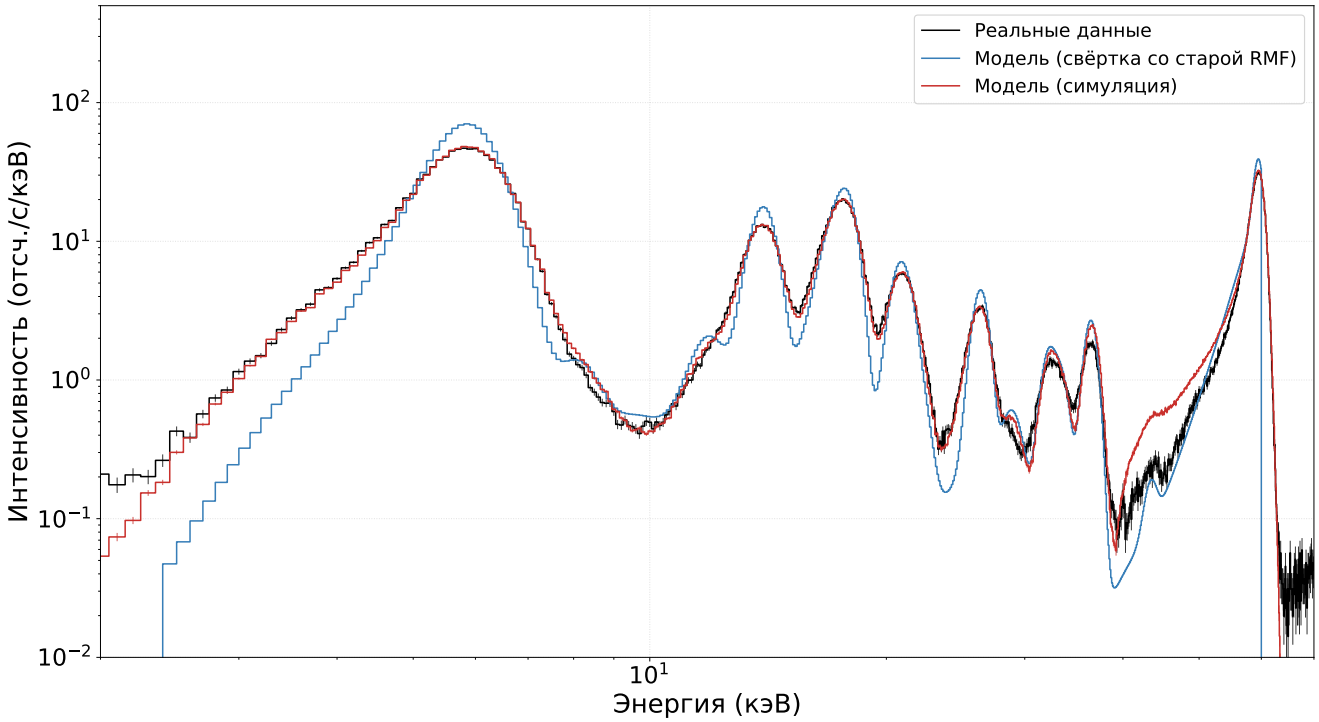


Рисунок 1.34 — Сравнение спектра БКИ, восстановленного по данным детектора T1 с помощью нового алгоритма (черная линия), с двумя модельными спектрами: результатом прямого Монте-Карло моделирования с учетом всех эффектов, описанных в настоящей главе (красная линия), и спектром, полученным сверткой набора линий БКИ (§1.2.3) со старой матрицей отклика детектора (синяя линия). Новая модель точно воспроизводит ширину и поток всех линий БКИ, включая низкоэнергетический хвост линии 5.89 кэВ, обусловленный потерей энергии в приповерхностном слое кристалла и отсутствующий в старой RMF. Верхняя граница энергетического диапазона старой матрицы отклика (60 кэВ) приводит к видимому обрезанию линии 59.54 кэВ на соответствующем модельном спектре.

проявляется в форме линии 5.89 кэВ: старая RMF не учитывала потерю энергии фотонов при поглощении в приповерхностном слое кристалла и потому не воспроизводит характерный низкоэнергетический хвост этой линии, отчетливо присутствующий как в реальных данных, так и в новой модели. Систематическое перераспределение части событий в этот хвост необходимо учитывать не только при анализе научных данных ART-XC, но и при последующей калибровке эффективной площади прибора. Помимо этого, новая модель заметно точнее воспроизводит ширину и поток остальных линий БКИ.

Отдельного обсуждения заслуживает то, как обнаруженный эффект приповерхностного слоя соотносится с двумя составляющими инструментального отклика телескопа — матрицей отклика и эффективной площадью. Взаимо-

действие фотонов с приповерхностным слоем кристалла имеет двойственную природу. Область полного поглощения заряда снижает квантовую эффективность детектора и потому должна учитываться на уровне эффективной площади прибора. Однако, как показано в §1.5.2, для детекторов ART-XC определяющий вклад вносит не эта область, а протяженная приповерхностная зона частичной генерации заряда, которая искажает форму спектральной линии и потому является неотъемлемой частью матрицы отклика. Эти два вклада оказываются связаны: поскольку эффективная площадь прибора определяется путем сопоставления модельного и наблюдаемого спектров опорного источника, любая неучтенная систематика формы линии, вносимая приповерхностным слоем, неизбежно исказит и получаемую оценку ARF. Таким образом, построенная модель RMF, корректно воспроизводящая обусловленное приповерхностным слоем искажение формы линии, образует необходимую основу для последующей надежной калибровки эффективной площади ART-XC в мягком рентгеновском диапазоне.

Наконец, построенная модель учитывает деградацию детекторов ART-XC, вызванную длительным накоплением радиационных повреждений кристалла. Совместный учет временной эволюции параметров электроники (§1.4.1) и модели неэффективности переноса заряда (§1.6.1) позволяет описать матрицу отклика детекторов ART-XC как функцию не только энергии фотона, но и времени наблюдения, обеспечивая точность восстановления энергии на всем протяжении миссии, а не только в начальный период эксплуатации прибора.

В техническом энергетическом диапазоне детектора сохраняется ряд более тонких расхождений между моделью и экспериментом — в частности, завышенный низкоэнергетический «хвост» линии 59.54 кэВ (§1.5.3 и §1.6.2), а также отрицательный хвост шумового пика в боковых стрипах (§1.4.1). Природа последнего эффекта представляется наиболее интересной: отрицательный наведенный заряд в боковом стрипе не может возникнуть в рамках используемой геометрической модели деления заряда, которая по построению лишь перераспределяет уже собранный заряд между соседними каналами, но никогда не меняет его знак. Данный эффект, однако, естественным образом ожидается при учете реальной формы взвешивающего потенциала (рис. 1.6): для фотонов высоких энергий, поглощающихся на большой глубине в кристалле, дрейфующий к аноду заряд в течение продолжительного времени находится в области, где взвешивающее поле соседних — нецентральных — стрипов направлено таким образом, что наводит на них ток противоположного знака, эффективно «выкачивая» заряд из стрипа. Устра-

нение подобных расхождений требует перехода от используемых в настоящей работе геометрической модели деления заряда и индуцирования тока по упрощенной формуле Хехта (1.4) к полному самосогласованному расчету: совместному решению уравнения Лапласа для взвешивающего поля всех стрипов детектора, моделированию дрейфа носителей заряда с учетом их ловушечного захвата и последующего высвобождения (§1.6.1) и прямому вычислению индуцированного на каждом электроде тока по теореме Шокли–Рамо. Помимо устранения указанных расхождений, подобное точное моделирование потенциально позволило бы полностью отказаться от геометрической модели деления заряда и связанной с ней эмпирической поправки $\varkappa$ (§1.5.1), единым образом описав деление заряда сразу на всех энергиях — без необходимости в поправке на низких энергиях и без ее избыточного вклада на высоких. Построение такой самосогласованной модели представляет самостоятельный интерес для проектирования будущих рентгеновских детекторов и является естественным продолжением настоящей работы. Поскольку обнаруженные расхождения целиком локализованы в техническом энергетическом диапазоне детектора, они не оказывают влияния на точность восстановления энергии в научных наблюдениях телескопа ART-XC, для описания которых построенная модель уже сегодня обеспечивает необходимую точность.

Таким образом, представленная в настоящей главе физически мотивированная модель описывает энергетический отклик детекторов ART-XC во всем научном диапазоне энергий телескопа на протяжении всего срока его эксплуатации и образует основу для построения точной матрицы отклика прибора, необходимой для решения задач прецизионной рентгеновской спектроскопии.

Глава 2. Поиск распадающейся и аннигилирующей темной материи кэВ-ного диапазона масс по данным СРГ/ART-XC

2.1 Введение

Поиск узких спектральных линий в рентгеновском диапазоне является одним из основных наблюдательных методов проверки гипотез о частицах темной материи с массами порядка нескольких кэВ. Как при распаде, так и при аннигиляции таких частиц энергия образующихся фотонов однозначно определяется массой частицы и приходится на рентгеновский диапазон, а сам сигнал выглядит как узкая особенность на фоне непрерывного спектра. Положение и форма подобной особенности в наблюдаемом спектре задаются энергетическим откликом прибора, поэтому чувствительность поиска и надежность получаемых ограничений напрямую определяются точностью его описания. Именно по этой причине поиск, представленный в настоящей главе, опирается на физически мотивированную матрицу энергетического отклика детекторов телескопа СРГ/ART-XC, построенную и откалиброванную в главе 1.

Первый из рассматриваемых сценариев связан с расширениями Стандартной модели, вводящими один или несколько стерильных нейтрино — массивных фермионов, не участвующих ни в одном из известных взаимодействий Стандартной модели (сильном, слабом или электромагнитном) и способных проявлять себя лишь через смешивание с обычными (активными) нейтрино посредством нейтринных осцилляций [21]. Как уже отмечалось во Введении настоящей диссертации, при достаточно малой массе, в диапазоне нескольких кэВ, такое стерильное нейтрино является жизнеспособным кандидатом на роль частицы темной материи. То же смешивание, однако, делает его нестабильным: оно распадается радиационно на активное нейтрино и фотон:

$$\nu_s \to \nu_{e,\mu,\tau} + \gamma \tag{2.1}$$

со скоростью распада [31; 32]

$$\Gamma_\gamma = \frac{9}{1024}\frac{\alpha}{\pi^4} G_F^2 m_s^5 \sin^2 2\theta = 1.36 \times 10^{-22} \left(\frac{m_s}{1\text{ кэВ}}\right)^5 \sin^2 2\theta \ \text{ с}^{-1}, \tag{2.2}$$

где θ — угол смешивания стерильного и активного нейтрино, G_F — константа Ферми, а α — постоянная тонкой структуры. Такой распад дает монохроматический фотонный спектр,

$$dN/dE_\gamma \approx \delta(E - m_s/2), \tag{2.3}$$

то есть энергия фотона равна половине массы распадающегося стерильного нейтрино. Ожидаемая интенсивность такой линии в заданном направлении на небе пропорциональна интегралу вдоль луча зрения от плотности темной материи в первой степени, $\int \rho_{\text{DM}}\, dl$.

Альтернативным сценарием, объясняющим стабильность частиц темной материи на космологических масштабах времени, служит существование сохраняющейся величины, устроенной по тому же принципу, что и хорошо известные в физике лептонное или барионное число. Каждой частице приписывается определенное значение этой величины, а ее суммарное значение до и после любого процесса должно совпадать [60]. Простейший вариант подобной величины принимает лишь два значения и сохраняется не как точная сумма, а по модулю два: каждой частице темной материи приписывается единица, а всем частицам Стандартной модели — ноль, так что сохраняется лишь четность суммарного числа частиц темной материи, участвующих в процессе, но не эта сумма как таковая. Так, одна частица темной материи не может превратиться только в обычные частицы, поскольку это изменило бы четность их числа с нечетной на четную, тогда как пара таких частиц может проаннигилировать в обычные частицы, не нарушая этого правила. Поскольку в галактиках частицы темной материи нерелятивистские, энергия продуктов аннигиляции однозначно фиксируется кинематикой процесса, что и создает пикоподобный сигнал в наблюдаемом спектре. В простейшем случае аннигиляции в пару фотонов:

$$\chi + \chi \to \gamma + \gamma. \tag{2.4}$$

При этом ожидаемый спектр равен:

$$dN/dE_{\gamma\gamma} \approx 2\delta(E - m_\chi), \tag{2.5}$$

так что энергия каждого фотона равна массе частицы темной материи. Поскольку аннигиляция требует одновременной встречи двух частиц, ожидаемая интенсивность линии пропорциональна интегралу вдоль луча зрения уже от квадрата плотности темной материи, $\int \rho^2_{\text{DM}}\, dl$.

Несмотря на это различие в физической природе сигнала, обе задачи сводятся к одной и той же наблюдательной постановке — поиску узкой спектральной особенности на фоне значительно превосходящего ее по интенсивности континуума. Именно эта общность наблюдательной задачи и определяет структуру настоящей главы. Оба сценария исследуются для трех астрофизических целей: гало Млечного Пути — в обоих каналах — и ансамбля карликовых сфероидальных галактик — в канале аннигиляции.

2.2 Телескоп СРГ/ART-XC и его данные

Полное описание конструкции телескопа ART-XC — его зеркальной системы, детекторов и построенной для них физически мотивированной матрицы энергетического отклика — дано в главе 1 и здесь не повторяется. В настоящем разделе рассматриваются только те особенности телескопа и режима его работы, которые остались за рамками главы 1, поскольку не связаны напрямую с калибровкой матрицы отклика, но необходимы для описания метода поиска сигнала, распределенного по всему небу.

Основным режимом работы обсерватории «Спектр-РГ» является «обзорный режим». В этом режиме обсерватория вращается вокруг оси, близкой к направлению на Солнце, с периодом 4 часа, а сама ось вращения смещается приблизительно на 1° в сутки, следуя за видимым движением Солнца по небу [93]. Благодаря этому каждый из телескопов обсерватории покрывает все небо примерно за полгода. Данные, использованные в настоящей главе, охватывают первые два года наблюдений телескопа ART-XC в этом режиме и составляют четыре полных карты неба. Принятая стратегия обзора неизбежно приводит к неравномерному накоплению экспозиции: вблизи Северного и Южного полюсов эклиптики, где пересекаются большие круги всех отдельных сканов, формируются так называемые «глубокие поля», тогда как вблизи эклиптического экватора экспозиция минимальна. Эта неравномерность непосредственно отражена на карте экспозиции, используемой ниже при построении ожидаемого распределения сигнала темной материи по небу (рис. 2.2).

Все фотоны, проходящие через зеркальную систему телескопа СРГ/ART-XC, можно условно разбить на два типа, различающихся числом отражений от

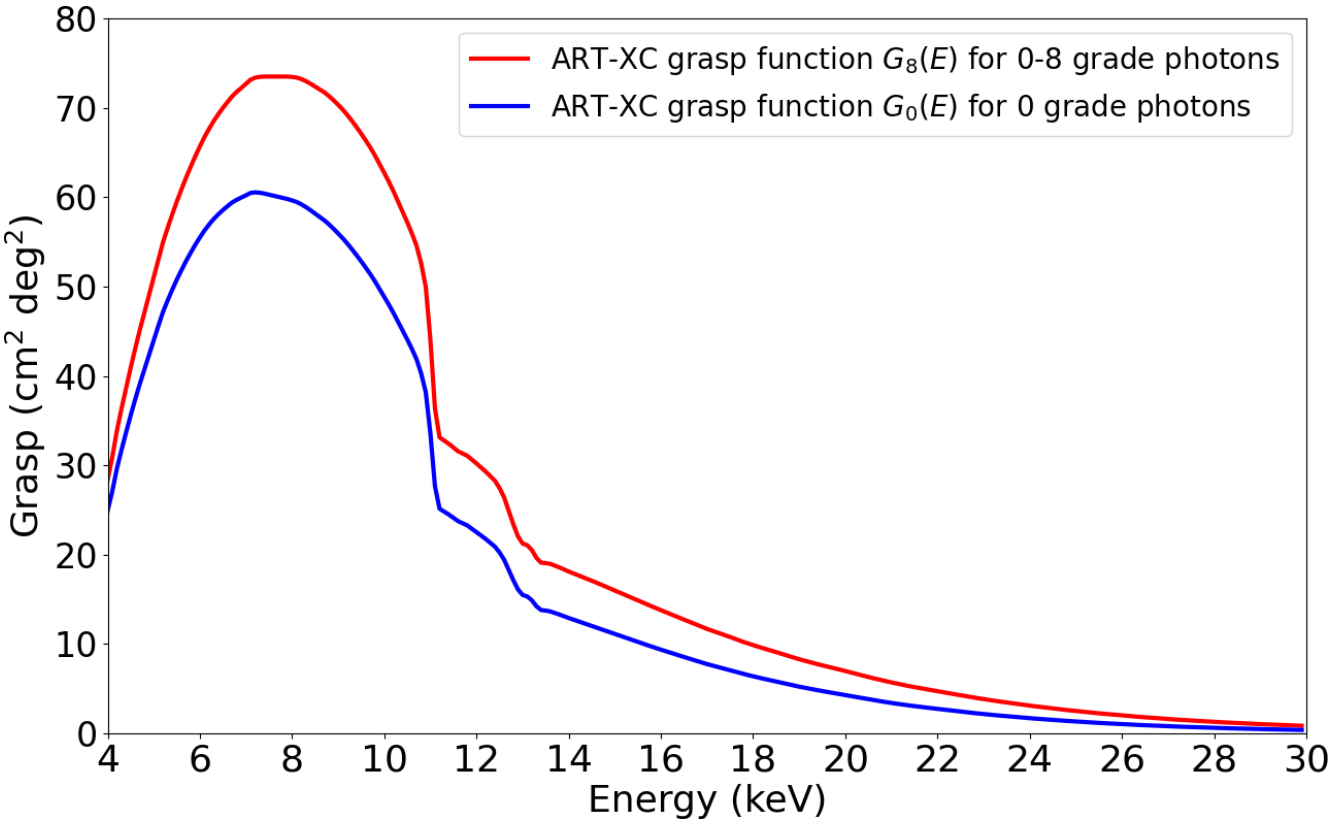


Рисунок 2.1 — Функции охвата $G_0(E)$ и $G_8(E)$ телескопа СРГ/ART-XC в режиме концентратора для событий только класса 0 (синяя линия) и для событий класса 0–8 (красная линия) соответственно. В диапазоне энергий 4–30 кэВ их отношение составляет $G_0(E)/G_8(E) \approx 0.94 - 0.2(E/\text{кэВ})$.

поверхностей зеркал. Дважды отраженные фотоны формируют прямое изображение неба в поле зрения диаметром около $36'$ (или ~ 0.3 кв. градуса) и используются при анализе точечных и протяженных источников известного положения. Однократно отраженные фотоны могут достигать детектора с угловых расстояний вплоть до $50'$, что соответствует полю зрения около 2 кв. градусов. Возможность их регистрации называется «режимом концентратора» и не позволяет восстановить изображение источника [80]. При анализе точечных источников однократно отраженные фотоны образуют паразитный фон и, как правило, не учитываются. Для поиска же диффузного, распределенного по всему небу сигнала темной материи важен полный поток фотонов независимо от числа отражений, поэтому в настоящей главе учитываются события обоих типов. Важной характеристикой телескопа при проведении обзоров неба служит функция охвата $G(E)$ — произведение эффективной площади телескопа на поле зрения. Чем больше охват, тем эффективнее телескоп заметает площадь неба при заданной чувствительности. Используемые в настоящей главе функции охвата представлены на рис. 2.1.

Помимо зарегистрированной энергии события, важной для данной задачи характеристикой является также его класс (grade). События, при которых срабатывает только один стрип в каждом из слоев детектора, имеют класс 0. События, при которых срабатывают оба слоя, но в одном или обоих слоях активируются два соседних стрипа, имеют класс от 1 до 8. События, при которых в одном или обоих слоях активируются три стрипа, имеют класс от 9 до 15 и, по-видимому, в подавляющем большинстве обусловлены взаимодействием заряженных частиц с детектором, вследствие чего исключаются из научного анализа. Для событий разного класса характерна разная эффективная площадь и, следовательно, разная функция охвата $G(E)$. Для событий класса 0 используется функция $G_0(E)$, а для событий классов 0–8 — функция $G_8(E)$ (см. рис. 2.1).

Подобное деление событий по классам — более старый, эмпирический способ отделения вероятных фотонов от заряженных частиц, предшествовавший построению физически мотивированной модели энергетического отклика детекторов ART-XC, представленной в главе 1. Как при поиске радиационного распада стерильных нейтрино, так и при поиске аннигилирующей темной материи в гало Млечного Пути используются только события класса 0, поскольку вероятность того, что они вызваны фотоном, несколько выше, чем для классов 0–8, обычно используемых в научном анализе. При поиске же аннигилирующей темной материи в карликовых сфероидальных галактиках, где ожидаемое число фотонов от каждой отдельной галактики существенно меньше, для увеличения статистики событий используются уже классы 0–8.

Помимо разделения по классам событий, важным элементом подготовки данных является исключение из анализа областей неба, где присутствует излучение ярких точечных и протяженных источников. Вокруг положения каждого такого источника вырезается круг радиусом $1°$ — это соответствует максимальному угловому расстоянию, с которого детектор могут достигать однократно отраженные фотоны, обсуждавшиеся выше. При поиске радиационного распада стерильных нейтрино использовался каталог источников, накопленный по итогам первых двух лет обзора: 867 источников из каталога первого года наблюдений [91] дополнены 642 источниками, обнаруженными в объединенных данных второго года. При поиске аннигилирующей темной материи в гало Галактики применен уже опубликованный каталог ARTSS 1–5 [92], включающий 1545 точечных и протяженных источников за те же два года наблюдений. Дополнительно из рассмотрения исключены скопления Волос Вероники и Девы радиусом $3°$ и $2{,}5°$

соответственно, поскольку они не входят в состав каталога ARTSS 1–5. Наконец, в обоих случаях из анализа исключается полоса неба с галактической широтой $|b| < 1°$, соответствующая характерному угловому размеру рентгеновского излучения Галактического хребта [144].

2.3 Методика поиска сигнала в гало Млечного Пути

В основе метода лежит контраст между двумя компонентами наблюдаемого рентгеновского спектра — инструментальным фоном детектора и ожидаемым сигналом от темной материи. Инструментальный фон возникает в результате взаимодействия протонов солнечного ветра и галактических космических лучей со всей конструкцией космического аппарата и не зависит от того, в какую точку неба в данный момент направлена ось телескопа. Это делает его пространственно однородным и, на масштабе одного оборота космического аппарата вокруг своей оси, достаточно стабильным во времени[1]. Аналогичной пространственной однородностью обладает и космический рентгеновский фон — диффузное излучение внегалактического происхождения, регистрируемое телескопом наравне с инструментальным фоном. Ожидаемый же сигнал от темной материи распределен по небу существенно неравномерно: его интенсивность в заданном направлении определяется распределением плотности темной материи в гало Галактики и потому максимальна вблизи центра Галактики и убывает по мере удаления от него. Именно этот контраст между однородностью фона и неоднородностью сигнала, впервые использованный автором при поиске радиационного распада стерильных нейтрино [89] и впоследствии обобщенный на случай аннигилирующей темной материи [90], положен в основу метода поиска сигнала, представленного в настоящей главе. Такой подход позволяет выделить искомую линию напрямую — путем вычитания спектра, накопленного в области неба с ожидаемым сигналом, из спектра, накопленного в области без него, — вместо построения физической модели фона и последующего поиска отклонения в ней. Это избавляет итоговый результат от систематических неопределенностей, неизбежно связанных с любой моделью фона, и делает его устойчивым к ее возможным неточностям.

[1] Монитор космической погоды в точке Лагранжа L_2 системы Солнце–Земля: `https://monitor.srg.cosmos.ru/`

2.3.1 Разделение неба на две области

В основе методики поиска сигнала лежит разделение неба на две области. Область I («сигнал + фон») представляет собой конус с углом полураствора $60°$, направленный на центр Галактики. Область II («фон») представляет собой оставшуюся часть неба. Выбор именно такого конуса не произволен: в работе [145] было показано, что исследование рентгеновского спектра именно этой области центральной части Галактики позволяет проверить ранее неисследованную область параметров модели стерильного нейтрино, а поскольку ожидаемый сигнал аннигилирующей темной материи также сосредоточен в направлении центра Галактики, то же построение без изменений применяется и во втором случае.

Площадь и экспозиция каждой из областей зависят от того, какие источники исключены из рассмотрения, и потому немного различаются между двумя рассматриваемыми задачами. При поиске распада получено $\Omega^I \approx 9040$ кв. градусов и $\Omega^{II} \approx 27600$ кв. градусов, при времени экспозиции $T^I \approx 10.6$ Мс и $T^{II} \approx 42.5$ Мс. При поиске аннигиляции — $\Omega^I \approx 9000$ кв. градусов и $\Omega^{II} \approx 27500$ кв. градусов, при $T^I \approx 10.4$ Мс и $T^{II} \approx 41.4$ Мс. Эти различия целиком обусловлены разными каталогами маскируемых источников и не превышают процента от полной площади каждой области.

Итоговое разделение неба показано на рис. 2.2: черная штриховая окружность отмечает границу между областью I и областью II, а исключенные из анализа области — полоса Галактической плоскости и окрестности замаскированных источников — показаны белым цветом. Поскольку соответствующие карты экспозиции для двух задач практически неразличимы и отличаются лишь незначительными вариациями исключенной площади, на рисунке приведен один представительный вариант. Видно, что доля неба, исключенная из рассмотрения, невелика по сравнению с полной площадью каждой из двух областей.

2.3.2 Вычитание спектров и кросс-нормировочный коэффициент

Спектры, накопленные в областях I и II, содержат фоновые компоненты, которые, как уже отмечалось, распределены по небу равномерно. Следовательно,

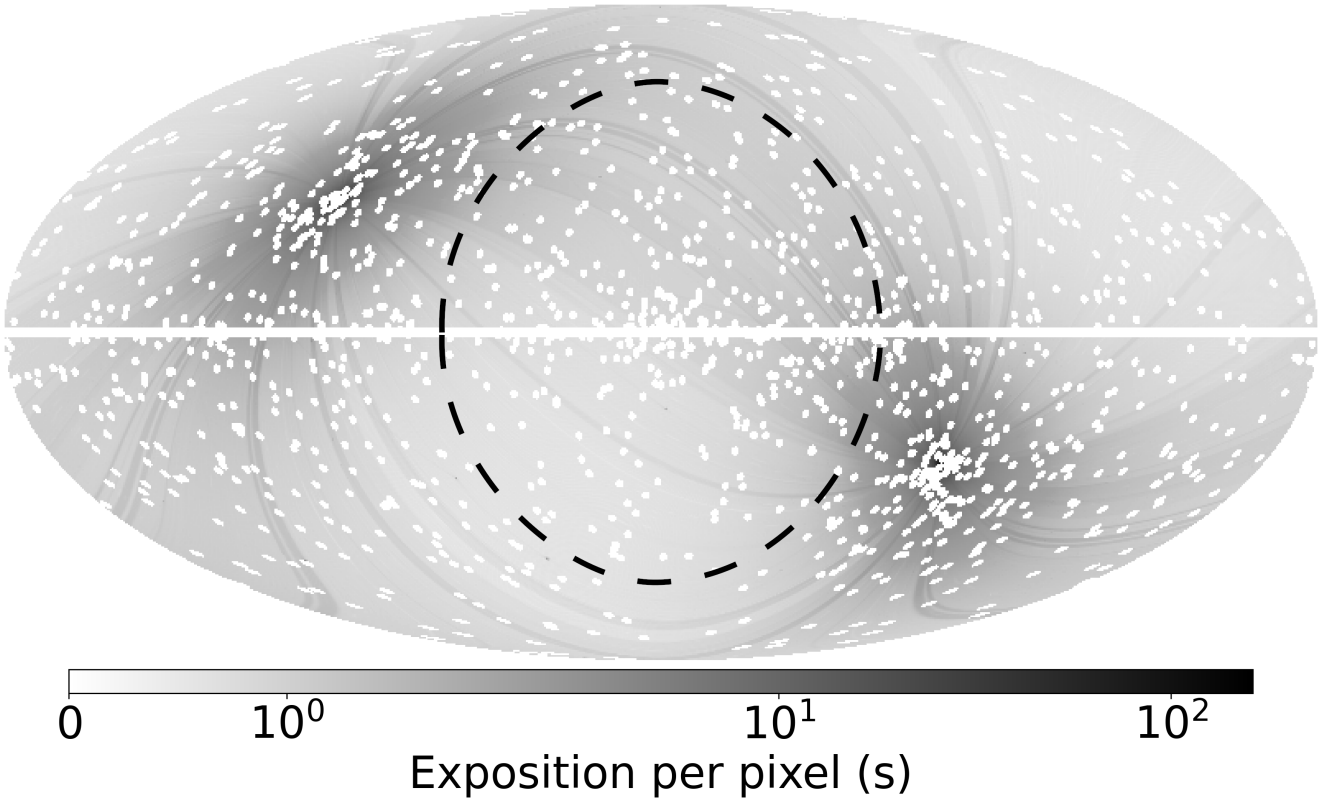


Рисунок 2.2 — Карта экспозиции после четырех полных обзоров неба. Области, исключенные из анализа, показаны белым цветом. Черная штриховая окружность обозначает границу между областью I (внутренняя область) и областью II (внешняя область). Показан вариант маскирования, использованный при поиске распада: $\Omega^I \approx 9040$ кв. градусов, $\Omega^{II} \approx 27600$ кв. градусов, $T^I \approx 10.6$ Мс, $T^{II} \approx 42.5$ Мс. При поиске аннигиляции использован практически идентичный вариант, отличающийся лишь набором исключенных источников (см. §2.2): $\Omega^I \approx 9000$ кв. градусов, $\Omega^{II} \approx 27500$ кв. градусов, $T^I \approx 10.4$ Мс, $T^{II} \approx 41.4$ Мс.

обе эти компоненты присутствуют в спектрах обеих областей практически в одинаковой пропорции, тогда как ожидаемый сигнал от гало Галактики сосредоточен преимущественно в области I. Именно поэтому разность спектров двух областей позволяет выделить искомый сигнал напрямую, без построения физической модели фона. Эти спектры приведены на рис. 2.3.

Кросс-нормировочный коэффициент λ определяется как отношение полного числа событий, зарегистрированных в двух областях в энергетическом диапазоне 40–120 кэВ, где вклад фотонов заведомо пренебрежимо мал, а фон обусловлен исключительно заряженными частицами:

$$\lambda = \frac{N^I}{N^{II}} = \frac{\omega^I T^I}{\omega^{II} T^{II}} \approx \frac{T^I}{T^{II}}, \tag{2.6}$$

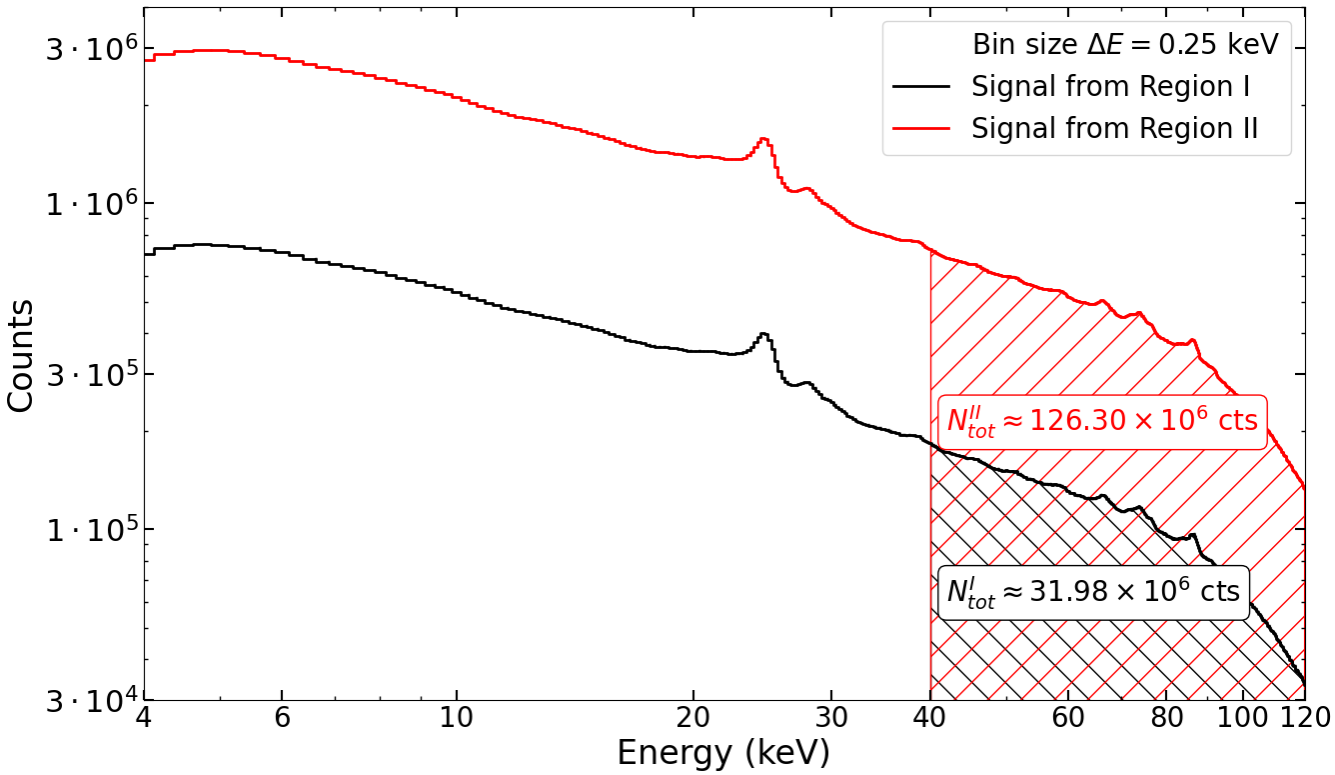


Рисунок 2.3 — Спектры фона телескопа СРГ/ART-XC в отсчетах, набранные в области I (черная линия) и области II (красная линия).

где ω и T — скорость счета и время экспозиции в соответствующей области. Последнее приближенное равенство справедливо постольку, поскольку поток заряженных частиц в этом диапазоне энергий не зависит от направления наблюдения и потому пропорционален лишь накопленной экспозиции. Численное значение коэффициента λ различается между двумя задачами: $\lambda = 0.24960 \pm 0.00005$ при поиске распада и $\lambda = 0.25321 \pm 0.00005$ при поиске аннигиляции. Как и в случае площадей и времен экспозиции областей, эта разница целиком обусловлена разными каталогами маскируемых источников и не связана с какими-либо различиями в самой процедуре анализа.

Невязки в каждом энергетическом бине i вместе с их статистической погрешностью, обусловленной независимыми пуассоновскими флуктуациями числа событий в каждой из двух областей, определяются как:

$$D_i \pm \Delta D_i = \left(N_i^I - \lambda N_i^{II}\right) \pm \sqrt{N_i^I + \lambda^2 N_i^{II}}. \tag{2.7}$$

При отсутствии сигнала такое вычитание должно в каждом энергетическом бине в среднем обращаться в некоторую постоянную и близкую к нулю величину, поскольку все учтенные фоновые компоненты распределены по небу равномерно и потому одинаково представлены в обеих областях. Ожидаемый же сигнал от

гало Галактики, будучи анизотропным по небу, должен проявляться как локальное отклонение невязок D_i от этой постоянной вблизи энергетического интервала, соответствующего массе искомой частицы темной материи. Конкретный вид полученных невязок, значение аппроксимирующей их константы B и качество такой аппроксимации приводятся отдельно для каждой из трех задач настоящей главы — в §2.4, §2.5 и §2.6.

2.3.3 Ожидаемый сигнал от гало Галактики

Ожидаемый поток фотонов от распада или аннигиляции темной материи в заданном направлении определяется общим выражением

$$F = \frac{1}{4\pi} \int \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}\, dE_\gamma \iint \mathcal{R}(\vec{l})\, dl\, d\Omega, \tag{2.8}$$

где $\mathcal{R}(\vec{l})$ — число актов распада или аннигиляции в единицу времени в единице объема в точке $\vec{l}$ вдоль луча зрения, а множитель $1/4\pi$ учитывает изотропность излучения по всем направлениям. Число распадающихся частиц темной материи в единице объема есть просто их плотность, $n_{\text{DM}} = \rho_{\text{DM}}/m$, тогда как число пар частиц, доступных для аннигиляции, составляет половину квадрата этой плотности, поскольку аннигиляция требует одновременной встречи двух частиц.

В случае распада $\mathcal{R}(\vec{l}) = \Gamma_\gamma\, n_{\text{DM}}(\vec{l}) = \Gamma_\gamma\, \rho_{\text{DM}}(\vec{l})/m_s$, где Γ_γ — ширина распада (2.2), так что ожидаемый поток фотонов от области I принимает вид

$$F^I = \frac{\Gamma_\gamma}{4\pi m_s} \int \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} dE_\gamma \iint \rho_{\text{DM}}\, dl\, d\Omega, \tag{2.9}$$

где интеграл по лучу зрения и телесному углу называется D-фактором.

В случае аннигиляции $\mathcal{R}(\vec{l}) = \frac{1}{2}\langle\sigma v\rangle\, n^2_{\text{DM}}(\vec{l}) = \frac{1}{2}\langle\sigma v\rangle\, \rho^2_{\text{DM}}(\vec{l})/m^2_\chi$, где $\langle\sigma v\rangle$ — усредненное по скоростям сечение аннигиляции (в рассматриваемых моделях не зависящее от скорости частиц), так что ожидаемый поток равен

$$F^I = \frac{1}{4\pi m^2_\chi} \frac{\langle\sigma v\rangle}{2} \int \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} dE_\gamma \iint \rho^2_{\text{DM}}\, dl\, d\Omega, \tag{2.10}$$

где интеграл по лучу зрения и телесному углу называется J-фактором.

Оба выражения содержат интеграл от спектра фотонов по энергии, $\int (dN_\gamma/dE_\gamma)\, dE_\gamma$. Подстановка в него спектров фотонов от распада (2.3) и от

аннигиляции (2.5) дает для случая распада $\int (dN_\gamma/dE_\gamma)dE_\gamma = 1$, а для случая аннигиляции — $\int (dN_\gamma/dE_\gamma)dE_\gamma = 2$. Соответственно, выражения (2.9) и (2.10) принимают вид

$$F^I = \frac{\Gamma_\gamma}{4\pi m_s} \times \hat{D}^I \tag{2.11}$$

для распада и

$$F^I = \frac{\langle \sigma v \rangle}{4\pi m_\chi^2} \times \hat{J}^I \tag{2.12}$$

для аннигиляции, где $\hat{D}^I$ и $\hat{J}^I$ — сами D-фактор и J-фактор, вычисленные для области I.

Чтобы вычислить эти величины для конкретной области неба, необходимо задать геометрию задачи — она одинакова для обоих сценариев темной материи. Расстояние от центра Галактики вдоль луча зрения задается выражением [145]:

$$r(l,\psi) = \sqrt{R^2 - 2Rl\cos\psi + l^2}, \tag{2.13}$$

где ψ — угол между направлением наблюдения и направлением на центр Галактики, $R = 8$ кпк — расстояние от наблюдателя до центра Галактики, а l — расстояние вдоль луча зрения (рис. 2.4). Внешней границей интегрирования по лучу зрения служит вириальный радиус гало, $R_{\text{vir}} = 200$ кпк [146].

Для области I D-фактор при поиске распада вычисляется как

$$\hat{D}^I = \int_0^{2\pi} \int_0^{60^\circ} \int_0^{R_{\text{vir}}} \rho_{\text{DM}}(r(l,\psi)) \, \sin\psi \, \mathrm{d}\varphi \, \mathrm{d}\psi \, \mathrm{d}l. \tag{2.14}$$

В качестве профиля плотности темной материи используется стандартный профиль Наварро–Френка–Уайта (NFW), $\rho_{\text{DM}}(r) = \rho_s/[(r/r_s)(1 + r/r_s)^2]$ [147], с параметрами $\rho_s = 10.5 \times 10^{-3}\ M_\odot$ пк$^{-3}$ и $r_s = 20$ кпк [148]. Соответствующее распределение плотности по небу показано на рис. 2.5.

Аналогично, для области I J-фактор при поиске аннигиляции вычисляется как

$$\hat{J}^I = \int_0^{2\pi} \int_0^{60^\circ} \int_0^{R_{\text{vir}}} \rho^2_{\text{DM}}(r(l,\psi)) \, \sin\psi \, \mathrm{d}\varphi \, \mathrm{d}\psi \, \mathrm{d}l, \tag{2.15}$$

с тем же профилем NFW, но с иными параметрами: $\rho_s = 8.54 \times 10^{-3}\ M_\odot$ пк$^{-3}$ и $r_s = 19.6$ кпк [149]. Соответствующее распределение J-фактора по небу показано на рис. 2.6.

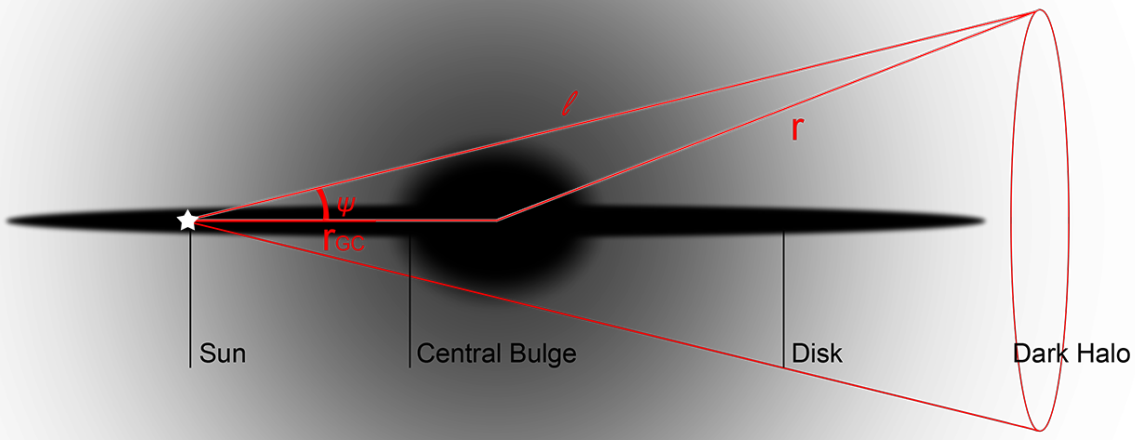


Рисунок 2.4 — Схема, иллюстрирующая геометрию наблюдения гало Млечного Пути: расстояние от наблюдателя до центра Галактики R, угол ψ между направлением наблюдения и направлением на центр Галактики, и расстояние вдоль луча зрения l. Взята из работы [145].

В обоих случаях поток сигнала от области II, F^{II}, вычисляется по тем же формулам (2.11) и (2.12), но с заменой пределов интегрирования по углу с $(0{,}60°)$ на $(60°{,}180°)$.

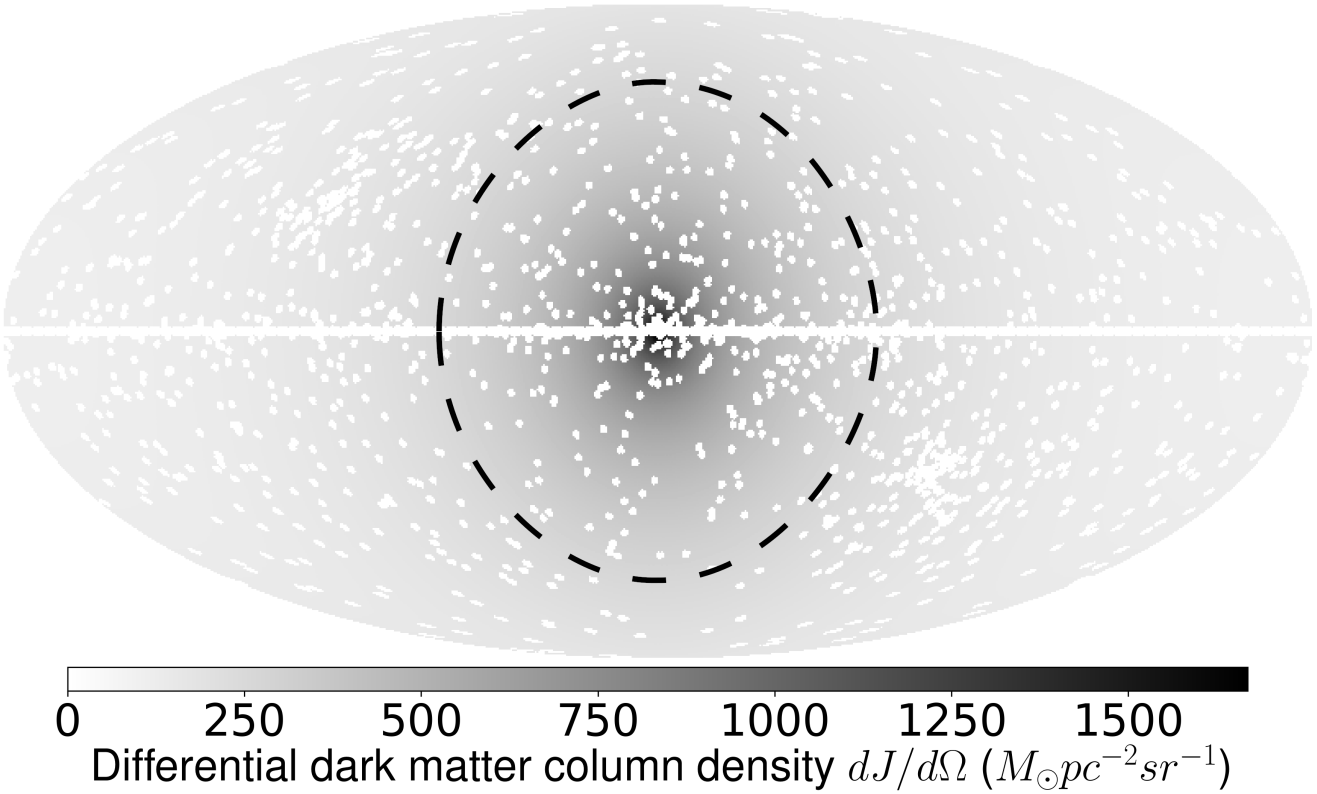


Рисунок 2.5 — Дифференциальная поверхностная плотность для NFW-профиля [147; 148] гало Млечного Пути, используемого при поиске радиационного распада стерильных нейтрино.

2.3.4 Функция правдоподобия и верхний предел

Как уже отмечалось ранее, фотонный спектр от распада или аннигиляции темной материи представляет собой δ-функцию (2.3) или (2.5) соответственно. Однако, как обсуждалось в главе 1, число отсчетов в i-м канале детектора есть результат свертки истинного спектра с энергетическим откликом детектора, из-за чего на практике эта δ-функция размывается в линию конечной ширины. При поиске радиационного распада стерильных нейтрино энергетический отклик приближался гауссианой, полная ширина которой на половине максимума (FWHM) была взята как функция энергии из работы [77]: она слабо растет с энергией, оставаясь в пределах 10% от характерного значения FWHM(E)$\approx$ 1.2 кэВ. При поиске же аннигилирующей темной материи использовано иное значение ширины линии, полученное методами, описанными в главе 1: оно демонстрирует качественно такое же поведение, но получено независимо от эмпирической аппроксимации [77]. Ожидаемое число сигнальных событий в энергетическом интервале от E_i до $E_i + \Delta E$ (где $\Delta E = 0.25$ кэВ) может быть аппроксимировано

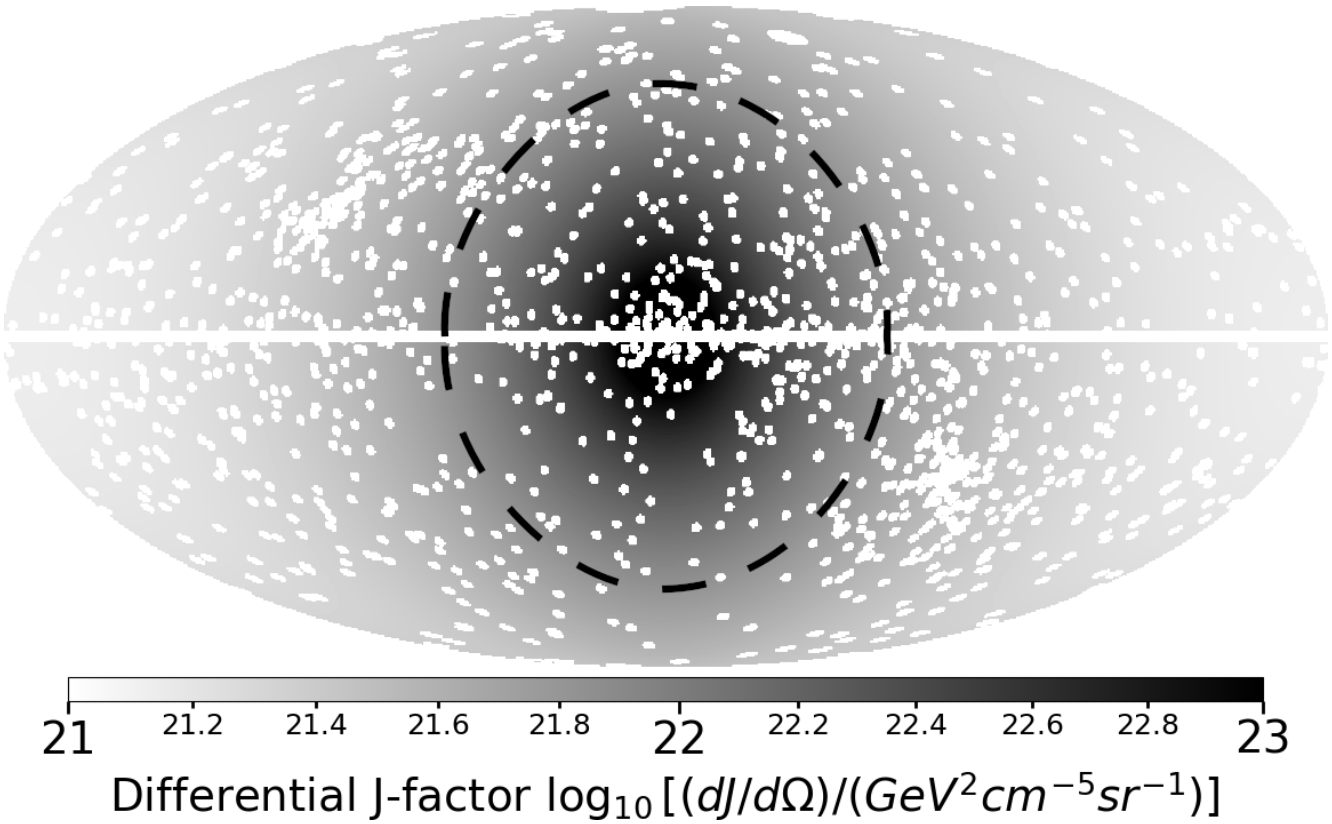


Рисунок 2.6 — Дифференциальный J-фактор для NFW-профиля [147; 149] гало Млечного Пути, используемого при поиске аннигилирующей темной материи. Исключенная из анализа область составляет ≈ 4700 кв. градусов. Интегральный J-фактор для области I равен $22.85 = \log_{10}(J^I/(\text{ГэВ}^2/\text{см}^5))$. Для области II получено значение $22.37 = \log_{10}(J^{II}/(\text{ГэВ}^2/\text{см}^5))$.

выражением

$$S_i = \frac{A \times 2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}\,\text{FWHM}(E)} \exp\left(-\left(\frac{2(E_i - E)}{\text{FWHM}(E)}\right)^2 \ln 2\right) \Delta E, \tag{2.16}$$

где параметр A пропорционален числу фотонов, формирующих линию.

Параметр A связан с ожидаемым потоком сигнала через функцию охвата детектора. Поскольку в гало Галактики обе задачи используют только события класса 0, эта связь выражается одной и той же формулой,

$$\frac{A\,\Omega^I}{T^I\,G_0(E)} = F^I - \lambda F^{II}, \tag{2.17}$$

где $G_0(E)$ — функция охвата для событий класса 0, а Ω^I и T^I — площадь и время экспозиции области I. Правая часть этого выражения при подстановке потоков (2.11) или (2.12) превращает A в функцию искомого физического параметра —

угла смешивания θ при заданной массе m_s в случае распада или сечения аннигиляции $\langle\sigma v\rangle$ при заданной массе m_χ в случае аннигиляции. Явный вид этой зависимости для каждого из двух случаев приведен в §2.4 и §2.5.

Для нахождения верхнего предела на параметр A при заданной энергии E строится функция правдоподобия

$$l(D|A,E) = \sum_{i=1}^{N^b} \frac{(D_i - B - S_i(A,E))^2}{2\sigma_i^2}, \tag{2.18}$$

где $\sigma_i^2 = (\Delta D_i)^2$, то есть погрешности являются чисто статистическими. Такая гауссова форма функции правдоподобия оправдана огромным числом событий, зарегистрированных в каждом энергетическом интервале обеих областей неба — как правило, речь идет о миллионах отсчетов на интервал, — вследствие чего распределение самих отсчетов, а значит и их разности D_i, хорошо описывается нормальным распределением. Этим рассматриваемый случай отличается от классического «on-off измерения» [150][2].

Значение A увеличивается от оценки максимального правдоподобия $\hat{A}$ до тех пор, пока не выполнится равенство

$$2 \times \Big(l(D|A,E) - l(D|\hat{A},E) \Big) = 2.71. \tag{2.19}$$

В пределе больших чисел событий разность в левой части сводится к $\Delta\chi^2$ для одной степени свободы; в терминах стандартных отклонений гауссова распределения это соответствует одностороннему верхнему пределу при доверительном интервале в 95% (1.64σ). Процедура повторяется для каждой энергии E, что дает верхний предел на искомый физический параметр как функцию массы частицы темной материи.

2.4 Поиск радиационного распада стерильных нейтрино в гало Млечного Пути

Поиск линии распада проводится в диапазоне энергий фотонов 6–20 кэВ, разбитом на $N^b = 56$ равных энергетических интервалов шириной $\Delta E = 0.25$ кэВ

[2]Следует отметить, что все три подхода к оценке значимости сигнала, предложенные в [150], полностью эквивалентны в пределе гауссовой статистики.

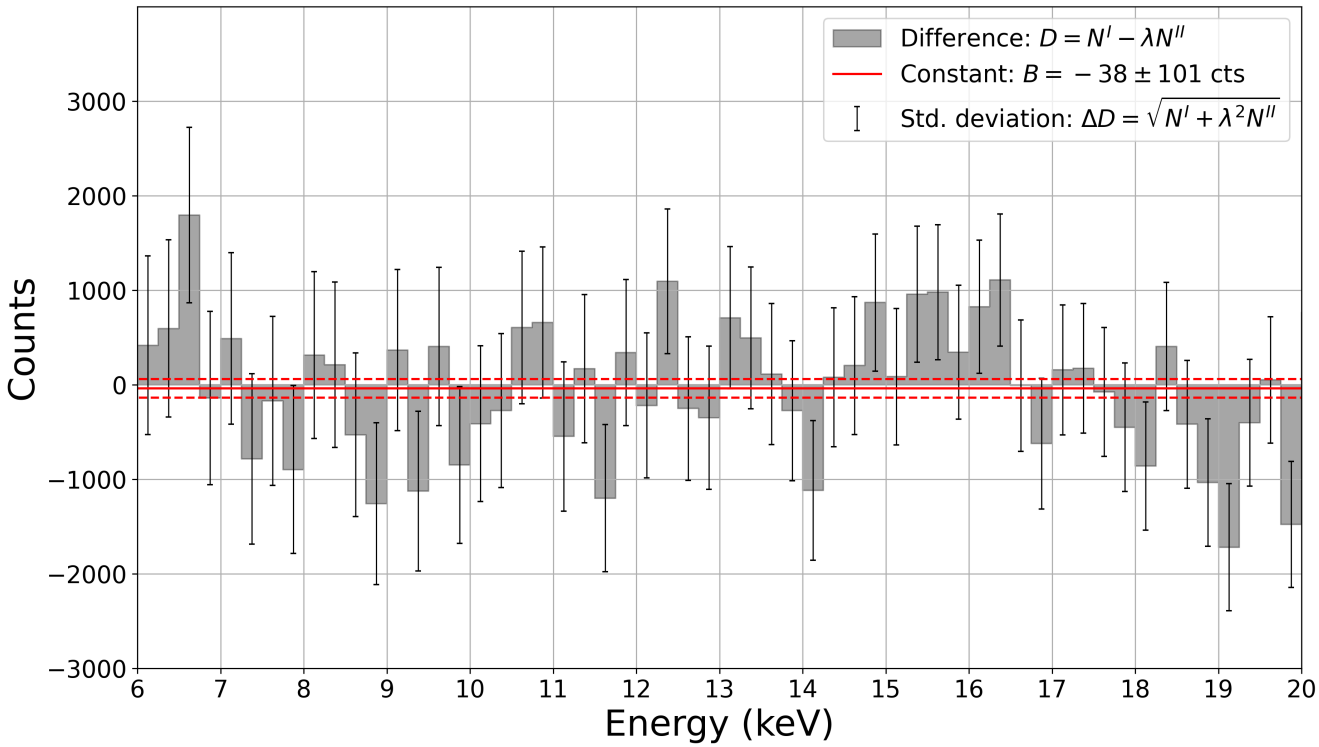


Рисунок 2.7 — Невязки D_i для поиска радиационного распада стерильных нейтрино (2.7). Серой заливкой показаны невязки, вертикальными линиями — их погрешности. Сплошная красная линия — аппроксимация невязок константой B, красные штриховые линии обозначают доверительные интервалы $\pm 1\sigma$.

каждый. Как и оговорено в §2.2, здесь используются только события класса 0. Поскольку энергия испускаемого фотона равна половине массы стерильного нейтрино, $E = m_s/2$, выбранный диапазон энергий соответствует диапазону масс 12–40 кэВ. Кросс-нормировочный коэффициент для данного анализа принимает значение $\lambda = 0.24960 \pm 0.00005$.

Невязки D_i, полученные вычитанием (2.7) для этого диапазона энергий, представлены на рис. 2.7. Аппроксимация невязок константой дает $B \pm \Delta B = -38 \pm 101$ отсч. при $\chi^2/\text{d.o.f.} = 0.91$, что является приемлемым результатом. Ни один из энергетических интервалов не отклоняется от этой константы больше чем на 2σ, как и следовало ожидать для полностью идентичных спектров в обеих областях неба. Отдельно было проверено, что изменение константы B на $\pm 1\sigma$ приводит к изменению итогового верхнего предела не более чем на $\sim 20\%$, то есть заметно меньше статистических флуктуаций, присутствующих в самих данных.

Полученное с использованием описанной выше процедуры верхнее ограничение на угол смешивания стерильного нейтрино как функцию его массы показано сплошной красной линией на рис. 2.8. Ожидаемая чувствительность

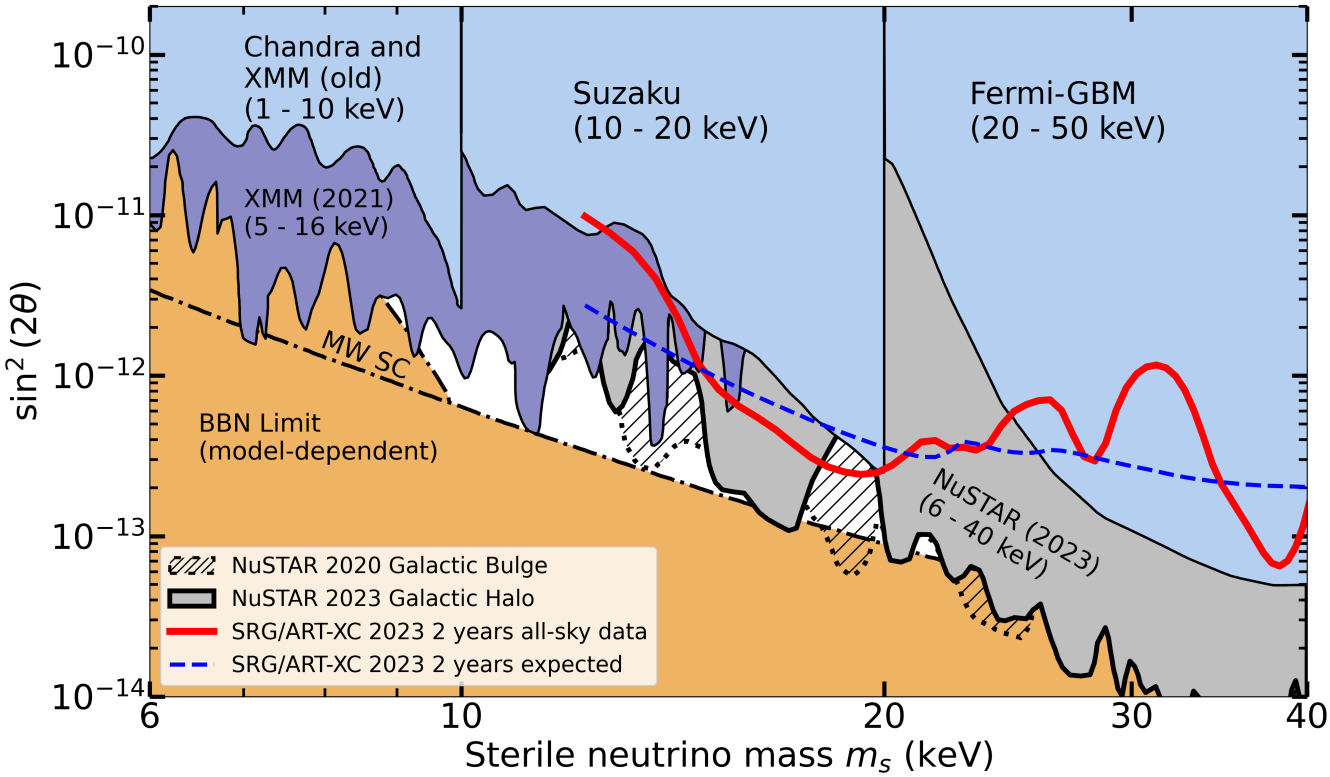


Рисунок 2.8 — Верхние ограничения на смешивание (доверительный интервал 95%) по двум годам наблюдений ART-XC в режиме обзора неба показаны сплошной красной линией. Синяя штриховая линия соответствует ожидаемой двухлетней чувствительности ART-XC. Ожидаемая чувствительность не учитывает статистические флуктуации, присутствующие в реальных данных. Сплошная черная линия с серой заливкой показывает ограничения, недавно полученные телескопом NuSTAR в гало Галактики [56]. Черная пунктирная линия со штриховкой показывает ограничения, полученные телескопом NuSTAR в балдже Галактики [151]. Белая область соответствует оставшейся допустимой области параметров стерильных нейтрино. Предыдущие верхние ограничения: Fermi-GBM [152], Suzaku [153], XMM 2021 [55], а также Chandra и XMM (более ранние данные) [154—157]. Предыдущие нижние ограничения: подсчет спутников Млечного Пути [158] и ограничение из первичного нуклеосинтеза [159; 160].

двухлетнего обзора ART-XC, вычисленная без учета статистических флуктуаций реальных данных, показана для сравнения синей штриховой линией. Полученное ограничение лежит вблизи этой ожидаемой чувствительности практически на всем рассмотренном диапазоне масс. На этом же рисунке приведено сопоставление с ранее опубликованными ограничениями на параметры стерильного нейтрино, полученными другими экспериментами.

Отдельного комментария заслуживает физический смысл полученного ограничения с точки зрения общего баланса плотности темной материи во Вселенной. Само по себе ограничение на угол смешивания как функцию массы не позволяет напрямую судить о том, какую долю темной материи могло бы составлять стерильное нейтрино с данными параметрами — для этого угол смешивания и массу необходимо связать с конкретным механизмом рождения стерильных нейтрино в ранней Вселенной. Если в качестве такого механизма рассматривать нерезонансное рождение за счет осцилляций с активными нейтрино [42], то полученному во всем диапазоне масс 12–40 кэВ верхнему пределу $\sin^2(2\theta) < 1 \times 10^{-11}$–$7 \times 10^{-14}$ соответствует, согласно приближенной аналитической формуле [161], ограничение на космологический параметр плотности $\Omega_s h^2 < 3 \times 10^{-4}$–$8 \times 10^{-6}$. Сопоставление этой величины с полной наблюдаемой плотностью темной материи, $\Omega_{\mathrm{DM}} h^2 \approx 0.12$ [1], показывает, что стерильные нейтрино с указанными параметрами способны обеспечить не более $\sim 2.5 \times 10^{-3}$–7×10^{-5} от полной массы темной материи во Вселенной. Столь жесткие ограничения свидетельствуют о том, что в рамках механизма Додельсона–Уидроу исследованная область масс и углов смешивания заведомо исключена как источник наблюдаемой темной материи, что дополнительно подчеркивает ценность независимых, более эффективных механизмов ее рождения — например, резонансного механизма Ши–Фуллера [43] — для построения жизнеспособной модели стерильной темной материи в этом диапазоне масс.

2.5 Поиск аннигилирующей темной материи в гало Млечного Пути

Поиск аннигилирующей темной материи в гало Галактики выполнен по тем же данным СРГ/ART-XC за первые два года наблюдений, с использованием событий только класса 0. Существенное отличие от анализа радиационного распада состоит в рабочем диапазоне энергий: к моменту выполнения настоящего анализа усовершенствованная модель энергетического отклика детекторов была внедрена лишь частично, однако достигнутой точности оказалось достаточно, чтобы расширить используемый диапазон энергий с 6–20 кэВ до 4–30 кэВ. Для маскирования точечных и протяженных источников применен уже упомянутый каталог ARTSS 1–5, включающий полные данные двух лет наблюдений.

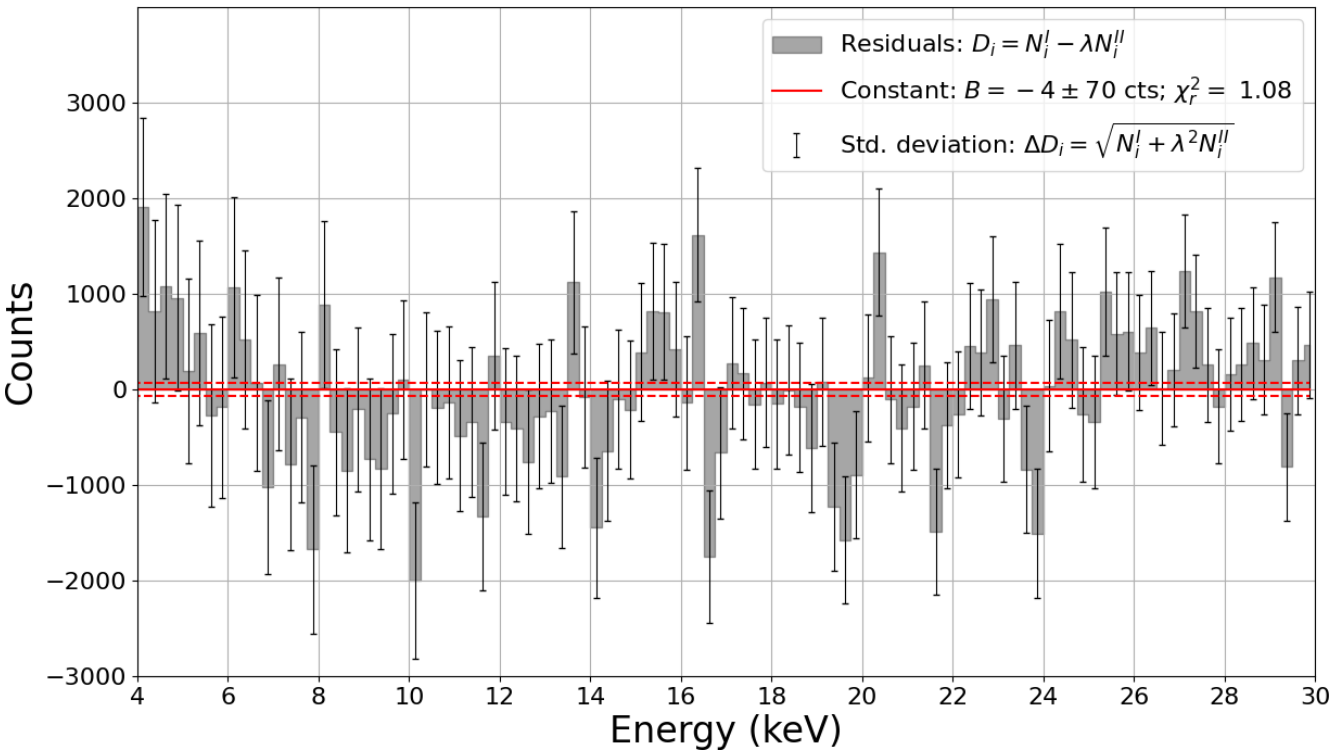


Рисунок 2.9 — Невязки D_i для поиска аннигилирующей темной материи в гало Млечного Пути (2.7). Серой заливкой показаны невязки, вертикальными линиями — их погрешности. Красная сплошная линия — аппроксимация невязок константой B, красные штриховые линии обозначают доверительные интервалы $\pm 1\sigma$.

Кросс-нормировочный коэффициент для данного анализа составил $\lambda = 0.25321 \pm 0.00005$ — значение, близкое к полученному при поиске распада; небольшая разница целиком объясняется иным набором исключенных источников.

Невязки D_i, полученные для гало Млечного Пути в этом расширенном диапазоне энергий, показаны на рис. 2.9. Их аппроксимация константой дает $B = -4 \pm 70$ отсч. при $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1.08$. Такое согласие свидетельствует о том, что форма спектров, накопленных в областях I и II, практически совпадает: все учтенные фоновые компоненты, будучи распределенными по небу равномерно, взаимно сокращаются при вычитании с точностью до статистических флуктуаций. Значение $\chi^2/\text{d.o.f.}$, близкое к единице, подтверждает, что такая константа является адекватным описанием невязок во всем рассмотренном диапазоне энергий, без систематических отклонений от нее.

Для более детальной оценки влияния статистических флуктуаций фона на итоговый результат методика в данном анализе дополнена процедурой бутстрепа. С этой целью на основе спектра области II методом случайной выборки с возвращением сгенерировано 5000 искусственных спектров для областей I и II, после

чего для каждого такого набора данных повторена вся процедура поиска сигнала, описанная в §2.3.4. По результатам этого моделирования вычислены медианное ожидаемое ограничение на сечение аннигиляции, а также доверительные полосы, соответствующие уровням значимости 1σ и 2σ. Такое сопоставление реального результата с распределением ожидаемых пределов позволяет напрямую оценить, насколько типичным является полученное ограничение на фоне одних лишь статистических флуктуаций данных.

Полученное с использованием описанной процедуры верхнее ограничение на сечение аннигиляции в s-волне как функцию массы частицы темной материи показано сплошной красной линией на рис. 2.10 для опорного профиля темной материи [149]. Черная штриховая линия и цветные полосы на этом же рисунке — медианное ожидаемое ограничение и доверительные полосы $1\sigma/2\sigma$, полученные описанным выше методом бутстрепа. Видно, что реальный результат хорошо согласуется с этим ожидаемым распределением на всем рассмотренном диапазоне масс. Дополнительно на рисунке приведено сопоставление с ограничениями, полученными для нескольких альтернативных профилей плотности темной материи, что позволяет оценить систематическую неопределенность результата, связанную с выбором профиля.

2.6 Поиск аннигилирующей темной материи в карликовых сфероидальных галактиках

Отдельным направлением поиска аннигилирующей темной материи служат карликовые сфероидальные (dSph) галактики-спутники Млечного Пути и галактики M31. Исследования движения звезд в таких галактиках показывают, что их вириальная масса значительно превышает массу, получаемую прямым подсчетом звезд, а измеренное отношение массы к светимости может достигать $1000\,M_\odot/L_\odot$ и более. Это означает, что относительный вклад темной материи в полную массу для dSph-галактик заметно выше, чем для Млечного Пути. В сочетании с отсутствием у dSph-галактик собственных ярких рентгеновских источников это делает их перспективными объектами для проверки различных моделей темной материи в кэВ-ном диапазоне масс.

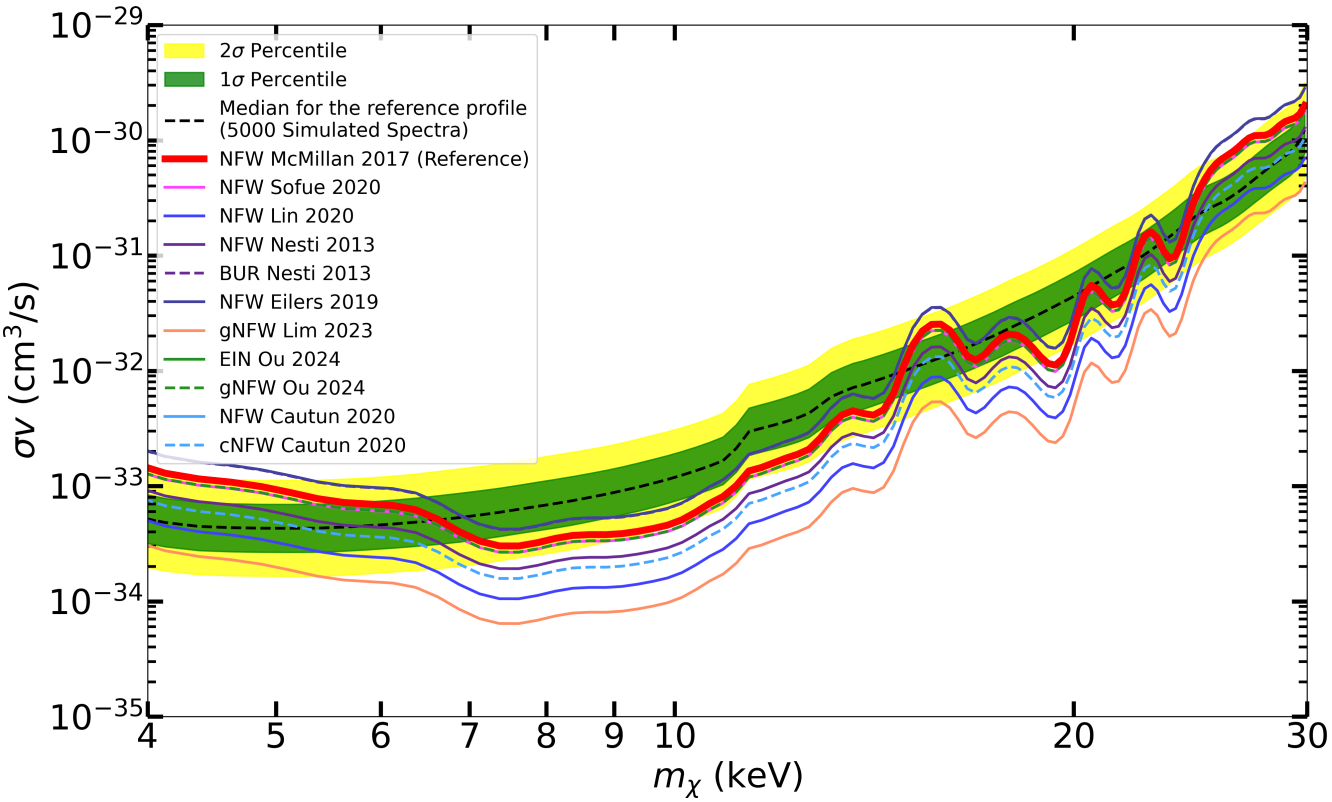


Рисунок 2.10 — Верхние пределы на сечение аннигиляции в s-волне (доверительный интервал 95%), полученные по данным СРГ/ART-XC для гало Млечного Пути после четырех полных обзоров всего неба. Красная сплошная линия показывает ограничения для опорного профиля темной материи [149]. Черная штриховая линия показывает медианное значение ожидаемых ограничений, полученное при анализе 5000 сгенерированных спектров для опорного профиля темной материи. Зеленая и желтая области соответствуют процентилям 1σ и 2σ соответственно. Линии других цветов показывают ограничения для различных профилей темной материи [162—168].

В работе [169] были оценены J-факторы для 41 dSph-галактики-спутника Млечного Пути и M31, из которых для настоящего анализа отобраны только 31: оставшиеся 10 галактик исключены, поскольку для них либо приведена лишь верхняя граница J-фактора, либо сам J-фактор помечен авторами как ненадежный. Дополнительно в выборку включены еще две галактики из работы [170] — Crater II и Hydrus I, так что итоговая выборка составляет 33 галактики. Отдельно, вне этой выборки, рассматривается также галактика Ursa Major III/UNIONS 1 — недавно открытая галактика, примечательная тем, что является самой темной среди всех известных dSph-галактик-спутников Млечного Пути [171; 172]. Полный список используемых галактик приведен в табл. 3, а их распределение по небу в галактической системе координат показано на рис. 2.11.

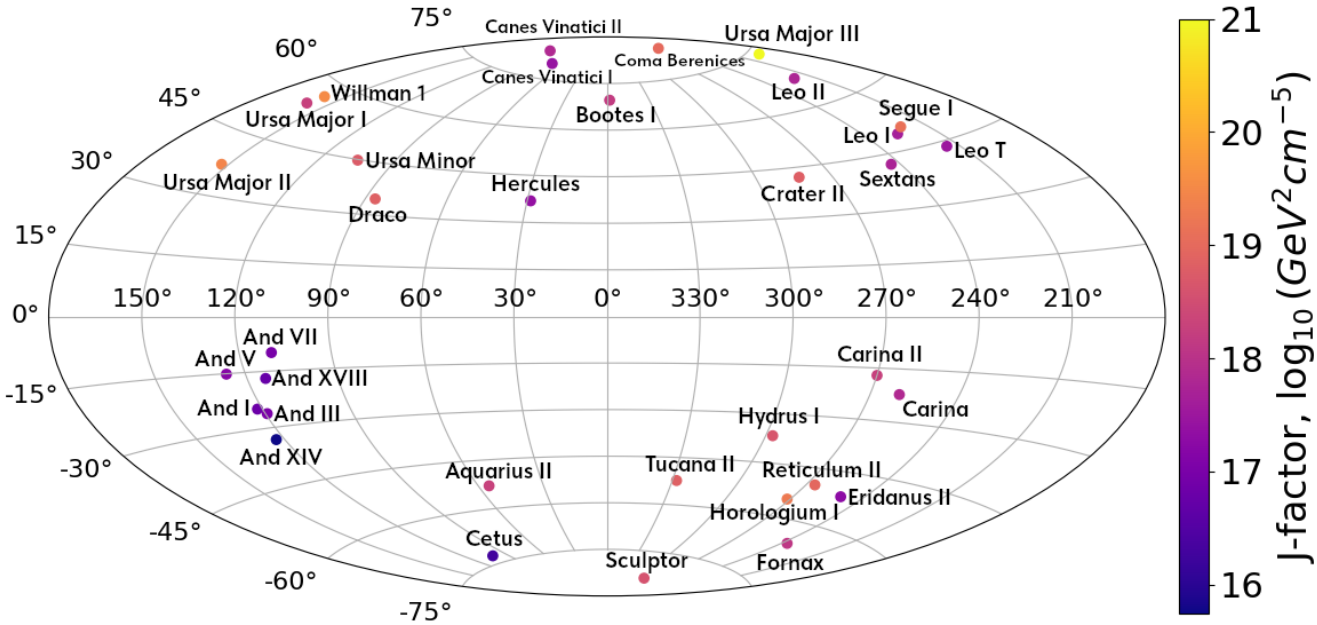


Рисунок 2.11 — Распределение галактик-спутников по небу в галактической системе координат. Цветом обозначено значение $\log_{10}(J\,/\text{ГэВ}^2/\text{см}^5)$.

Таблица 3 — Карликовые сфероидальные галактики, использованные в анализе. Суммарное время экспозиции составляет $T \approx 6000$ с. Суммарная площадь неба, занимаемая галактиками, равна $\Omega = 25.92$ кв. градуса. Суммарный J-фактор равен $20.20^{+0.14}_{-0.21} = \log_{10}(J^{\text{tot}}_{\text{dSph}}/\text{ГэВ}^2/\text{см}^5)$. Приведенные значения не учитывают галактику Ursa Major III/UNIONS 1, которая рассматривается отдельно.

Название	RA (град.)	Dec (град.)	$\log_{10}(J \times$ ГэВ^2/см$^5)$	Экспозиция (с)
And I	11.42	38.04	$16.81^{+0.40}_{-0.36}$	172.0
And III	8.89	36.50	$17.03^{+0.33}_{-0.30}$	185.4
And V	17.57	47.63	$17.19^{+0.29}_{-0.25}$	183.2
And VII	351.63	50.68	$16.98^{+0.16}_{-0.15}$	199.5
And XIV	12.90	29.70	$15.74^{+0.38}_{-0.37}$	174.7
And XVIII	0.56	45.08	$16.75^{+0.48}_{-0.44}$	194.1
Aquarius II	338.48	−9.33	$18.27^{+0.66}_{-0.58}$	67.2
Bootes I	210.03	14.50	$18.17^{+0.31}_{-0.29}$	167.1
Canes Venatici I	202.01	33.56	$17.42^{+0.17}_{-0.15}$	149.5
Canes Venatici II	194.29	34.32	$17.82^{+0.47}_{-0.47}$	120.9
Carina	100.40	−50.97	$17.83^{+0.10}_{-0.09}$	263.1
Carina II	114.11	−57.99	$18.25^{+0.55}_{-0.54}$	280.3
Cetus	6.55	−11.04	$16.28^{+0.20}_{-0.19}$	97.1
Coma Berenices	186.75	23.90	$19.00^{+0.36}_{-0.32}$	99.0
Crater II	177.31	−18.41	$18.82^{+0.15}_{-0.15}$	121.9
Draco	260.05	57.92	$18.83^{+0.12}_{-0.12}$	876.3
Eridanus II	56.09	−43.53	$17.28^{+0.34}_{-0.31}$	296.0
Fornax	39.99	−34.45	$18.09^{+0.10}_{-0.10}$	217.8
Hercules	247.76	12.79	$17.37^{+0.53}_{-0.53}$	179.1
Horologium I	43.88	−54.12	$19.27^{+0.77}_{-0.71}$	276.2
Hydrus I	37.39	−79.31	$18.65^{+0.32}_{-0.31}$	220.3
Leo I	152.12	12.31	$17.64^{+0.14}_{-0.12}$	67.2
Leo II	168.37	22.15	$17.76^{+0.22}_{-0.18}$	85.2
Leo T	143.72	17.05	$17.49^{+0.49}_{-0.45}$	67.6
Reticulum II	53.93	−54.05	$18.96^{+0.38}_{-0.37}$	362.1
Sculptor	15.04	−33.71	$18.58^{+0.05}_{-0.05}$	120.5
Segue 1	151.77	16.08	$19.12^{+0.49}_{-0.58}$	67.4
Sextans	153.26	−1.61	$17.73^{+0.13}_{-0.12}$	68.5
Tucana II	342.98	−58.57	$18.84^{+0.55}_{-0.50}$	99.1
Ursa Major I	158.72	51.92	$18.26^{+0.29}_{-0.27}$	87.0
Ursa Major II	132.88	63.13	$19.44^{+0.41}_{-0.39}$	105.1
Ursa Minor	227.29	67.22	$18.75^{+0.12}_{-0.12}$	254.9
Willman 1	162.34	51.05	$19.53^{+0.50}_{-0.50}$	87.4
Ursa Major III	174.71	31.08	$21.00^{+1.00}_{-2.00}$	88.5

Для каждой отдельной dSph-галактики также вводятся две области на небе. Область I («сигнал + фон») представляет собой круг радиусом $0{,}5°$ вокруг центра галактики — это тот же радиус, для которого в [169] вычислен J-фактор. Область II («только фон») — кольцо на небе с угловым радиусом от $1°$ до $2°$, центрированное на той же точке. Выбор такого кольца обусловлен тем, что вклад сигнала от темного гало dSph-галактики в этой области пренебрежимо мал. Невязки D_i для каждой галактики вычисляются по уже введенной формуле (2.7), а кросс-нормировочный коэффициент — как

$$\lambda = \frac{\Omega^I}{\Omega^{II}} \frac{t^I}{t^{II}}, \tag{2.20}$$

где $\Omega^I = 0.785$ кв. градуса, $\Omega^{II} = 9.425$ кв. градуса, а t^I, t^{II} — время экспозиции областей I и II соответственно. Поскольку области вокруг dSph-галактик невелики, а обзор в их пределах практически равномерен, отношение t^I/t^{II} для каждой галактики оказывается близким к единице. На рис. 2.12 показаны необработанные спектры N_i^I и N_i^{II}, просуммированные по всем 33 галактикам, а на рис. 2.13 — аналогично просуммированные невязки. Суммарный кросс-нормировочный коэффициент для этого объединенного спектра составляет $\lambda \approx 0.08$.

При вычислении ожидаемого сигнала от аннигиляции темной материи в dSph-галактиках необходимо также учитывать, что их темные гало наблюдаются на фоне гало Млечного Пути, дающего собственный вклад в направлении на галактику. Ожидаемые потоки от областей I и II записываются как:

$$F^I = \frac{\langle \sigma v \rangle}{4\pi m_\chi^2} \times \left(J_{\text{dSph}} + J_{\text{MW}\to\text{dSph}}(0°{,}0{,}5°) \right), \tag{2.21}$$

$$F^{II} \approx \frac{\langle \sigma v \rangle}{4\pi m_\chi^2} \times J_{\text{MW}\to\text{dSph}}(1°{,}2°), \tag{2.22}$$

где $J_{\text{MW}\to\text{dSph}}(\theta_1{,}\theta_2)$ — J-фактор гало Млечного Пути в конусе с внутренним и внешним угловыми радиусами θ_1 и θ_2 в направлении на данную dSph-галактику. Эта величина вычисляется по уже построенной карте J-фактора Млечного Пути (рис. 2.6), представленной в формате HEALPix с параметром $N_{\text{side}} = 1024$ (размер пикселя $4\pi/(12N_{\text{side}}^2) = 10^{-6}$ ср), как сумма значений пикселей в соответствующей области, умноженная на размер одного пикселя. После вычитания, поскольку $J_{\text{MW}}^{\text{add}} \equiv J_{\text{MW}}(0°{,}0{,}5°) - \lambda J_{\text{MW}}(1°{,}2°) \approx 0$, для итогового сигнала получается выражение

$$F = F^I - \lambda F^{II} \approx \frac{\langle \sigma v \rangle}{4\pi m_\chi^2} \times \left(J_{\text{dSph}} + J_{\text{MW}}^{\text{add}} \right). \tag{2.23}$$

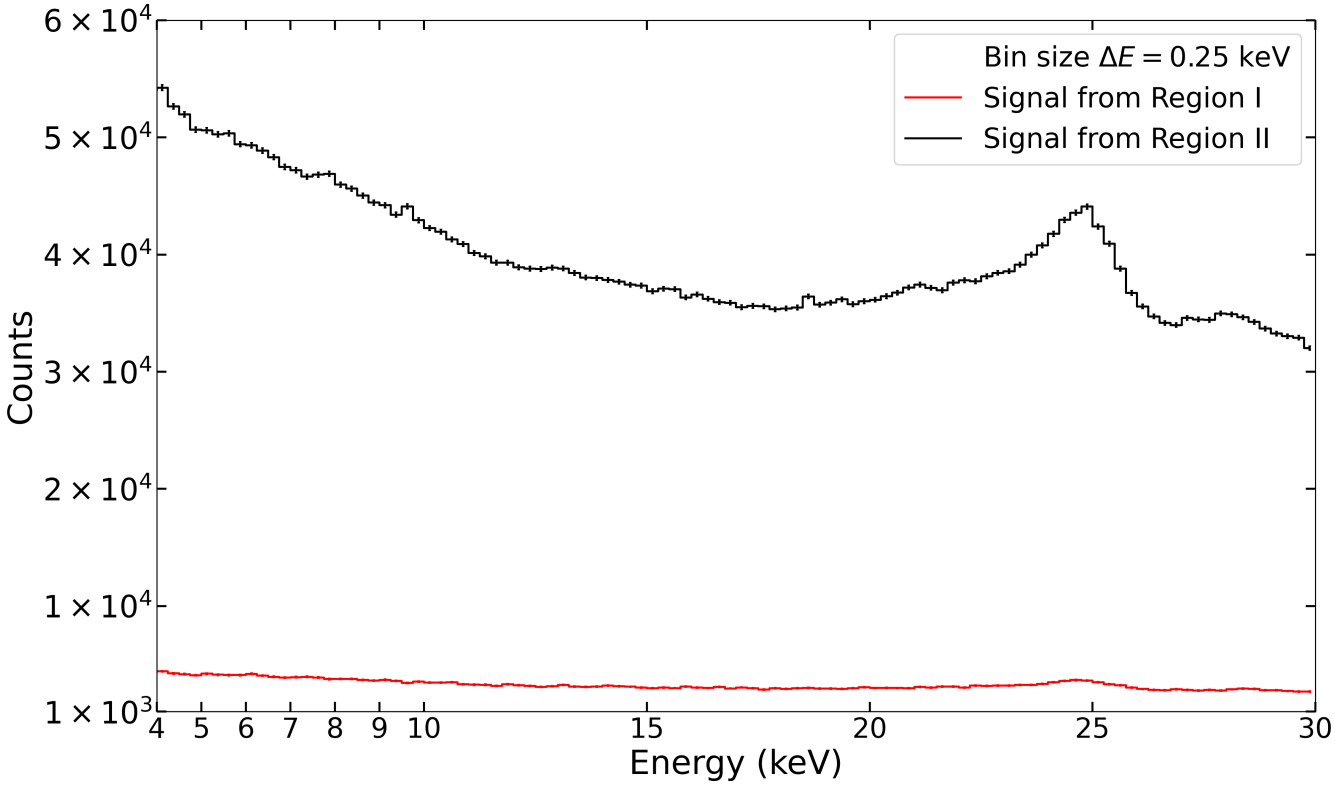


Рисунок 2.12 — Необработанный спектр в отсчетах для области I (красная линия) и области II (черная линия), просуммированный по всем галактикам из табл. 3 (за исключением Ursa Major III/UNIONS 1). Размер бина $\Delta E = 0.25$ кэВ.

Для галактик-спутников Млечного Пути этот дополнительный вклад пренебрежимо мал, $J^{\text{add}}_{\text{MW}}/J_{\text{dSph}} \ll 0.1$, тогда как для некоторых спутников M31 он может достигать ~ 0.2. Вклад собственных темных гало M31 и Большого Магелланова Облака в J-фактор при этом также оказывается пренебрежимым: $J_{\text{M31}}/J_{\text{MW}} < 0.01$ [173] и $J_{\text{LMC}}/J_{\text{MW}} < 0.025$ [174] соответственно.

Дальнейшая процедура нахождения ограничения полностью аналогична описанной в §2.3.4: как видно из рис. 2.12, каждый энергетический бин содержит тысячи событий в области I и десятки тысяч событий в области II, что вновь оправдывает использование гауссовой функции правдоподобия (2.18). Отличается лишь связь между числом зарегистрированных фотонов A, сечением аннигиляции $\langle\sigma v\rangle$ и массой частицы темной материи m_χ (равной энергии зарегистрированного фотона):

$$\langle\sigma v\rangle = \frac{4\pi m_\chi^2 A\,\Omega}{T\,G_8(E)\left(J^{\text{tot}}_{\text{dSph}} + J^{\text{add,tot}}_{\text{MW}}\right)}, \tag{2.24}$$

где T, Ω и $J^{\text{tot}}_{\text{dSph}}$ — суммарные время экспозиции, площадь и J-фактор по всем 33 галактикам, а $G_8(E)$ — функция охвата для событий классов 0–8, используемых

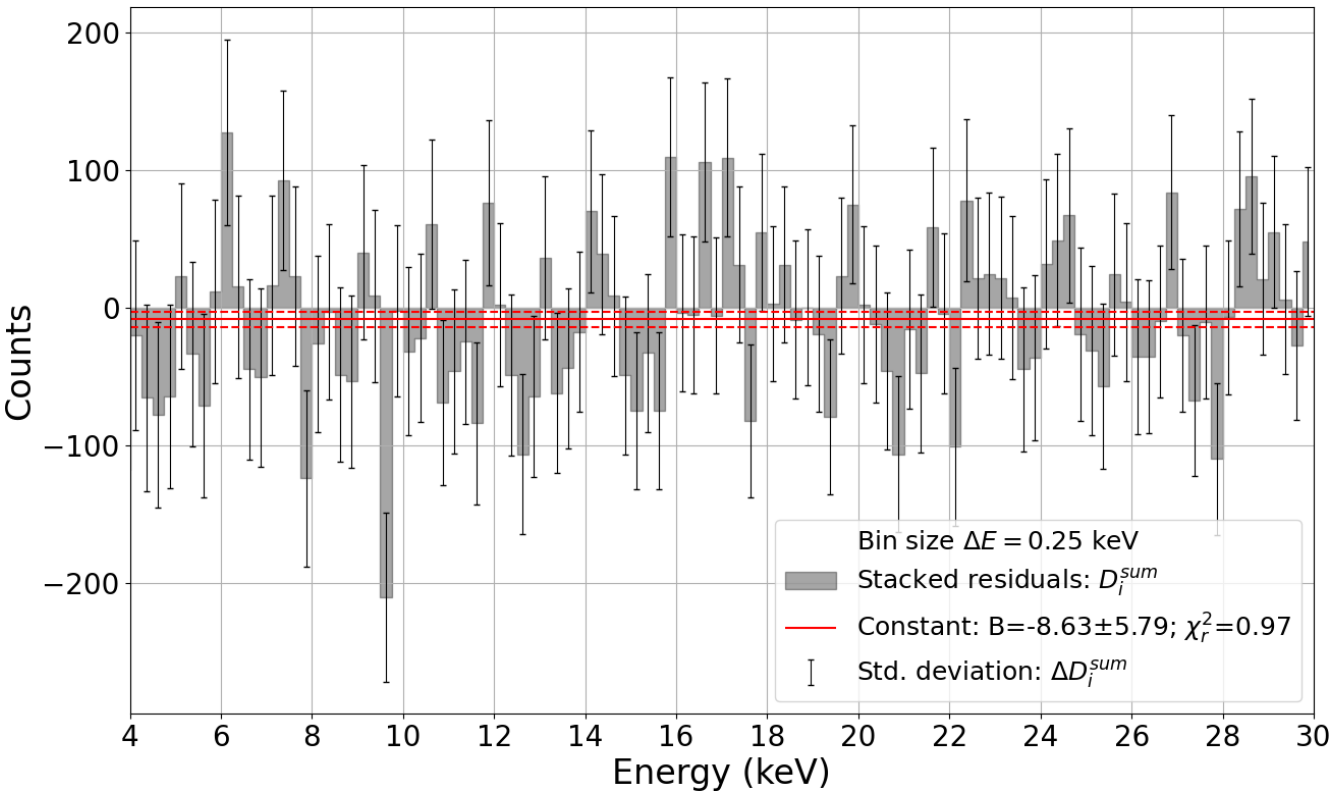


Рисунок 2.13 — Невязки $D_i^{\text{sum}} = \sum_{\text{dSph}} D_i$, просуммированные по всем галактикам из табл. 3 (за исключением Ursa Major III/UNIONS 1). Вертикальные линии обозначают погрешности $\Delta D_i^{\text{sum}} = \sqrt{\sum_{\text{dSph}} \Delta D_i^2}$. Красная сплошная линия — аппроксимация невязок константой B, красные штриховые линии обозначают доверительные интервалы $\pm 1\sigma$.

здесь для увеличения статистики. Суммарный дополнительный вклад Млечного Пути пренебрежимо мал, $J_{\text{MW}}^{\text{add,tot}} / J_{\text{dSph}}^{\text{tot}} = 6 \times 10^{-5}$. Верхний 95%-ный предел на A находится по той же процедуре (2.19).

Полученные ограничения на сечение аннигиляции в s-волне как функцию массы частицы темной материи показаны на рис. 2.14: верхняя панель соответствует объединенной выборке из 33 dSph-галактик, нижняя — отдельно галактике Ursa Major III/UNIONS 1. Как и в случае гало Млечного Пути, методом бутстрепа получены медианное ожидаемое ограничение и доверительные полосы $1\sigma/2\sigma$, отражающие статистические флуктуации фона. Здесь эта оценка дополнена еще одной, систематической полосой неопределенности, связанной уже не со статистикой данных ART-XC, а с погрешностью самих J-факторов, взятых из [169; 170]: таким образом, в отличие от анализа гало Млечного Пути, итоговый результат сопровождается более полным учетом ошибок — как статистических, так и систематических.

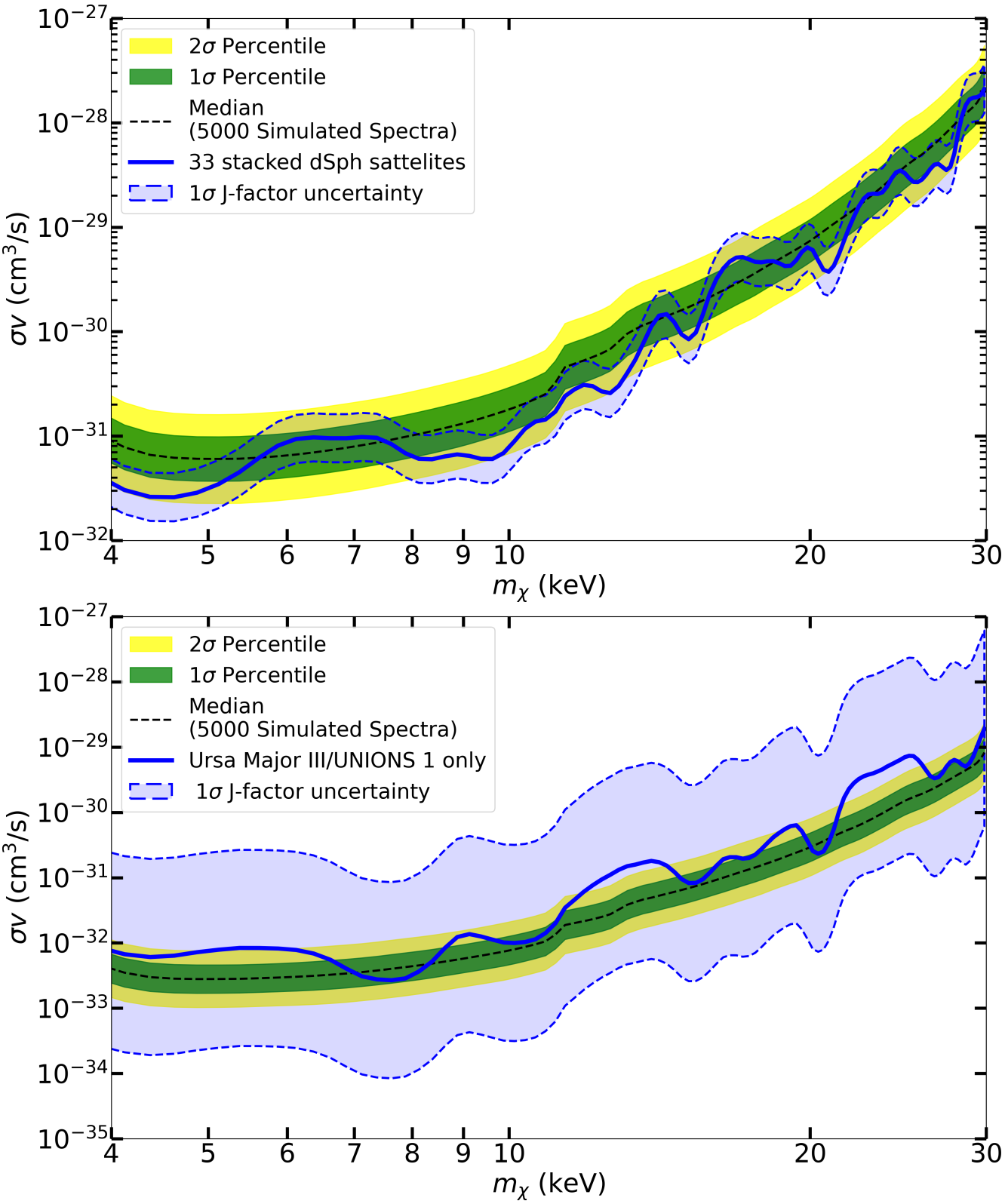


Рисунок 2.14 — Верхние пределы на сечение аннигиляции в s-волне (доверительный интервал 95%), полученные по наблюдениям dSph-галактик-спутников Местной группы. *Верхняя панель* соответствует 33 dSph-галактикам, *нижняя панель* — только галактике Ursa Major III/UNIONS 1. Черные штриховые линии показывают медианные значения ожидаемых пределов, полученные при анализе 5000 искусственных спектров фона. Зеленая и желтая области соответствуют процентилям 1σ и 2σ соответственно. Синие заштрихованные области с пунктирными границами показывают погрешности 1σ, связанные с неопределенностью оценки J-фактора.

2.7 Проверка корректности метода поиска линии

Основная идея алгоритма поиска линии заключается в последовательной максимизации функции правдоподобия (2.18) в каждой точке спектра. Максимизация проводится по единственному свободному параметру — площади под линией A, соответствующей числу фотонов, формирующих линию, — при этом допускаются только значения $A > 0$. Значимость найденного таким образом сигнала вычисляется как

$$S = \sqrt{2}\left[l(D|A = 0,E) - l(D|A = \hat{A},E)\right]^{1/2}. \tag{2.25}$$

Этот алгоритм используется одинаковым образом на всем протяжении настоящей главы — как при поиске сигнала в гало Млечного Пути, так и при поиске сигнала в dSph-галактиках, — поэтому его корректность достаточно проверить один раз, на примере данных гало Млечного Пути.

Для демонстрации корректности алгоритма в исходные данные гало Млечного Пути была добавлена линия с заранее известным положением и интенсивностью, после чего на этих данных был протестирован сам алгоритм поиска. В спектр области I было добавлено 10^4 фотонов от аннигиляции частицы темной материи с массой 11 кэВ. В спектре области II эта линия расположена на той же энергии, но ее интенсивность в три раза меньше, поскольку $J^I/J^{II} \approx 3$. После вычитания на энергии 11 кэВ ожидается обнаружить линию интенсивностью $A^I - \lambda A^{II} \approx 9150$. На рис. 2.15 показаны невязки после процедуры вычитания — этот рисунок полностью аналогичен рис. 2.9, за тем исключением, что теперь на нем отчетливо видна добавленная линия на энергии 11 кэВ.

На рис. 2.16 показано, что алгоритм поиска линии действительно обнаруживает значимую линию на энергии 11 кэВ. Изменение значимости во всех остальных точках спектра связано с изменением остаточной константы B. При этом оценка максимального правдоподобия для A составляет 5736, что заметно отличается от ожидаемого значения ≈ 9150 — однако это расхождение обусловлено не ошибкой алгоритма, а конкретной реализацией пуассоновского (в случае миллионов событий — гауссова) фона под линией. Чтобы убедиться в этом, был применен метод бутстрепа: фон под линией генерировался заново 10^4 раз, и для каждой реализации повторялась вся процедура поиска. Результаты этой проверки представлены на рис. 2.17: среднее измеренное по 10^4 реализациям число фотонов

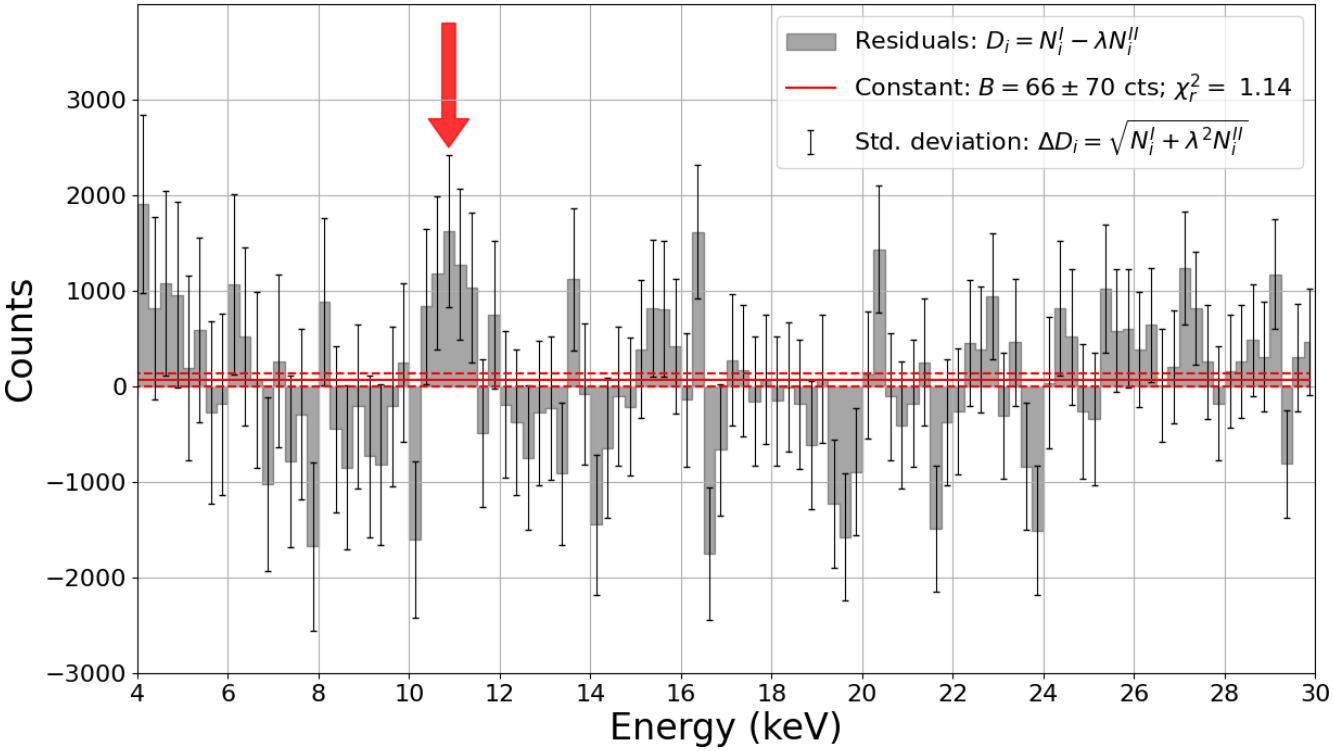


Рисунок 2.15 — Невязки после вычитания двух спектров с искусственной линией на энергии 11 кэВ (под красной стрелкой).

в линии оказывается очень близким к исходному заданному значению. Таким образом, алгоритм поиска линии аннигиляции корректно оценивает ее положение и интенсивность, а наблюдаемые в единичных реализациях отклонения полностью объясняются статистическими флуктуациями конкретной реализации фона и могут быть учтены методом Монте-Карло.

2.8 Заключение

В настоящей главе по данным телескопа СРГ/ART-XC получены три независимых результата, объединенных единым методом поиска сигнала в диффузном рентгеновском спектре обзора всего неба. Во-первых, по данным первых двух лет наблюдений получено ограничение на угол смешивания распадающихся стерильных нейтрино как функцию их массы. Во-вторых, тот же метод, обобщенный на случай сигнала, пропорционального квадрату плотности темной материи, позволил получить ограничение на сечение аннигиляции для гало Млечного Пути. В-третьих, данный подход был распространен на ансамбль карликовых сфероидальных галактик Местной группы, дав независимое ограничение на тот же

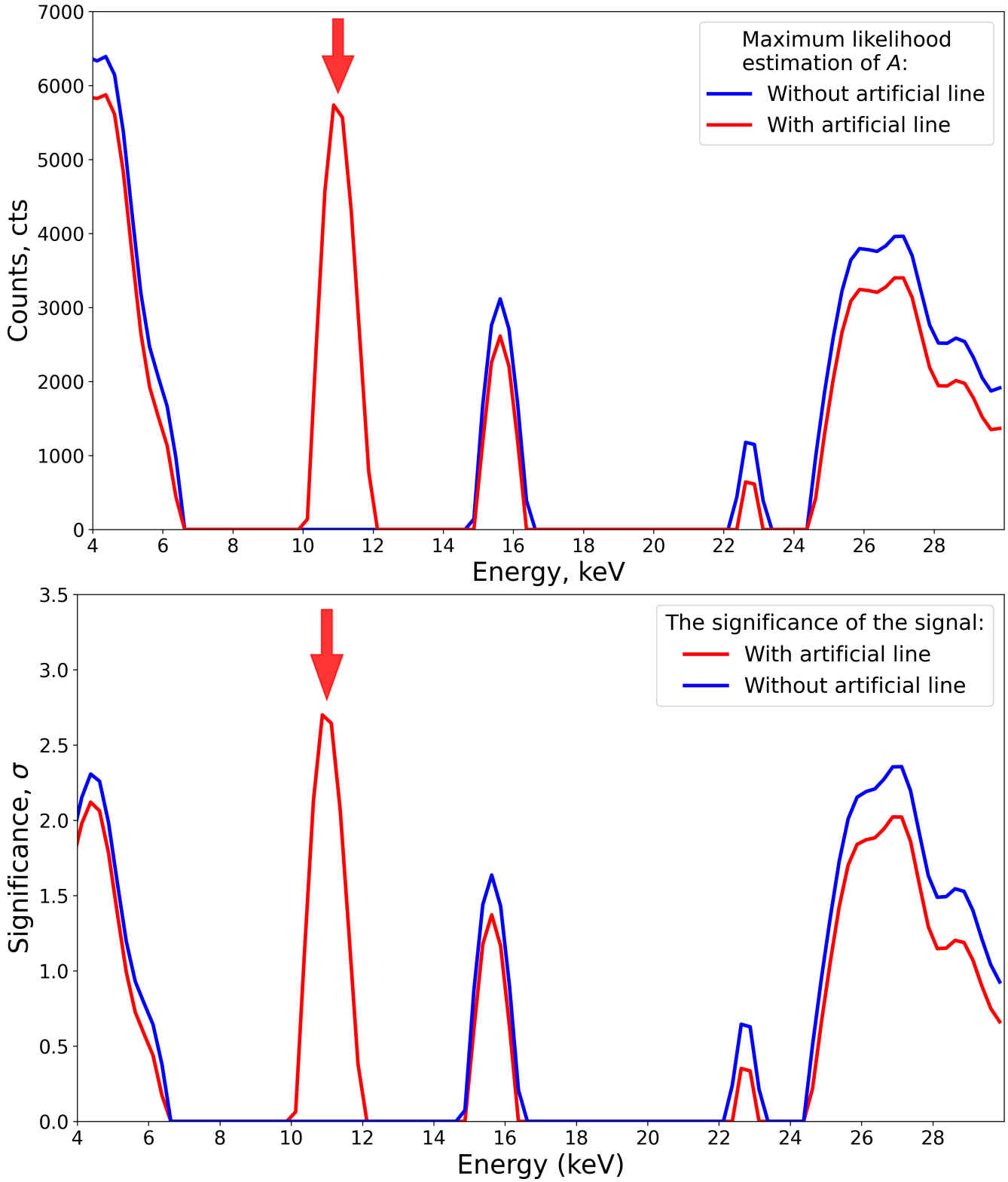


Рисунок 2.16 — *Верхняя панель* показывает оценку максимального правдоподобия для A в каждой точке спектра с искусственной линией (красная сплошная линия) и без нее (синяя сплошная линия). *Нижняя панель* показывает значимость оценок A в каждой точке спектра с искусственной линией (красная сплошная линия) и без нее (синяя сплошная линия). Красная стрелка показывает исходное положение искусственной линии.

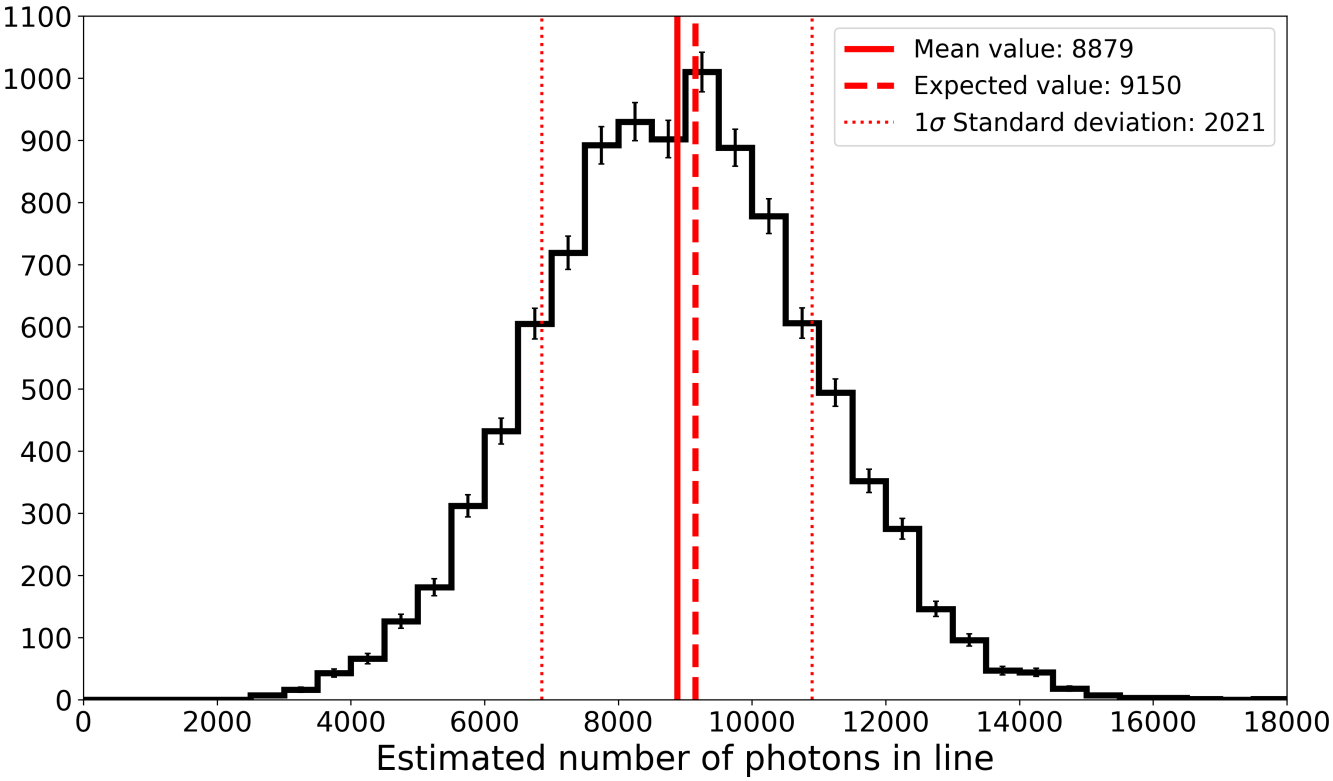


Рисунок 2.17 — Распределение оценки максимального правдоподобия для A после 10^4 итераций алгоритма поиска линии для случайной реализации фона. Красная штриховая линия показывает исходное значение A. Красная сплошная линия показывает измеренное значение A, а красная пунктирная линия — соответствующий доверительный интервал 1σ.

физический параметр. Все три результата, несмотря на различие исследуемых физических сценариев и астрофизических целей, опираются на один и тот же принцип — контраст между пространственно однородным фоном детектора и неоднородным, повторяющим распределение темной материи по небу, ожидаемым сигналом.

Полученное при поиске распада ограничение является первым в истории ограничением на параметры распадающихся стерильных нейтрино, основанным на рентгеновских данных с равномерным покрытием всего неба. В рассматриваемом диапазоне масс 12–40 кэВ аналогичный поиск линии распада недавно проводился по данным телескопа NuSTAR в различных областях неба, за исключением плоскости Галактики ($|b| < 15°$) [56]. Полученные там верхние ограничения при поиске распада независимо подтверждаются. Более того, по сравнению с [56] дополнительно исключается новая область в пространстве параметров $(\sin^2 2\theta, m_s)$ — заштрихованная область над красной линией на рис. 2.8, ранее уже исключенная по наблюдениям балджа Галактики телескопом

NuSTAR [151]. Поскольку моделирование распределения массы в центральных областях Галактики сопряжено с существенными неопределенностями [145], оценка, полученная по данным всего неба и не опирающаяся на область балджа, представляется более надежной. Таким образом, основным результатом поиска распада является независимое подтверждение ограничений NuSTAR [56; 151] принципиально иным методом и по независимому набору данных — что особенно ценно, поскольку все представленные на рис. 2.8 ограничения на уровне доверительного интервала 95% по своей природе подвержены влиянию статистических флуктуаций конкретной реализации данных. Следует также отметить, что, как показано в §2.4, в рамках механизма рождения Додельсона–Уидроу полученное ограничение на угол смешивания означает, что стерильные нейтрино с исследованными в настоящей главе параметрами массы и смешивания заведомо не способны обеспечить полностью наблюдаемую плотность темной материи во Вселенной.

Полученный при поиске аннигиляции результат позволяет говорить о гало Млечного Пути как о наиболее перспективной цели для поиска аннигилирующей темной материи по данным СРГ/ART-XC: на момент публикации полученное ограничение на сечение аннигиляции являлось наиболее сильным среди представленных в литературе для диапазона масс $m_\chi = 15$–25 кэВ и конкурентоспособным по сравнению с ограничениями, полученными по наблюдениям галактики M31 телескопом NuSTAR и по анализу данных Planck для диапазона масс $m_\chi = 15$–25 кэВ. Впоследствии этот результат был независимо подтвержден и значительно усилен анализом одиннадцатилетнего массива наблюдений обсерватории NuSTAR в режиме боковой засветки, представленным в главе 3. В области меньших масс полученное в настоящей главе ограничение может быть в дальнейшем дополнительно усилено за счет совместного анализа с данными полного обзора неба, полученными вторым телескопом обсерватории «Спектр-РГ» — СРГ/eROSITA, работающим в мягком рентгеновском диапазоне и потому чувствительным к меньшим массам частиц темной материи.

Полная картина ограничений, полученных при поиске аннигилирующей темной материи, представлена на рис. 2.18, где ограничение для гало Млечного Пути сопоставлено с результатами по ансамблю из 33 карликовых сфероидальных галактик, отдельно с результатом по галактике Ursa Major III/UNIONS 1, а также с независимыми ограничениями NuSTAR/M31 [73], Planck [72] и INTEGRAL/SPI [74]. Ограничение, полученное по ансамблю карликовых га-

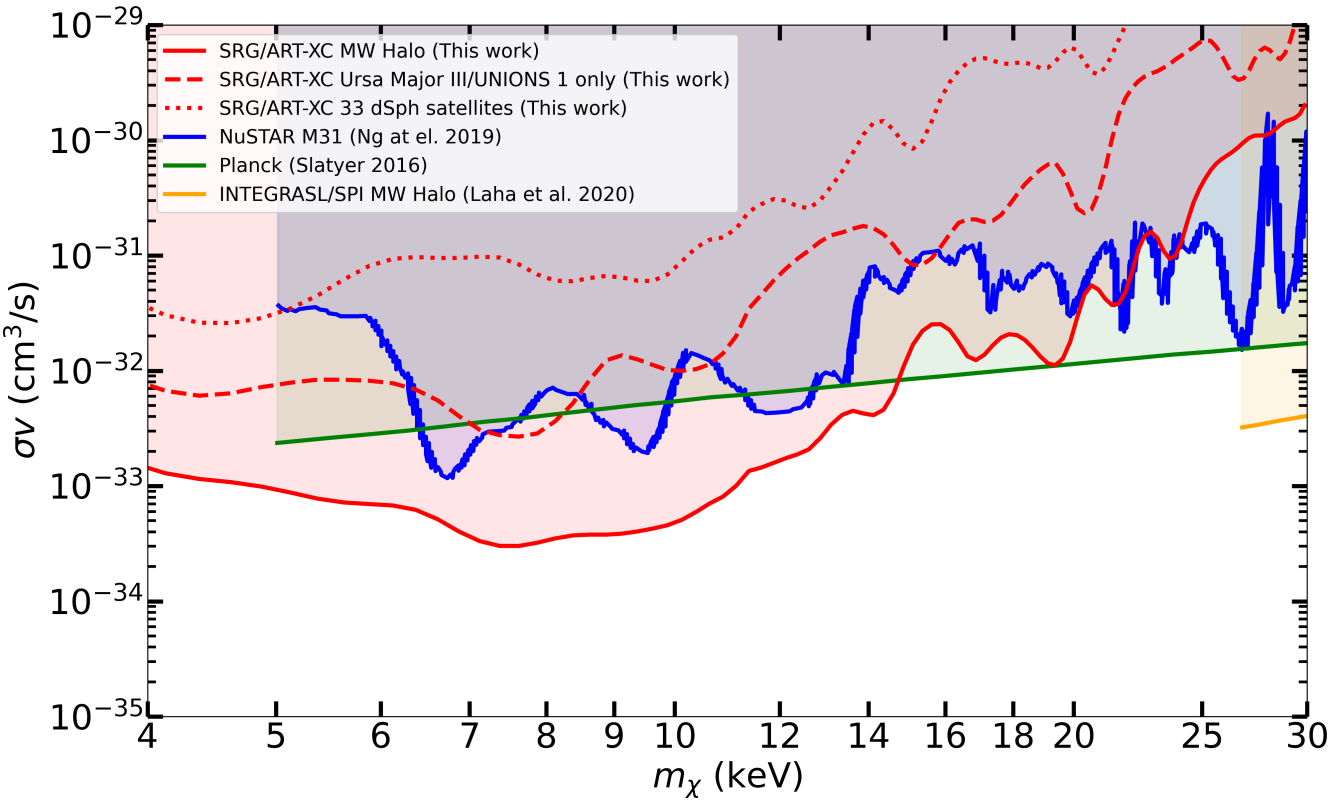


Рисунок 2.18 — Верхние пределы (красная сплошная линия) на сечение аннигиляции в s-волне (доверительный интервал 95%), полученные по данным СРГ/ART-XC для гало Млечного Пути (для NFW-профиля [149]). Красная пунктирная и красная штриховая линии показывают ограничения, полученные по наблюдениям 33 dSph-галактик Местной группы и отдельно для dSph-галактики Ursa Major III/UNIONS 1 соответственно. Синяя сплошная линия показывает ограничения, полученные с помощью NuSTAR для M31 [73]. Зеленая сплошная линия показывает ограничения, полученные по данным Planck [72]. Оранжевая сплошная линия показывает ограничения, полученные с помощью INTEGRAL/SPI для гало Млечного Пути [74].

лактик, оказывается заметно слабее ограничения для гало Млечного Пути, что ожидаемо ввиду существенно меньшей суммарной статистики. Тем не менее оно опирается на принципиально иной набор целей со значительно меньшими систематическими неопределенностями в определении плотности темной материи, что делает его устойчивым к возможным неточностям в моделировании гало самого Млечного Пути и потому ценным независимым перекрестным свидетельством.

Наконец, поиск радиационного распада и поиск аннигиляции темной материи, представленные в настоящей главе, следует рассматривать как два взаимодополняющих канала проверки гипотезы о частицах темной материи кэВ-ного диапазона масс. Ожидаемый сигнал в этих двух случаях по-разному зависит от

плотности темной материи вдоль луча зрения — линейно при распаде и квадратично при аннигиляции, — вследствие чего оба канала чувствительны к разным классам моделей темной материи и по-разному реагируют на возможные неточности в моделировании профиля плотности гало Галактики. Полученная в главе совокупность результатов — по трем независимым астрофизическим целям и в двух независимых каналах (распада и аннигиляции темной материи) — демонстрирует, что метод поиска сигнала в диффузном рентгеновском спектре обзора всего неба, разработанный для телескопа СРГ/ART-XC, является гибким и надежным инструментом для проверки широкого класса моделей темной материи в кэВ-ном диапазоне масс.

Глава 3. Поиск фотонного пика от аннигиляции темной материи кэВ-ных масс по данным телескопа NuSTAR: ограничения на $\langle \sigma v \rangle$ по результатам 11 лет наблюдений

3.1 Введение

Оба сценария появления узкой спектральной линии в электромагнитном спектре — радиационный распад стерильного нейтрино и аннигиляция частиц темной материи кэВ-ного масштаба масс — рассмотрены во Введении настоящей диссертации, а связь энергии линии с массой темной материи для каждого из этих сценариев приведена в §2.1 и здесь повторно не обсуждается. Там же описан общий принцип поиска подобного сигнала: контраст между пространственно однородным инструментальным фоном и неоднородным, повторяющим распределение темной материи по небу, ожидаемым сигналом. В главе 2 этот принцип последовательно применен к данным телескопа СРГ/ART-XC — сначала для поиска радиационного распада, затем для поиска аннигиляции. Настоящая глава повторяет ту же логику для другого инструмента — орбитальной обсерватории NuSTAR — и посвящена исключительно сценарию аннигиляции.

Аналогичный поиск линии радиационного распада по архивным данным NuSTAR ранее был выполнен коллегами [82]. Представленный ниже анализ основан на той же методике и том же наборе данных, однако распространяет ее на случай аннигилирующей темной материи, для которой ожидаемый сигнал пропорционален не первой, а второй степени плотности темной материи. Тем самым для обоих инструментов, используемых в диссертации, реализуется одна и та же последовательность задач — поиск распада с последующим переходом к поиску аннигиляции, — что подчеркивает единство подхода, примененного во всей диссертационной работе для проверки моделей темной материи кэВ-ного диапазона масс.

Реализация общего принципа поиска сигнала для обсерватории NuSTAR отличается от использованной для телескопа СРГ/ART-XC. В основе анализа лежит не карта всего неба, а особый режим наблюдений — боковая засветка, — подробно рассмотренный в §3.2.1. Несмотря на это отличие в реализации, итоговый метод по-прежнему опирается на устойчивый и хорошо охарактеризованный

инструментальный фон обсерватории, а большая накопленная за 11 лет наблюдений статистика обеспечивает высокую чувствительность к появлению узкой линии в спектре.

Использование принципиально иного инструмента и техники анализа делает результат настоящей главы независимой проверкой ограничения на сечение аннигиляции, полученного для гало Млечного Пути по данным СРГ/ART-XC в главе 2. Поскольку оба метода используют разные наблюдательные проявления одного и того же контраста между фоном и сигналом — пространственное распределение по небу в одном случае и неоднородность полезного сигнала по детектору в другом, — их следует рассматривать не как конкурирующие, а как взаимно дополняющие способы поиска одного и того же эффекта. Согласие результатов, полученных этими независимыми методами, служит дополнительным свидетельством отсутствия систематических эффектов, способных имитировать сигнал аннигиляции темной материи в жестком рентгеновском диапазоне.

3.2 Обсерватория NuSTAR и набор данных

3.2.1 Обсерватория NuSTAR

Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) — это рентгеновская обсерватория, запущенная Национальным управлением по аэронавтике и исследованию космического пространства (NASA) в 2012 году и работающая в диапазоне энергий 3–79 кэВ [81]. Являясь первым выведенным на орбиту фокусирующим телескопом высокоэнергетичного рентгеновского диапазона, обсерватория несет на борту два независимых, соосно установленных модуля, обозначаемых как FPMA и FPMB. Каждый модуль включает в себя многослойную рентгеновскую оптику косого падения по схеме Вольтера-I и детектор фокальной плоскости, что обеспечивает построение изображения неба с угловым разрешением $18''$ (FWHM) и полем зрения (FoV) приблизительно $13' \times 13'$.Фокальная плоскость каждого модуля образована матрицей 2×2 пиксельных детекторов на основе теллурида кадмия-цинка (CdZnTe, CZT), каждый из которых содержит 32×32 пикселя,

обеспечивая энергетическое разрешение (~ 400 эВ FWHM на энергии 10 кэВ) и высокую квантовую эффективность во всем рабочем диапазоне энергий.

Однако важной особенностью обсерватории NuSTAR с точки зрения исследований диффузного фона является наличие боковой засветки (stray light, SL) — открытой геометрии между оптической системой и детекторами, позволяющей нефокусированным фотонам, приходящим с направлений, отклоненных от оптической оси на несколько градусов (как правило, 1°–2°), напрямую достигать детекторов [175]. Хотя изначально данная компонента рассматривалась исключительно как источник помех при проведении наблюдений точечных источников, впоследствии сигнал боковой засветки оказался ценным инструментом исследования диффузных рентгеновских фонов, фактически превращая обсерваторию в спектрометр с широким полем зрения. Применительно к задачам настоящей работы режим боковой засветки обеспечивает доступ к большому телесному углу на небесной сфере при стабильном и хорошо охарактеризованном инструментальном отклике. В сочетании с продолжительной историей работы обсерватории NuSTAR на орбите это позволяет накопить высокую фотонную статистику, что делает сигнал боковой засветки особенно подходящим для косвенного поиска темной материи по спектральным особенностям.

Важной характеристикой эффективности наблюдений, ориентированных на большие угловые масштабы, служит *охват* (по-английски — grasp), определяемый как произведение эффективной площади детектора на средний телесный угол, соответствующий полю зрения. В режиме боковой засветки эффективная площадь определяется исключительно геометрическими размерами детектора фокальной плоскости и составляет приблизительно 13 см^2 на модуль. Средний телесный угол, $\Omega_{\rm SL}$, в пределах которого детектор экспонируется фотонами боковой засветки, составляет около 4.5 кв. град. Это дает номинальный охват $G = \Omega_{\rm SL} \times A_{\rm SL} \approx 58$ кв. град. см^2 для каждого из модулей FPMA и FPMB. Однако этапы обработки данных, такие как исключение неисправных пикселей и маскирование источников, уменьшают как используемую площадь детектора, так и эффективный телесный угол. Для типичных «чистых» наблюдений эффективная площадь снижается приблизительно до 10 см^2, а телесный угол — примерно до 4 кв. град., что дает эффективный охват $G \approx 40$ кв. град. см^2 на модуль [176]. Несмотря на это уменьшение, охват в режиме боковой засветки остается существенно больше, чем охват ~ 8 кв. град. см^2, соответствующий фотонам, сфокусированным зеркальной системой NuSTAR [56]. Повышенная чувствительность к диффузно-

му потоку делает апертуру боковой засветки ценным инструментом исследования протяженного рентгеновского излучения, в том числе для косвенного поиска сигнатур темной материи на угловых масштабах порядка градуса.

3.2.2 Программа наблюдений и отбор данных

Для построения набора данных с большой суммарной экспозицией, пригодного для анализа диффузного рентгеновского излучения в режиме боковой засветки, использовались архивные данные миссии NuSTAR за период с июля 2012 года по январь 2024 года. Первоначальная выборка включала все находящиеся в открытом доступе наблюдения, за исключением наблюдений, целенаправленно ориентированных на объекты Солнечной системы, а также наблюдений с недостаточной экспозицией. В частности, были исключены наблюдения с идентификаторами ObsID, начинающимися с цифры 2, — они соответствуют целевым наблюдениям Солнца и других близких источников, — а также два набора данных, связанных с наблюдениями Юпитера и полученных в рамках времени директора миссии (ObsID 90311 и 90313). Кроме того, были исключены все экспозиции суммарной длительностью менее 1 кс, поскольку подобные короткие наблюдения вносят незначительный вклад в общую фотонную статистику и в большей степени подвержены неопределенностям, связанным с фоном. Полученная после отбора выборка была дополнительно обработана с целью удаления инструментальных артефактов и остаточного сфокусированного излучения с помощью автоматизированной процедуры маскирования на основе вейвлет-преобразования. Более подробно данная процедура описана в §3.2.3.

Итоговый список наблюдений включает в себя 3248 наблюдений для модуля FPMA (с суммарной экспозицией 150.1 Мс) и 3139 наблюдений для модуля FPMB (144.9 Мс). С целью минимизации загрязнения от рентгеновского хребта Галактики (Galactic ridge X-ray emission, GRXE) из выборки исключены все наблюдения с галактической широтой $|b| \leqslant 3°$. Распределение наблюдений по небесной сфере показано на рис. 3.1. Дополнительно была применена базовая временная фильтрация с произвольно выбранным порогом с целью исключения наблюдений, демонстрирующих явные отклонения скорости счета фона детектора от долговременного среднего значения (см. рис. 3.2), что позволяет избежать

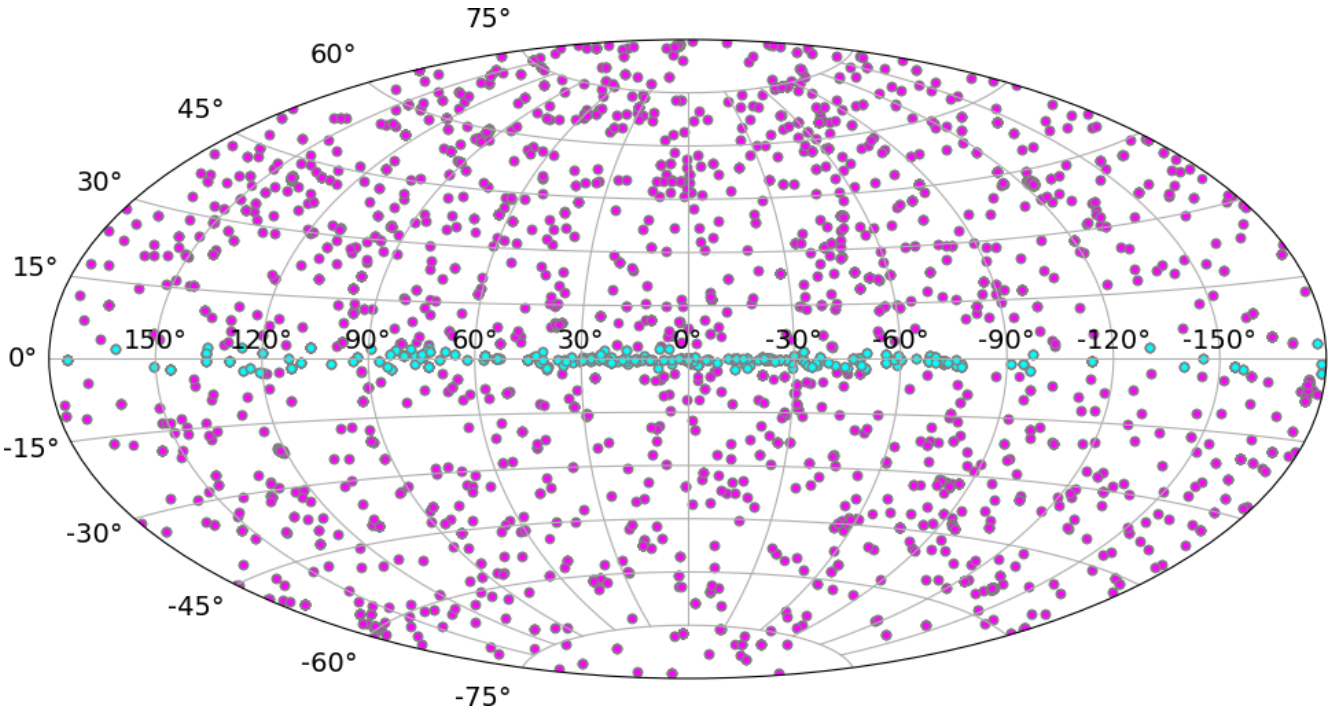


Рисунок 3.1 — Распределение 3248 (FPMA) и 3139 (FPMB) наблюдений обсерватории NuSTAR по небесной сфере в галактических координатах. Голубые и пурпурные точки показывают наблюдения NuSTAR при $|b| < 3°$ и $|b| > 3°$ соответственно.

остаточного вклада рентгеновского излучения Галактического хребта на широтах, немного превышающих $|b| = 3°$. После применения всех этапов фильтрации в итоговой выборке осталось 5216 наблюдений (FPMA и FPMB совместно) с суммарной используемой экспозицией 234 Мс. Данный набор данных обеспечивает практически полное покрытие небесной сферы на промежуточных и высоких галактических широтах и составляет основу спектрального анализа, представленного в следующих разделах.

3.2.3 Вычитание сфокусированного излучения

Важным этапом подготовки данных в режиме боковой засветки является подавление фотонов, сфокусированных оптической системой NuSTAR. Хотя подобные события составляют лишь малую долю от общего числа отсчетов, они проявляются как локализованные особенности на плоскости детектора и, в случае, если их не удалить, способны исказить диффузный спектр и внести си-

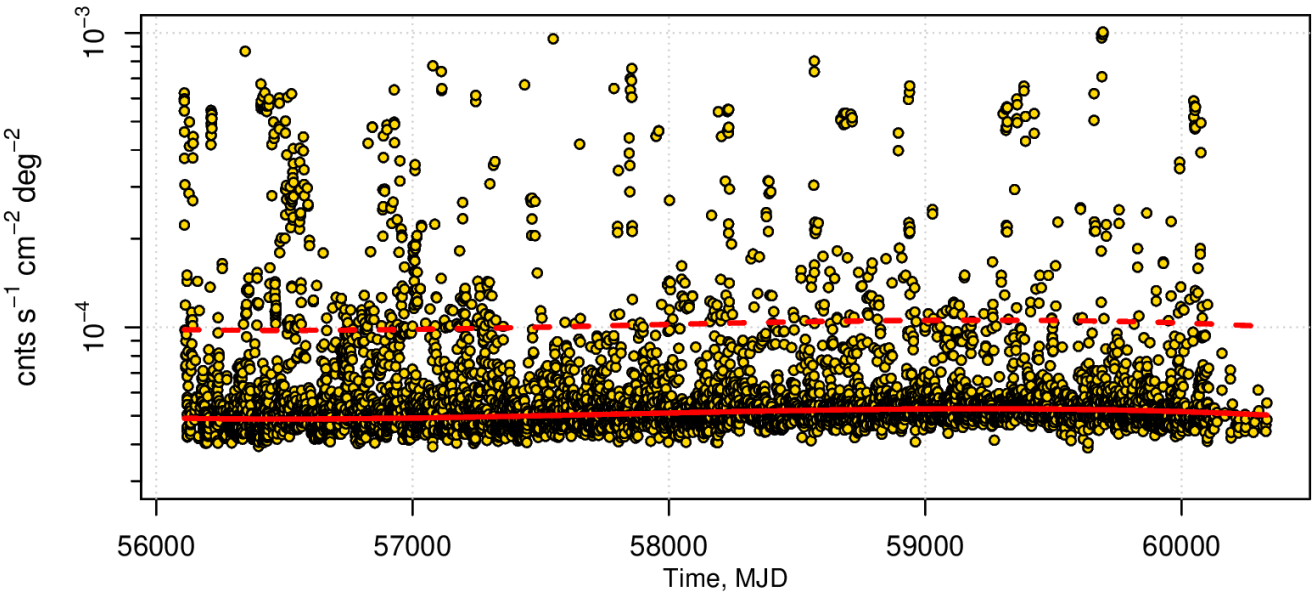


Рисунок 3.2 — Скорость счета детектора обсерватории NuSTAR как функция времени, MJD — модифицированная юлианская дата. Каждая точка соответствует отдельному наблюдению NuSTAR. Сплошная красная линия — устойчивая к выбросам аппроксимация кубическим полиномом, используемая для описания долговременной вариации. Штриховая красная линия показывает ту же аппроксимацию, умноженную на произвольно выбранный коэффициент 2, — это пороговое значение: наблюдения, лежащие выше него, исключаются из анализа, поскольку повышенная скорость счета обусловлена остаточным вкладом рентгеновского излучения Галактического хребта на широтах, немного превышающих $|b| \sim 3°$.

стематическое смещение в поиск слабых линейчатых особенностей. Для решения этой задачи использовалась процедура, разработанная в работах [177; 178], в которой автоматизированный алгоритм на основе вейвлет-преобразования применяется для выявления и маскирования компактных структур, связанных со сфокусированными точечными источниками. Данный алгоритм эффективно отделяет локализованные избытки от плавно меняющегося сигнала боковой засветки, обеспечивая тем самым надежный способ очистки набора данных. На рис. 3.3 показано изображение детектора до и после применения алгоритма удаления сфокусированного излучения.

Качество маскирования для каждого наблюдения оценивалось количественно с помощью модифицированной статистики Кэша

$$C = \frac{2}{N_{\text{bin}}} \sum_i \left[E_i - C_i + C_i \left(\ln C_i - \ln E_i \right) \right], \tag{3.1}$$

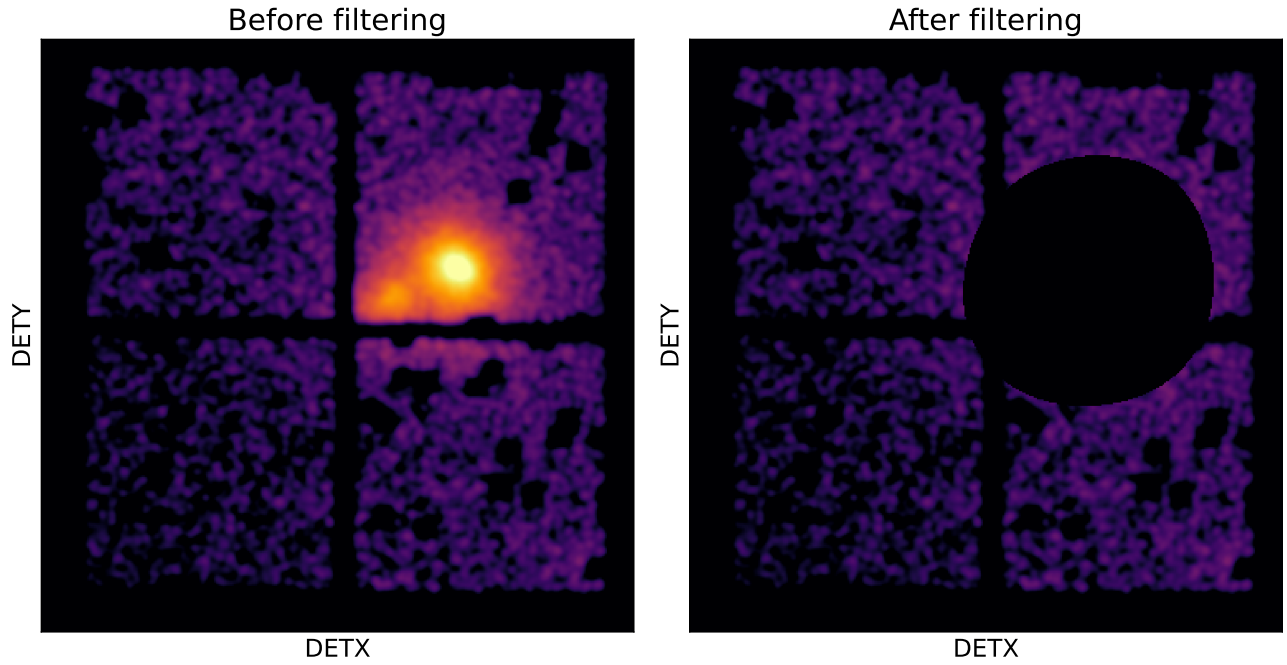


Рисунок 3.3 — Демонстрация работы алгоритма на основе вейвлет-преобразования для удаления сфокусированного рентгеновского излучения. На левой панели показано изображение детектора FPMB до применения процедуры удаления сфокусированного излучения. На правой панели — то же изображение после применения процедуры. На ней отчетливо виден характерный узор, соответствующий боковой засветке (см. правую панель рис. 3.4).

где C_i — число отсчетов в каждом бине (здесь пиксели детектора объединяются в бины таким образом, чтобы в каждом бине содержалось не менее 2 отсчетов); E_i — ожидаемое значение для каждого бина, вычисляемое как ожидаемое значение для одного пикселя детектора I_{mean}, умноженное на число пикселей в бине; N_{bin} — полное число бинов. В итоговую выборку включались только те наблюдения, для которых выполнялось условие $C < 1.4$, гарантирующее, что остаточное сфокусированное излучение статистически согласуется с ожидаемым фоном детектора.

Помимо этого, требовалось, чтобы после этапа маскирования не менее 40% площади детектора оставалось пригодным для использования. Наблюдения, не удовлетворяющие данному критерию, исключались из дальнейшего анализа. Совокупность этих требований обеспечивает как высокую фотонную статистику, так и минимальное систематическое загрязнение. После фильтрации в итоговой выборке отсчетов преобладают фотоны из боковой засветки, тогда как вклад остаточного сфокусированного излучения пренебрежимо мал для задач настоящей работы.

3.2.4 Спектр боковой засветки

После удаления сфокусированного рентгеновского излучения на детекторе остаются только две компоненты. Первая компонента — пространственно однородный фон детектора. Скорость счета в данном пикселе пропорциональна практически однородному инструментальному фону, включающему в себя внутренние эмиссионные линии и континуум. Вторая компонента — пространственно неоднородный апертурный фон. Скорость счета этой компоненты пропорциональна величине открытого телесного угла неба. Число фотонов N с энергией E_γ, зарегистрированных в каждом i-м пикселе детектора за время T, может быть записано в виде:

$$N_{\text{pix},i}(E_\gamma) = (C_{\text{int}} M_{\text{int}} Q + C_{\text{apt}} R_{\text{pix}} \mathcal{E}_{\text{tot}} A\Omega)_i T. \tag{3.2}$$

Здесь $C_{\text{int},i}$ — скорость счета внутреннего фона, $M_{\text{int},i}$ описывает неоднородность детектора (подробнее см. [177]), Q — зависящий от времени поправочный коэффициент, отслеживающий долговременную вариацию радиационной обстановки (см. рис. 3.2), $C_{\text{apt},i}$ — апертурный поток на единицу телесного угла, R_{pix} — матрица отклика пикселя, хранящаяся в базе калибровочных данных NuSTAR (CALDB), $\mathcal{E}_{\text{tot}} = \mathcal{E}_{\text{det}}\mathcal{E}_{\text{Be}}$ — зависящая от энергии эффективность пропускания неактивного поверхностного слоя детектора и входного бериллиевого окна, A — площадь одного пикселя детектора (0.36 мм^2), Ω_i — открытый телесный угол неба, видимый каждым пикселем, в кв. град. (см. рис. 3.4), T — экспозиция. Для построения спектра C_{apt} было определено 100 логарифмически равноотстоящих энергетических интервалов E_γ в диапазоне от 3 до 20 кэВ.

Далее путем максимизации функции правдоподобия вида

$$L = -2 \sum_i \left[N_i \ln N_{\text{pix},i} - N_{\text{pix},i} - \ln N_i! \right] \tag{3.3}$$

по параметрам C_{int} и C_{apt} находятся оценки максимального правдоподобия для данных параметров. Здесь N_i — наблюдаемое число отсчетов в i-м пикселе, а индекс i пробегает по массиву пикселей (за исключением неисправных) для всех наблюдений. Итоговый спектр боковой засветки представлен на рис. 3.5.

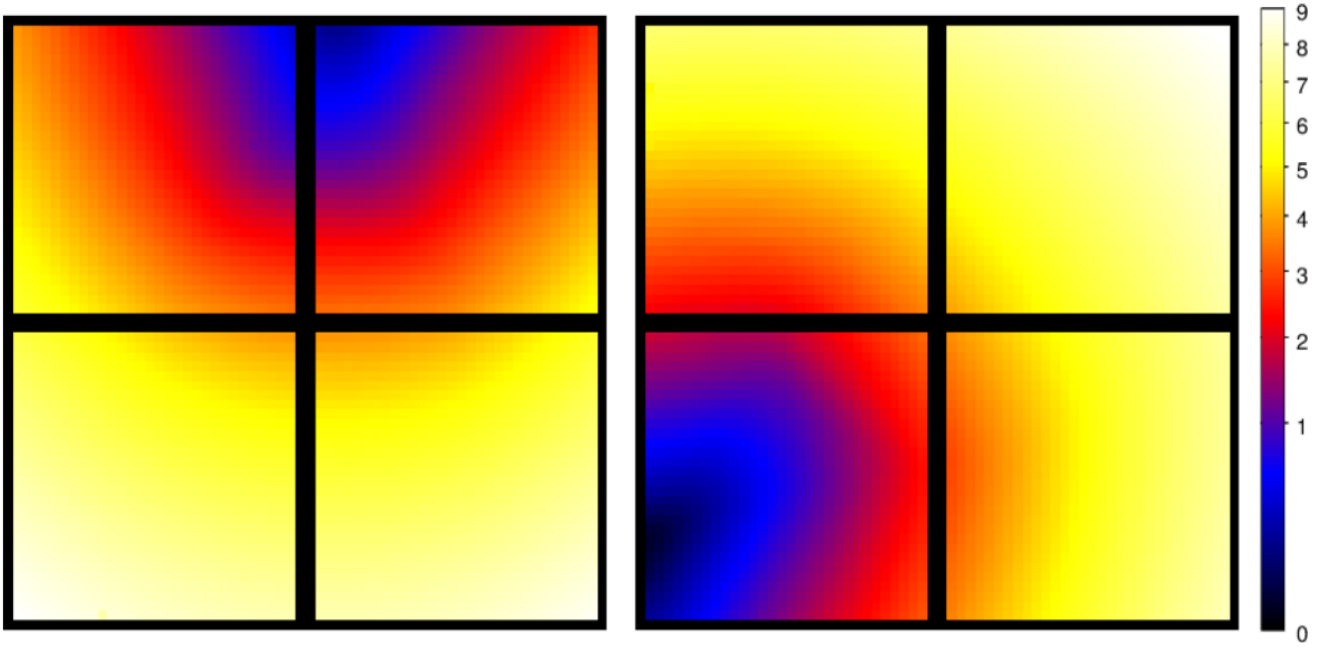


Рисунок 3.4 — Изображение детекторов FPMA (слева) и FPMB (справа) обсерватории NuSTAR в физических пикселях, показывающее открытую долю неба для каждого пикселя детектора в квадратных градусах. Изображение взято из работы [177].

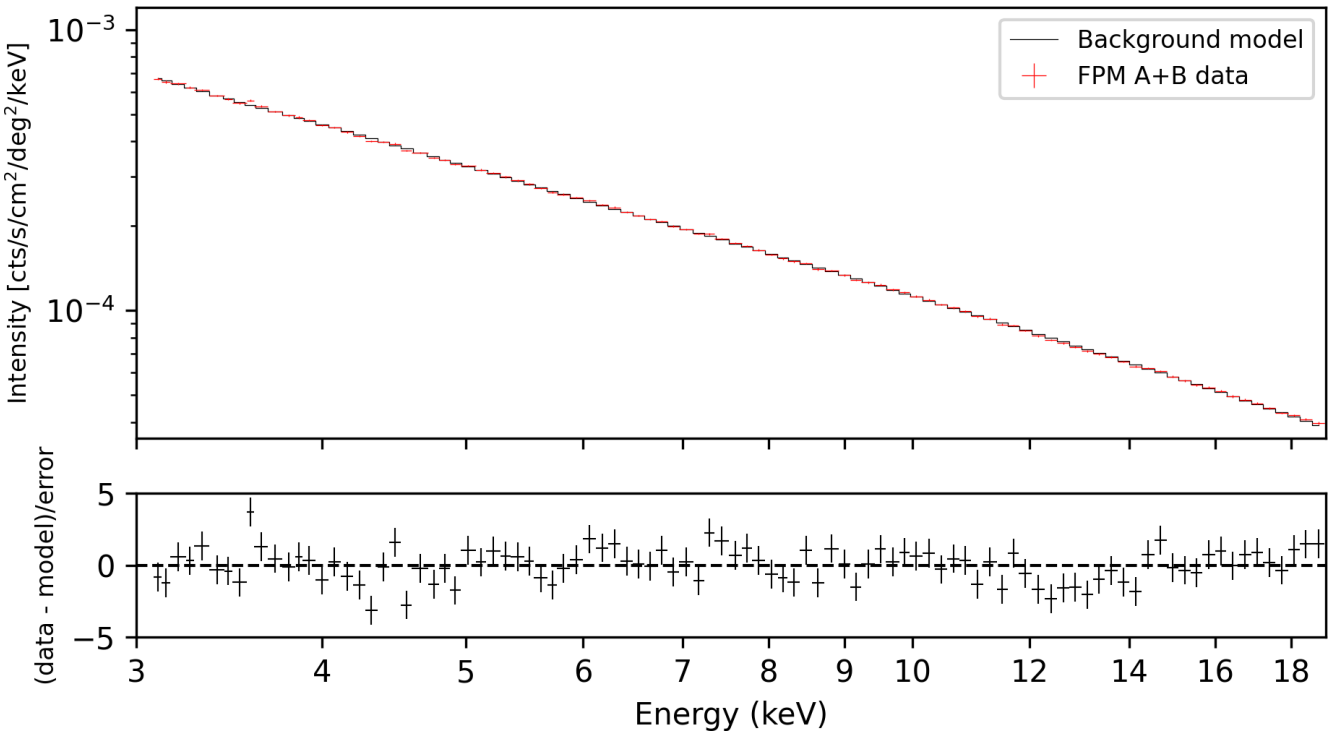


Рисунок 3.5 — Суммарный спектр модулей FPMA и FPMB в режиме боковой засветки, измеренный при $|b| \geqslant 3°$.

3.2.5 Моделирование астрофизического фона

Для аппроксимации спектра, представленного на рис. 3.5, использовалась модель XSPEC вида `powerlaw*cflux(highecut+powerlaw)`. Первое слагаемое описывает усредненный по длительному периоду вклад солнечной активности:

$$I_{\text{sol}} = N_{\text{sol}} \left(\frac{E_\gamma}{1\ \text{кэВ}} \right)^{-\Gamma_{\text{sol}}}, \tag{3.4}$$

где N_{sol} — нормировка (свободный параметр), а $\Gamma_{\text{sol}} = 4$ — фотонный индекс степенного закона (фиксированный параметр). Второе слагаемое описывает вклад космического рентгеновского фона (СХВ) в диапазоне 3–20 кэВ:

$$I_{\text{СХВ}} = N_{\text{СХВ}} \left(\frac{E_\gamma}{1\ \text{кэВ}} \right)^{-\Gamma_{\text{СХВ}}} \exp\left(\frac{E_{\text{cut}}^{\text{СХВ}} - E_\gamma}{E_{\text{fold}}} \right). \tag{3.5}$$

В соответствии с работой [179] нормировка была зафиксирована на уровне $N_{\text{СХВ}} = 2.4 \times 10^{-3}$, а фотонный индекс — на уровне $\Gamma_{\text{СХВ}} = 1.29$. Значение $E_{\text{cut}}^{\text{СХВ}} = 10^{-4}$ кэВ было зафиксировано, а в качестве пробного значения выбрано $E_{\text{fold}} = 41.13$ кэВ. Интенсивность спектра и нормировка модели выражены в единицах отсч. с$^{-1}$ см$^{-2}$ кв. град$^{-1}$ кэВ$^{-1}$. При проведении аппроксимации, аналогично [82], из рассмотрения исключались энергетические бины выше 19 кэВ из-за возрастания апертурного потока, обусловленного так называемой поглощенной боковой засветкой (Absorbed Stray Light, ASL) [175; 180; 181]. Систематические неопределенности модели фона в аппроксимацию не включались и, соответственно, не отражены в приведенных ошибках параметров. Качество аппроксимации характеризуется величиной $\chi^2/\text{d.o.f.} = 130.0/94 = 1.38$.

Энергия высокоэнергетического обрезания была оценена как $E_{\text{fold}} = 34.9 \pm 0.6$ кэВ (здесь и далее неопределенность каждого параметра аппроксимации приводится на уровне доверительной вероятности 90%). Нормировка СХВ была измерена на уровне $F_{3\text{–}20} = (3.023 \pm 0.006) \times 10^{-11}$ эрг с$^{-1}$ см$^{-2}$ кв. град$^{-1}$, что несколько превышает значения, приведенные в работе [177][1], однако остается согласованным с ними с учетом общей систематической неопределенности. Полная сводка параметров модели фона представлена в табл. 4.

[1] Следует отметить, что в работе [177], в отличие от настоящей работы и работы [82], используется существенно иной набор данных.

Таблица 4 — Спектральные параметры, полученные в результате аппроксимации модели фона. Нормировка N_{sol} приведена в единицах отсч. с$^{-1}$ см$^{-2}$ кв. град$^{-1}$ кэВ$^{-1}$ на энергии 1 кэВ, поток $F_{3\text{–}20}$ — в единицах эрг с$^{-1}$ см$^{-2}$ кв. град$^{-1}$. Все неопределенности приведены на уровне доверительной вероятности 90%.

Модель	Параметр	Значение	Фиксирован
`powerlaw`	Γ_{sol}	4	да
`powerlaw`	N_{sol}	$(9.8 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	нет
`cflux`	$E_{\min}$	3 кэВ	да
`cflux`	$E_{\max}$	20 кэВ	да
`cflux`	$F_{3\text{–}20}$	$(3.023 \pm 0.006) \times 10^{-11}$	нет
`powerlaw`	Γ_{CXB}	1.29	да
`highecut`	$E_{\text{cut}}^{\text{CXB}}$	10^{-4} кэВ	да
`highecut`	E_{fold}	34.9 ± 0.6 кэВ	нет
$\chi^2/\text{d.o.f.} = 130.0/94 = 1.38, \quad p = 8.26 \times 10^{-3}$			

3.3 Ожидаемый сигнал от аннигиляции темной материи в Галактике

Интенсивность потока фотонов от аннигилирующей темной материи имеет вид:

$$I_\gamma = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle \sigma v \rangle}{2} \frac{1}{m_\chi^2} \frac{dN}{dE_\gamma} \left\langle \frac{dJ}{d\Omega} \right\rangle. \tag{3.6}$$

Здесь $\langle \sigma v \rangle$ — не зависящее от скорости произведение относительной скорости v аннигилирующих частиц и сечения s-волнового процесса σ, а m_χ — масса частицы темной материи. Спектр фотонов, возникающих в процессе аннигиляции $\text{DM} + \text{DM} \to \gamma + \gamma$ (см. §2.1), описывается как $dN/dE_\gamma = 2\delta(E_\gamma - m_\chi)$. Взвешенный по времени наблюдения дифференциальный J-фактор вычисляется как:

$$\left\langle \frac{dJ}{d\Omega} \right\rangle = \frac{1}{T_{\text{tot}}} \sum_i T_i \frac{dJ_i}{d\Omega}. \tag{3.7}$$

Здесь T_i — экспозиция i-го наблюдения, а полная экспозиция представляет собой сумму $T_{\text{tot}} = \sum_i T_i$.

В свою очередь, дифференциальный J-фактор для каждого наблюдения вычисляется как:

$$\frac{dJ_i}{d\Omega} = \int \rho^2_{\text{DM}}(r(l_i, b_i, s))ds, \tag{3.8}$$

где $\rho_{\text{DM}}(r)$ — радиальный профиль плотности темной материи (используется сферически симметричное гало Млечного Пути), l_i и b_i — галактическая долгота и широта i-го наблюдения, а s — расстояние от наблюдателя (то есть от положения Земли) до точки аннигиляции. Результат интегрирования по s слабо зависит от верхнего предела, если он выбран порядка вириального радиуса Млечного Пути, поэтому интегрирование по s проводится в диапазоне $[0, 200]$ кпк. Радиальная переменная r выражается через l, b и s как:

$$r(l,b,s) = \sqrt{s^2 + R^2 - 2Rs\cos(l)\cos(b)}, \tag{3.9}$$

где $R = 8$ кпк — расстояние от наблюдателя до центра Млечного Пути. В качестве базового профиля темной материи $\rho_{\text{DM}}(r)$ был выбран стандартный профиль Наварро–Френка–Уайта (NFW) $\rho(r) = \rho_s / \left[(r/r_s)(1 + r/r_s)^2\right]$ [147] с параметрами $\rho_s = 8.54 \times 10^{-3}\, M_\odot$ пк$^{-3}$ и $r_s = 19.6$ кпк [149]. Наряду с этим рассматривались и другие профили, предложенные в работах [162—168] и представленные на рис. 3.6.

3.4 Статистический анализ и верхние пределы

Как было отмечено ранее, в результате аннигиляции темной материи ожидается образование монохроматичных фотонов, вследствие чего спектр фотонов может быть описан дельта-функцией. Однако движение частиц темной материи в Галактике с характерными скоростями $v \sim 200$–300 км $\cdot$ с$^{-1}$ приводит к доплеровскому уширению линии на величину $\Delta E/E \sim v/c \sim 0.001$. В связи с этим сигнал от аннигиляции описывается гауссианой с шириной $\sigma_{\text{Gauss}} = 0.001$. Вблизи центра Галактики скорость частиц темной материи может быть несколько ниже, однако этим эффектом можно пренебречь, поскольку даже выбранное значение уширения существенно меньше энергетического разрешения обсерватории NuSTAR.

Дальнейшая процедура поиска сигнала заключается в следующем. Для аппроксимации спектра используется модель XSPEC вида

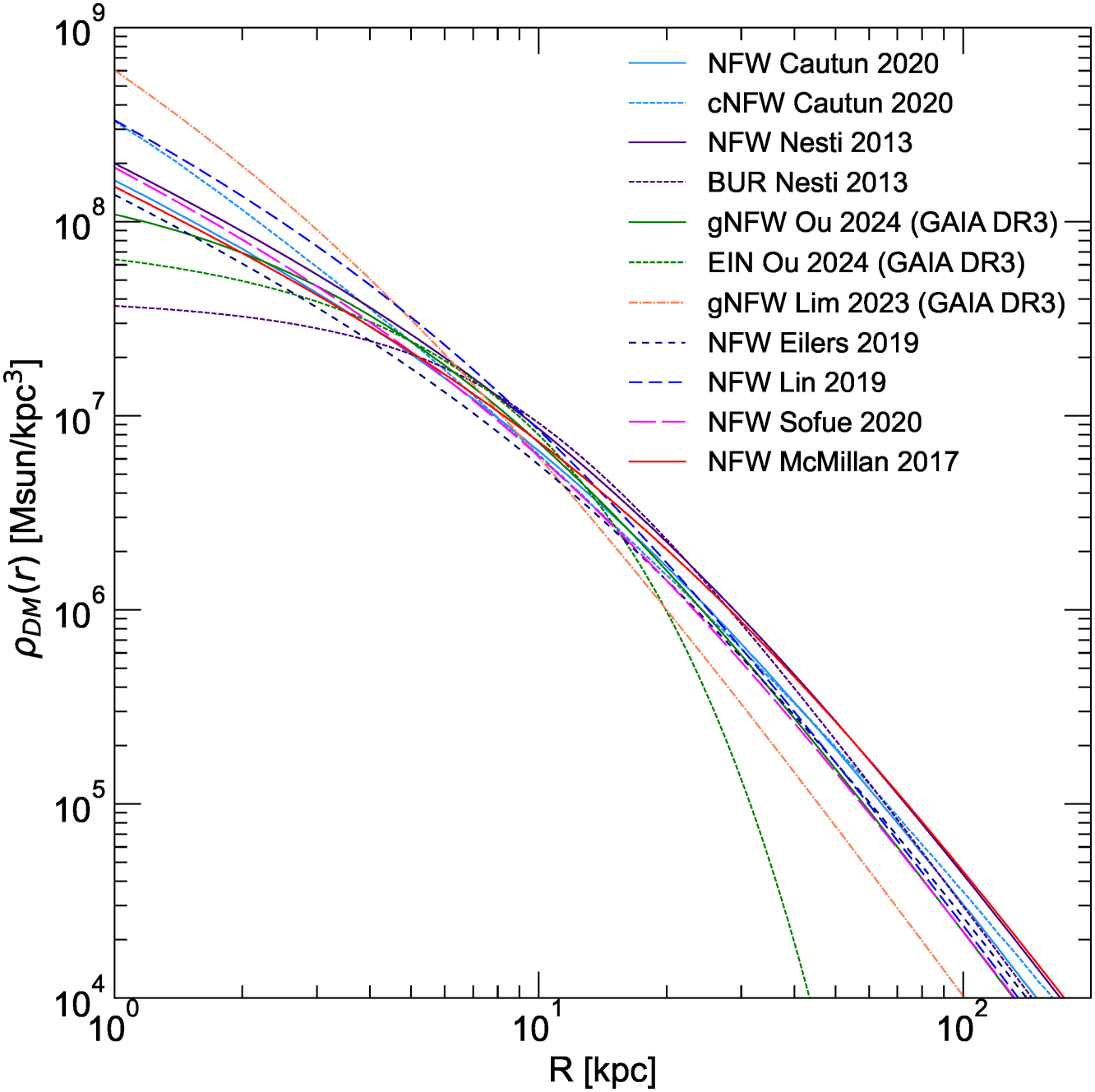


Рисунок 3.6 — Профили плотности темной материи, используемые в настоящем анализе. Базовый профиль показан сплошной красной линией [149]. Остальные профили взяты из работ [162—168].

`powerlaw*cflux(highecut+powerlaw) + gauss`. При этом ширина гауссианы полагается равной σ_{Gauss}, положение гауссианы последовательно изменяется от 3 до 20 кэВ, а интенсивность линии гауссианы остается единственным свободным параметром аппроксимации. Процедура минимизации дает как оценку интенсивности эмиссионной линии, так и верхний предел на данную интенсивность. Односторонний верхний предел на уровне доверительной вероятности 95% при одной степени свободы соответствует $\Delta\chi^2 = 2.71$. С помощью формулы (3.6) данный верхний предел пересчитывается в ограничение на сечение аннигиляции $\langle\sigma v\rangle$. Итоговое ограничение на сечение показано на рис. 3.7.

Для получения ограничений на $\langle\sigma v\rangle$ используется наблюдаемый рентгеновский спектр. Поскольку реальные данные всегда содержат случайные флуктуации, форма кривой исключения отражает лишь одну конкретную статистическую реализацию. По этой причине целесообразно различать наблюдаемые пределы, полученные непосредственно из данных, и ожидаемые пределы, отражающие среднюю чувствительность набора данных. Для оценки ожидаемой чувствительности было проведено моделирование на основе наилучшей аппроксимирующей спектральной модели. С использованием инструмента `fakeit` пакета XSPEC было сгенерировано 10^3 искусственных спектров, каждый из которых был проанализирован той же процедурой поиска линии, что и реальные данные. В результате для каждой пробной энергии линии было получено распределение верхних пределов. По полученным ансамблям определены медианный ожидаемый предел, показанный сплошной черной линией, а также доверительные интервалы на уровне 68% и 95%, показанные зеленой и желтой полосами на рис. 3.8.

При сопоставлении наблюдаемых ограничений с ожидаемыми обнаруживаются заметные отклонения в отдельных диапазонах масс (например, при $m_\chi \sim 4$–5 кэВ и 12–13 кэВ). Данные области соответствуют отрицательным статистическим флуктуациям наблюдаемого спектра относительно гладкой модели фона. Поскольку подобные провалы уменьшают допустимое пространство для дополнительной линейчатой компоненты, соответствующие верхние пределы оказываются искусственно более жесткими.

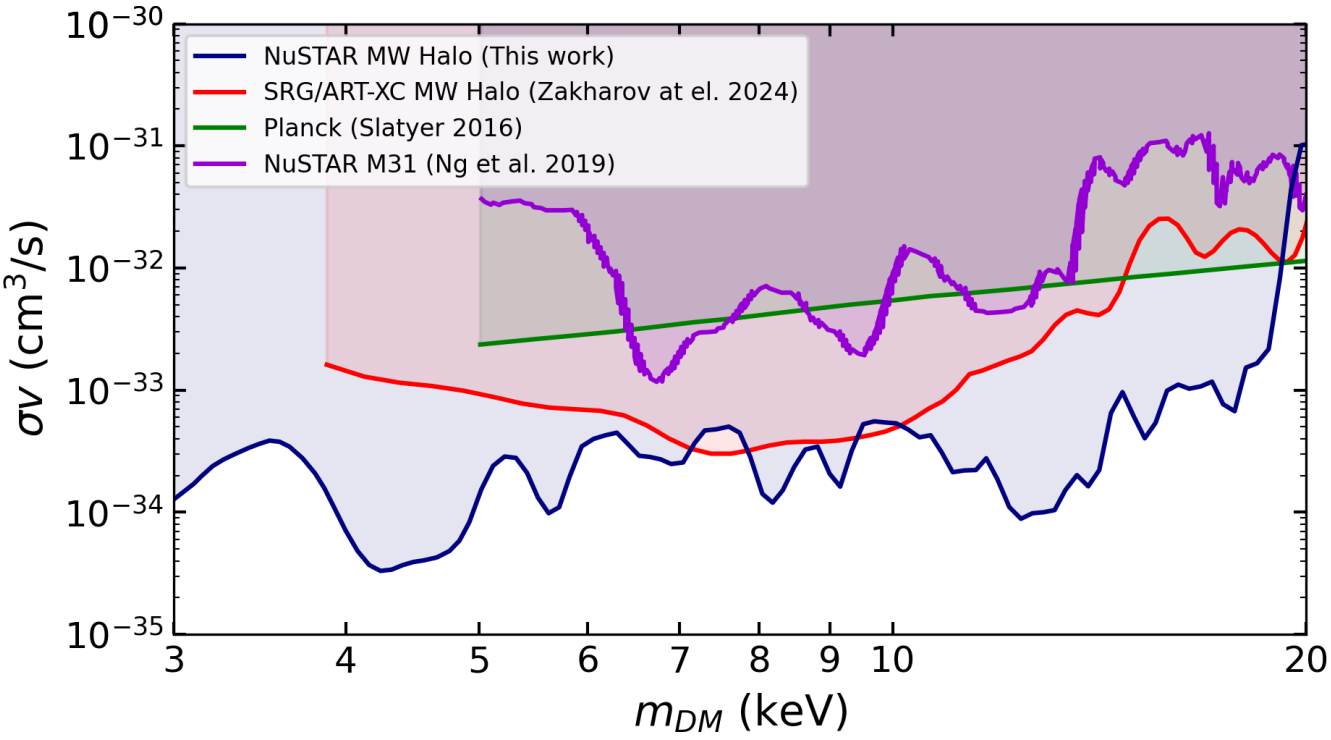


Рисунок 3.7 — Верхние пределы (сплошная темно-синяя линия) на сечение аннигиляции в s-волне (95% доверительный интервал), полученные обсерваторией NuSTAR по результатам 11 лет наблюдений гало Млечного Пути (для профиля NFW [149]). Сплошная красная линия показывает ограничения, полученные телескопом СРГ/ART-XC после двух лет работы в обзорном режиме [90]. Сплошная темно-фиолетовая линия показывает пределы, полученные обсерваторией NuSTAR для галактики M31 [73]. Сплошная зеленая линия показывает пределы, полученные по данным обсерватории Planck [72].

3.5 Заключение

С использованием той же методики и того же набора данных, что и в работе [82], был проведен целенаправленный поиск рентгеновских сигнатур аннигилирующей темной материи кэВ-ного масштаба масс по одиннадцати годам наблюдений обсерватории NuSTAR в режиме боковой засветки. Данный режим наблюдений, изначально рассматривавшийся как источник помех при проведении наблюдений точечных объектов, предоставляет уникальную возможность для исследования диффузного излучения благодаря большому охвату и стабильному инструментальному фону. Путем тщательного построения набора данных, включающего более 5200 отдельных наблюдений с суммарной используемой экспозицией 234 Мс, и применения строгой временной и пространственной

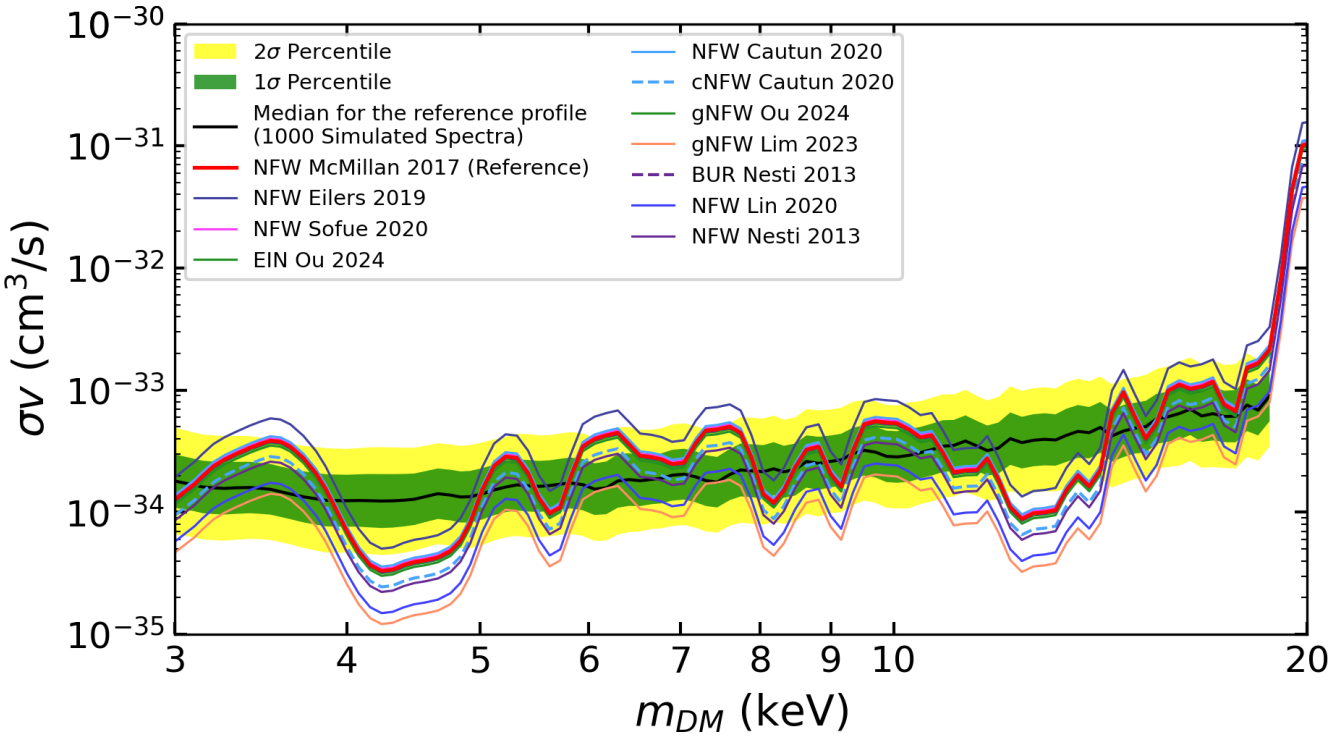


Рисунок 3.8 — Верхние пределы на сечение аннигиляции в s-волне (95% доверительный интервал), полученные обсерваторией NuSTAR по результатам 11 лет наблюдений гало Млечного Пути. Цветные линии показывают ограничения, полученные для различных профилей [162—168] гало Галактики (опорный профиль [149] показан сплошной красной линией). Зеленая и желтая закрашенные области показывают процентили 1σ и 2σ. Сплошная черная линия показывает медианное значение ожидаемого предела, полученное по результатам анализа 10^3 искусственных фоновых спектров для опорного профиля.

фильтрации было обеспечено широкое покрытие на промежуточных и высоких галактических широтах, пригодное для прецизионного спектрального анализа.

Суммарный рентгеновский спектр был описан моделью с двумя фоновыми компонентами — космическим рентгеновским фоном и вкладом солнечной активности, усредненным по длительному периоду. На основе данной модели был проведен систематический поиск узких линейчатых сигналов в диапазоне 3–20 кэВ, которые соответствовали бы аннигиляции темной материи в пару фотонов. Статистически значимого избытка обнаружено не было. В результате были получены верхние пределы на не зависящее от скорости сечение аннигиляции $\langle \sigma v \rangle$ как функцию массы темной материи.

Полученные ограничения являются на сегодняшний день наиболее жесткими в данном диапазоне масс. Они находятся в хорошем согласии с пределами, полученными на других рентгеновских инструментах, и дополнительно сужа-

ют пространство параметров, доступное для моделей легкой аннигилирующей темной материи. В частности, для типичных профилей гало Галактики в диапазоне масс 3–20 кэВ получен верхний предел $\langle \sigma v \rangle < 5 \times 10^{-35}$–$1 \times 10^{-32}$ см^3/с. Этот результат служит независимым подтверждением и существенным усилением ограничения, полученного для того же гало Млечного Пути по данным двухлетнего обзора всего неба телескопом СРГ/ART-XC (глава 2). Поскольку два метода опираются на принципиально разные подходы к выделению сигнала — пространственно-дифференциальный анализ карты всего неба в случае СРГ/ART-XC и неравномерность полезного сигнала по детектору в случае NuSTAR, — результаты этих двух глав следует рассматривать как взаимно дополняющие, а не конкурирующие.

Настоящее исследование демонстрирует потенциал данных боковой засветки обсерватории NuSTAR для косвенного поиска темной материи. В то же время систематические эффекты, такие как остаточные вариации инструментального фона и точная форма космического рентгеновского фона, остаются важными источниками неопределенности. Будущие рентгеновские миссии с более высоким энергетическим разрешением и большей эффективной площадью обеспечат чувствительность, необходимую для существенно более детального исследования данного диапазона масс темной материи.

Заключение

Настоящая диссертационная работа посвящена решению двух взаимосвязанных задач. Первая из них состоит в построении модели инструментального отклика рентгеновского телескопа ART-XC. Вторая заключается в поиске наблюдательных проявлений темной материи кэВ-ного масштаба масс с использованием как данных ART-XC, так и, независимо, данных обсерватории NuSTAR. Эти задачи тесно связаны: чувствительность поиска узкой эмиссионной линии темной материи на фоне гладкого спектрального континуума напрямую определяется тем, насколько точно инструментальные особенности наблюдаемого спектра могут быть отделены от гипотетического астрофизического вклада, — а значит решение первой задачи является необходимым условием для успешного решения второй. Сам поиск сигнала темной материи выполнен сразу в двух каналах его возможного проявления — радиационном распаде и аннигиляции — для нескольких независимых астрофизических целей: гало Млечного Пути и ансамбля карликовых сфероидальных галактик Местной группы. Использование двух независимых обсерваторий и нескольких взаимодополняющих методик анализа обеспечивает надежность полученных результатов и позволяет провести их взаимную проверку, что особенно важно для столь тонких эффектов, потенциально подверженных влиянию статистических флуктуаций и трудноучитываемых систематических неопределенностей.

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Разработана физически мотивированная модель энергетического отклика детекторов рентгеновского телескопа ART-XC обсерватории «Спектр-РГ», основанная на последовательном описании физических процессов формирования сигнала и обеспечивающая точное восстановление энергетических характеристик детекторов во всем рабочем диапазоне энергий и на всем протяжении космического полета.
2. По данным первых четырех полных обзоров всего неба, выполненных телескопом СРГ/ART-XC, получены независимые верхние ограничения на угол смешивания распадающихся стерильных нейтрино массой 12–40 кэВ, подтверждающие и дополняющие ранее известные ограничения, полученные другими рентгеновскими инструментами. Также показано, что в рамках механизма рождения Додельсона–Уидроу стерильные ней-

трино с исследованными параметрами массы и смешивания заведомо не способны обеспечить полностью наблюдаемую плотность темной материи во Вселенной.

3. По данным СРГ/ART-XC проведен поиск линии от аннигиляции темной материи в гало Млечного Пути. Получены верхние ограничения на сечение аннигиляции, являвшиеся на момент выполнения работы наиболее сильными среди ограничений, полученных по данным рентгеновских наблюдений, для частиц темной материи с массами 4–15 кэВ.
4. Независимо получены ограничения на параметры аннигилирующей темной материи по наблюдениям 34 карликовых сфероидальных галактик Местной группы: ансамбля из 33 галактик и отдельно ультратусклой галактики Ursa Major III/UNIONS 1.
5. По данным одиннадцатилетнего массива наблюдений рентгеновской обсерватории NuSTAR в режиме боковой засветки получены наиболее строгие на сегодняшний день ограничения на сечение аннигиляции частиц темной материи с массами 3–20 кэВ, независимо подтверждающие и дополняющие ограничения, полученные ранее по данным СРГ/ART-XC.

Ключевым итогом сопоставления результатов, полученных в разных главах, служит их взаимная согласованность при независимости используемых инструментов и методик анализа. Ограничения на сечение аннигиляции темной материи для гало Млечного Пути сначала были получены по данным двухлетнего обзора всего неба телескопом СРГ/ART-XC. Позднее они были независимо подтверждены анализом одиннадцатилетнего массива наблюдений обсерватории NuSTAR в режиме боковой засветки. Обе методики опираются на принципиально разные подходы к выделению сигнала: в первом случае используется пространственно-дифференциальный анализ карты всего неба, во втором — неоднородность распределения полезного сигнала по детектору. При этом данные NuSTAR не только подтвердили результаты ART-XC, но и значительно усилили полученные ограничения. Дополнительное ограничение, полученное по ансамблю карликовых сфероидальных галактик, опирается на существенно иной набор целей с меньшими систематическими неопределенностями в определении плотности темной материи, что делает его устойчивым к возможным неточностям в моделировании гало самого Млечного Пути. Наконец, поиск радиационного распада стерильных нейтрино и поиск аннигиляции темной материи

представляют собой взаимодополняющие каналы проверки, поскольку опираются на различный характер зависимости ожидаемого сигнала от плотности темной материи вдоль луча зрения и потому чувствительны к разным классам моделей. Совокупность этих независимых, но согласованных результатов повышает надежность физической картины, представленной в настоящей работе, и демонстрирует, что построенная в первой главе модель инструментального отклика обеспечивает точность, достаточную для проведения подобного сопоставления между двумя различными рентгеновскими обсерваториями.

Построенная в настоящей работе модель энергетического отклика детекторов ART-XC имеет значение, выходящее далеко за рамки задач поиска темной материи, поскольку определяет точность любого спектрального анализа, выполняемого по данным телескопа. Дальнейшее развитие модели связано с переходом к полному самосогласованному расчету формирования сигнала в детекторе, что позволит устранить оставшиеся расхождения модели с данными в техническом диапазоне энергий и отказаться от ряда используемых в настоящей работе эмпирических поправок. Помимо этого, построенная модель открывает возможность для более глубокой калибровки других характеристик прибора, в частности эффективной площади телескопа в мягкой части его энергетического диапазона. Дальнейшие перспективы поиска темной материи связаны с анализом данных последующих обзоров всего неба телескопом ART-XC, привлечением данных телескопа eROSITA обсерватории «Спектр-РГ» и расширением набора исследуемых астрофизических целей, включая близкие скопления галактик.

Благодарности

Прежде всего хочу выразить признательность своим научным руководителям. Благодарю своего первого научного руководителя Р. А. Буренина за приглашение в отдел, постановку задачи, положившую начало настоящей работе, и первые шаги в науке. Особую благодарность выражаю научному руководителю А. А. Вихлинину, во многом определившему мой подход к организации научной деятельности. Его готовность подробно разбирать любые вопросы и четко выстроенная организация совместной работы позволили за короткое время освоить то, на что при ином подходе потребовались бы годы. На завершающем этапе подготовки диссертации его руководство и поддержка в напряженные периоды позволили выполнить большой объем работы в самые сжатые сроки. Усвоенные принципы организации научной работы стали основой, которую предстоит развивать и передавать дальше.

Благодарю Р. А. Кривоноса и С. Ю. Сазонова за многолетнее научное наставничество и вклад в мое профессиональное становление. Признателен Д. С. Горбунову и В. В. Баринову, выступившим инициаторами тематики поиска темной материи, за консультации по вопросам физики частиц. Также признателен И. Ю. Лапшову, В. В. Левину и А. Ю. Ткаченко за плодотворные обсуждения при работе над калибровкой детекторов ART-XC.

Диссертация является результатом работы в отделе Астрофизики высоких энергий Института космических исследований РАН, и значительная часть этой работы была бы невозможна без доброжелательной атмосферы, сложившейся в коллективе. Благодарю А. А. Мухина, С. А. Воскресенскую, И. А. Зазнобина, Г. С. Ускова, А. С. Горбан, М. И. Бельведерского, С. А. Прохоренко, В. М. Ревнивцева, Д. И. Карасева, Г. А. Хорунжева и многих других коллег за моральную поддержку и ценные советы, которые помогали справляться с трудностями на протяжении всего периода аспирантуры. Неформальное общение во многом определяло, насколько комфортно и продуктивно шла работа над диссертацией.

Отдельно признателен директору ИКИ РАН А. А. Петруковичу за создание в институте условий для научной работы. Искренне благодарю заведующего отделом А. А. Лутовинова за организацию рабочего процесса в отделе и разностороннюю помощь на завершающем этапе подготовки диссертации. Также благодарен заведующей аспирантурой ИКИ РАН И. Н. Анахиной за помощь в организации кандидатских экзаменов.

И под конец хочу поблагодарить Н. С. Артеху. Совместное преодоление одних и тех же трудностей на протяжении десяти лет, от первых лабораторных работ до подачи документов в диссертационный совет, сделало этот путь заметно проще. Благодарю также маму за заботу и поддержку, которые позволили сосредоточиться на научной работе и подготовке диссертации.

Список литературы

1. *Planck Collaboration*. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters / Planck Collaboration, N. Aghanim, et al. // Astronomy and Astrophysics. — 2020. — Sept. — Vol. 641. — A6. — arXiv: 1807.06209 [astro-ph.CO]. — URL: https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910.
2. *Bertone, G.* History of dark matter / G. Bertone, D. Hooper // Reviews of Modern Physics. — 2018. — Oct. — Vol. 90, no. 4. — P. 045002. — arXiv: 1605.04909 [astro-ph.CO]. — URL: https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.045002.
3. *Cirelli, M.* Dark Matter / M. Cirelli, A. Strumia, J. Zupan // arXiv e-prints. — 2024. — June. — arXiv:2406.01705. — arXiv: 2406.01705 [hep-ph]. — URL: https://doi.org/10.48550/arXiv.2406.01705.
4. *Zwicky, F.* Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln / F. Zwicky // Helvetica Physica Acta. — 1933. — Jg. 6. — S. 110–127. — URL: http://dx.doi.org/10.5169/seals-110267.
5. *Rubin, V. C.* Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions / V. C. Rubin, J. Ford W. Kent // The Astrophysical Journal. — 1970. — Feb. — Vol. 159. — P. 379—403. — URL: http://dx.doi.org/10.1086/150317.
6. Direct Constraints on the Dark Matter Self-Interaction Cross Section from the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56 / M. Markevitch [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2004. — May. — Vol. 606, no. 2. — P. 819—824. — arXiv: astro-ph/0309303 [astro-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1086/383178.
7. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter / D. Clowe [et al.] // The Astrophysical Journal Letters. — 2006. — Aug. — Vol. 648, no. 2. — P. L109—L113. — arXiv: astro-ph/0608407 [astro-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1086/508162.
8. *Jungman, G.* Supersymmetric dark matter / G. Jungman, M. Kamionkowski, K. Griest // Physics Reports. — 1996. — Mar. — Vol. 267, no. 5/6. — P. 195—373. — arXiv: hep-ph/9506380 [hep-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(95)00058-5.

9. *Roszkowski, L.* WIMP dark matter candidates and searches – current status and future prospects / L. Roszkowski, E. M. Sessolo, S. Trojanowski // Reports on Progress in Physics. — 2018. — June. — Vol. 81, no. 6. — P. 066201. — arXiv: 1707.06277 [hep-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1088/1361-6633/aab913.

10. First Dark Matter Search with Nuclear Recoils from the XENONnT Experiment / E. Aprile [et al.] // Physical Review Letters. — 2023. — July. — Vol. 131, no. 4. — P. 041003. — arXiv: 2303.14729 [hep-ex]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.041003.

11. Dark Matter Search Results from 1.54 Tonne·Year Exposure of PandaX-4T / Z. Bo [et al.] // Physical Review Letters. — 2025. — Jan. — Vol. 134, no. 1. — P. 011805. — arXiv: 2408.00664 [hep-ex]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.011805.

12. Dark Matter Search Results from 4.2 Tonne-Years of Exposure of the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment / J. Aalbers [et al.] // Physical Review Letters. — 2025. — July. — Vol. 135, no. 1. — P. 011802. — arXiv: 2410.17036 [hep-ex]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/4dyc-z8zf.

13. Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi Large Area Telescope Data / M. Ackermann [et al.] // Physical Review Letters. — 2015. — Dec. — Vol. 115, no. 23. — P. 231301. — arXiv: 1503.02641 [astro-ph.HE]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.231301.

14. Search for Dark Matter Annihilation Signals in the H.E.S.S. Inner Galaxy Survey / H. Abdalla [et al.] // Physical Review Letters. — 2022. — Sept. — Vol. 129, no. 11. — P. 111101. — arXiv: 2207.10471 [astro-ph.HE]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.111101.

15. Search for annihilating dark matter in the Sun with 3 years of IceCube data / M. G. Aartsen [et al.] // The European Physical Journal C. — 2017. — Mar. — Vol. 77, no. 3. — P. 146. — arXiv: 1612.05949 [astro-ph.HE]. — URL: http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4689-9.

16. *Boveia, A.* Dark Matter Searches at Colliders / A. Boveia, C. Doglioni // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2018. — Oct. — Vol. 68, no. 1. — P. 429—459. — arXiv: 1810.12238 [hep-ex]. — URL: http://dx.doi.org/10.1146/annurev-nucl-101917-021008.

17. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos / Y. Fukuda [et al.] // Physical Review Letters. — 1998. — Aug. — Vol. 81, no. 8. — P. 1562—1567. — arXiv: hep-ex/9807003 [hep-ex]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562.

18. Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory / Q. R. Ahmad [et al.] // Physical Review Letters. — 2002. — July. — Vol. 89, no. 1. — P. 011301. — arXiv: nucl-ex/0204008 [nucl-ex]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.011301.

19. *Asaka, T.* The νMSM, dark matter and neutrino masses / T. Asaka, S. Blanchet, M. Shaposhnikov // Physics Letters B. — 2005. — Dec. — Vol. 631, no. 4. — P. 151—156. — arXiv: hep-ph/0503065 [hep-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2005.09.070.

20. *Asaka, T.* The νMSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe / T. Asaka, M. Shaposhnikov // Physics Letters B. — 2005. — July. — Vol. 620, no. 1/2. — P. 17—26. — arXiv: hep-ph/0505013 [hep-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2005.06.020.

21. *Schechter, J.* Neutrino masses in SU(2) $\otimes$ U(1) theories / J. Schechter, J. W. F. Valle // Physical Review D. — 1980. — Nov. — Vol. 22, no. 9. — P. 2227—2235. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.22.2227.

22. *Minkowski, P.* $\mu \to e\gamma$ at a Rate of One Out of 10^9 Muon Decays? / P. Minkowski // Physics Letters B. — 1977. — Apr. — Vol. 67, no. 4. — P. 421—428. — URL: http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(77)90435-X.

23. *Gell-Mann, M.* Complex Spinors and Unified Theories / M. Gell-Mann, P. Ramond, R. Slansky // Supergravity / ed. by P. van Nieuwenhuizen, D. Z. Freedman. — North Holland, 1979. — P. 315—321. — arXiv: 1306.4669 [hep-th]. — Conf. Proc. C790927.

24. *Yanagida, T.* Horizontal Gauge Symmetry and Masses of Neutrinos / T. Yanagida // Proceedings of the Workshop on the Unified Theory and the Baryon Number in the Universe / ed. by O. Sawada, A. Sugamoto. — KEK Report 79-18, 1979. — P. 95—99. — Conf. Proc. C7902131.

25. *Mohapatra, R. N.* Neutrino Mass and Spontaneous Parity Nonconservation / R. N. Mohapatra, G. Senjanovic // Physical Review Letters. — 1980. — Apr. — Vol. 44, no. 14. — P. 912—915. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.44.912.

26. *Volkas, R. R.* Introduction to sterile neutrinos / R. R. Volkas // Progress in Particle and Nuclear Physics. — 2002. — July. — Vol. 48, no. 1. — P. 161—174. — arXiv: hep-ph/0111326 [hep-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1016/S0146-6410(02)00122-9.

27. *Gorbunov, D. S.* Sterile neutrinos and their role in particle physics and cosmology / D. S. Gorbunov // Physics Uspekhi. — 2014. — May. — Vol. 57, no. 5. — P. 503—511. — URL: http://dx.doi.org/10.3367/UFNe.0184.201405i.0545.

28. *Fukugita, M.* Baryogenesis Without Grand Unification / M. Fukugita, T. Yanagida // Physics Letters B. — 1986. — June. — Vol. 174, no. 1. — P. 45—47. — URL: http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(86)91126-3.

29. *Boyarsky, A.* The Role of Sterile Neutrinos in Cosmology and Astrophysics / A. Boyarsky, O. Ruchayskiy, M. Shaposhnikov // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2009. — Nov. — Vol. 59, no. 1. — P. 191—214. — arXiv: 0901.0011 [hep-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1146/annurev.nucl.010909.083654.

30. *Drewes, M.* The Phenomenology of Right Handed Neutrinos / M. Drewes // International Journal of Modern Physics E. — 2013. — Aug. — Vol. 22, no. 8. — P. 1330019—593. — arXiv: 1303.6912 [hep-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1142/S0218301313300191.

31. *Pal, P. B.* Radiative decays of massive neutrinos / P. B. Pal, L. Wolfenstein // Physical Review D. — 1982. — Feb. — Vol. 25, no. 3. — P. 766—773. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.25.766.

32. *Barger, V.* Remarks on the KARMEN anomaly / V. Barger, R. J. N. Phillips, S. Sarkar // Physics Letters B. — 1995. — Feb. — Vol. 352. — P. 365—371. — arXiv: hep-ph/9503295 [hep-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(95)00486-5.

33. *Abazajian, K.* Direct Detection of Warm Dark Matter in the X-Ray / K. Abazajian, G. M. Fuller, W. H. Tucker // The Astrophysical Journal. — 2001. — Dec. — Vol. 562, no. 2. — P. 593—604. — arXiv: astro-ph/0106002 [astro-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1086/323867.

34. *Tremaine, S.* Dynamical Role of Light Neutral Leptons in Cosmology / S. Tremaine, J. E. Gunn // Physical Review Letters. — 1979. — Feb. — Vol. 42, no. 6. — P. 407—410. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.42.407.

35. *Di Paolo, C.* Phase space mass bound for fermionic dark matter from dwarf spheroidal galaxies / C. Di Paolo, F. Nesti, F. L. Villante // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2018. — Apr. — Vol. 475, no. 4. — P. 5385—5397. — arXiv: 1704.06644 [astro-ph.CO]. — URL: http://dx.doi.org/10.1093/mnras/sty091.

36. *Savchenko, D.* New mass bound on fermionic dark matter from a combined analysis of classical dSphs / D. Savchenko, A. Rudakovskyi // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2019. — Aug. — Vol. 487, no. 4. — P. 5711—5720. — arXiv: 1903.01862 [astro-ph.CO]. — URL: http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stz1573.

37. New constraints on the mass of fermionic dark matter from dwarf spheroidal galaxies / J. Alvey [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2021. — Feb. — Vol. 501, no. 1. — P. 1188—1201. — arXiv: 2010.03572 [astro-ph.CO]. — URL: http://dx.doi.org/10.1093/mnras/staa3640.

38. *Colombi, S.* Large Scale Structure Tests of Warm Dark Matter / S. Colombi, S. Dodelson, L. M. Widrow // The Astrophysical Journal. — 1996. — Jan. — Vol. 458. — P. 1. — arXiv: astro-ph/9505029 [astro-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1086/176788.

39. Warm dark matter as a solution to the small scale crisis: New constraints from high redshift Lyman-α forest data / M. Viel [et al.] // Physical Review D. — 2013. — Aug. — Vol. 88, no. 4. — P. 043502. — arXiv: 1306.2314 [astro-ph.CO]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.88.043502.

40. Lyman-alpha Forests cool Warm Dark Matter / J. Baur [et al.] // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2016. — Aug. — Vol. 2016, no. 8. — P. 012. — arXiv: 1512.01981 [astro-ph.CO]. — URL: http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2016/08/012.

41. New Constraints on the free-streaming of warm dark matter from intermediate and small scale Lyman-α forest data / V. Iršič [et al.] // Physical Review D. — 2017. — July. — Vol. 96, no. 2. — P. 023522. — arXiv: 1702.01764 [astro-ph.CO]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.96.023522.

42. *Dodelson, S.* Sterile-neutrinos as dark matter / S. Dodelson, L. M. Widrow // Physical Review Letters. — 1994. — Jan. — Vol. 72, no. 1. — P. 17—20. — arXiv: hep-ph/9303287 [hep-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.17.

43. *Shi, X.-D.* New Dark Matter Candidate: Nonthermal Sterile Neutrinos / X.-D. Shi, G. M. Fuller // Physical Review Letters. — 1999. — Apr. — Vol. 82, no. 14. — P. 2832—2835. — arXiv: astro-ph/9810076 [astro-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.2832.

44. *Shaposhnikov, M.* The νMSM, inflation, and dark matter / M. Shaposhnikov, I. Tkachev // Physics Letters B. — 2006. — Aug. — Vol. 639, no. 5. — P. 414—417. — arXiv: hep-ph/0604236 [hep-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2006.06.063.

45. *Bezrukov, F. L.* Relic gravity waves and 7 keV dark matter from a GeV scale inflaton / F. L. Bezrukov, D. S. Gorbunov // Physics Letters B. — 2014. — Sept. — Vol. 736. — P. 494—498. — arXiv: 1403.4638 [hep-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2014.07.060.

46. *Bezrukov, F.* Induced resonance makes light sterile neutrino Dark Matter cool / F. Bezrukov, A. Chudaykin, D. Gorbunov // Physical Review D. — 2019. — Apr. — Vol. 99, no. 8. — P. 083507. — arXiv: 1809.09123 [hep-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.99.083507.

47. Detection of An Unidentified Emission Line in the Stacked X-ray Spectrum of Galaxy Clusters / E. Bulbul [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2014. — July. — Vol. 789, no. 1. — P. 13. — arXiv: 1402.2301 [astro-ph.CO]. — URL: http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/789/1/13.

48. Unidentified Line in X-Ray Spectra of the Andromeda Galaxy and Perseus Galaxy Cluster / A. Boyarsky [et al.] // Physical Review Letters. — 2014. — Dec. — Vol. 113, no. 25. — P. 251301. — arXiv: 1402.4119 [astro-ph.CO]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.251301.

49. Checking the Dark Matter Origin of a 3.53 keV Line with the Milky Way Center / A. Boyarsky [et al.] // Physical Review Letters. — 2015. — Oct. — Vol. 115, no. 16. — P. 161301. — arXiv: 1408.2503 [astro-ph.CO]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.161301.

50. Searching for the 3.5 keV Line in the Stacked Suzaku Observations of Galaxy Clusters / E. Bulbul [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2016. — Nov. — Vol. 831, no. 1. — P. 55. — arXiv: 1605.02034 [astro-ph.HE]. — URL: http://dx.doi.org/10.3847/0004-637X/831/1/55.

51. *Anderson, M. E.* Non-detection of X-ray emission from sterile neutrinos in stacked galaxy spectra / M. E. Anderson, E. Churazov, J. N. Bregman // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2015. — Oct. — Vol. 452, no. 4. — P. 3905—3923. — arXiv: 1408.4115 [astro-ph.HE]. — URL: http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stv1559.

52. *Neronov, A.* Decaying dark matter search with NuSTAR deep sky observations / A. Neronov, D. Malyshev, D. Eckert // Physical Review D. — 2016. — Dec. — Vol. 94, no. 12. — P. 123504. — arXiv: 1607.07328 [astro-ph.HE]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.94.123504.

53. Hitomi Constraints on the 3.5 keV Line in the Perseus Galaxy Cluster / F. A. Aharonian [et al.] // The Astrophysical Journal Letters. — 2017. — Mar. — Vol. 837, no. 1. — P. L15. — arXiv: 1607.07420 [astro-ph.HE]. — URL: http://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/aa61fa.

54. *Dessert, C.* The dark matter interpretation of the 3.5-keV line is inconsistent with blank-sky observations / C. Dessert, N. L. Rodd, B. R. Safdi // Science. — 2020. — Mar. — Vol. 367, no. 6485. — P. 1465—1467. — arXiv: 1812.06976 [astro-ph.CO]. — URL: http://dx.doi.org/10.1126/science.aaw3772.

55. Deep Search for Decaying Dark Matter with XMM-Newton Blank-Sky Observations / J. W. Foster [et al.] // Physical Review Letters. — 2021. — July. — Vol. 127, no. 5. — P. 051101. — arXiv: 2102.02207 [astro-ph.CO]. — URL: https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.051101.

56. Long-exposure NuSTAR constraints on decaying dark matter in the Galactic halo / B. M. Roach [et al.] // Physical Review D. — 2023. — Jan. — Vol. 107, no. 2. — P. 023009. — arXiv: 2207.04572 [astro-ph.HE]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.107.023009.

57. Was There a 3.5 keV Line? / C. Dessert [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2024. — Apr. — Vol. 964, no. 2. — P. 185. — arXiv: 2309.03254 [astro-ph.CO]. — URL: http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ad2612.

58. *Jeltema, T. E.* Discovery of a 3.5 keV line in the Galactic Centre and a critical look at the origin of the line across astronomical targets / T. E. Jeltema, S. Profumo // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2015. — June. — Vol. 450, no. 2. — P. 2143—2152. — arXiv: 1408.1699 [astro-ph.HE]. — URL: http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stv768.

59. Comment on the paper ”Dark matter searches going bananas: the contribution of Potassium (and Chlorine) to the 3.5 keV line” by T. Jeltema and S. Profumo / A. Boyarsky [et al.] // arXiv e-prints. — 2014. — Aug. — arXiv:1408.4388. — arXiv: 1408.4388 [astro-ph.CO]. — URL: https://arxiv.org/abs/1408.4388.

60. *Batell, B.* Dark discrete gauge symmetries / B. Batell // Physical Review D. — 2011. — Feb. — Vol. 83, no. 3. — P. 035006. — arXiv: 1007.0045 [hep-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.83.035006.

61. Z_3 Scalar Singlet Dark Matter / G. Bélanger [et al.] // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2013. — Jan. — Vol. 2013, no. 1. — P. 022. — arXiv: 1211.1014 [hep-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2013/01/022.

62. *Lanfranchi, G.* The Search for Feebly Interacting Particles / G. Lanfranchi, M. Pospelov, P. Schuster // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2021. — Sept. — Vol. 71. — P. 279—313. — arXiv: 2011.02157 [hep-ph]. — URL: https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102419-055056.

63. Feebly-interacting particles: FIPs 2020 workshop report / P. Agrawal [et al.] // European Physical Journal C. — 2021. — Nov. — Vol. 81, no. 11. — P. 1015. — arXiv: 2102.12143 [hep-ph]. — URL: https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09703-7.

64. *Goudelis, A.* Clockworking FIMPs / A. Goudelis, K. A. Mohan, D. Sengupta // Journal of High Energy Physics. — 2018. — Oct. — Vol. 2018, no. 10. — P. 14. — arXiv: 1807.06642 [hep-ph]. — URL: https://doi.org/10.1007/JHEP10(2018)014.

65. *D'Eramo, F.* Lower mass bounds on FIMP dark matter produced via freeze-in / F. D'Eramo, A. Lenoci // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2021. — Oct. — Vol. 2021, no. 10. — P. 045. — arXiv: 2012.01446 [hep-ph]. — URL: https://doi.org/10.1088/1475-7516/2021/10/045.

66. *Cheek, A.* Gemini dark matter / A. Cheek, Y.-C. Qiu, L. Tan // Physical Review D. — 2024. — Oct. — Vol. 110, no. 7. — P. 075021. — arXiv: 2407.01099 [hep-ph]. — URL: https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.075021.

67. *Slatyer, T. R.* CMB Constraints on WIMP Annihilation: Energy Absorption During the Recombination Epoch / T. R. Slatyer, N. Padmanabhan, D. P. Finkbeiner // Physical Review D. — 2009. — Aug. — Vol. 80, no. 4. — P. 043526. — arXiv: 0906.1197 [astro-ph.CO]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.80.043526.

68. CMB constraints on Dark Matter models with large annihilation cross-section / S. Galli [et al.] // Physical Review D. — 2009. — July. — Vol. 80, no. 2. — P. 023505. — arXiv: 0905.0003 [astro-ph.CO]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.80.023505.

69. Updated CMB constraints on Dark Matter annihilation cross-sections / S. Galli [et al.] // Physical Review D. — 2011. — July. — Vol. 84, no. 2. — P. 027302. — arXiv: 1106.1528 [astro-ph.CO]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.84.027302.

70. Searching for Dark Matter in the CMB: A Compact Parameterization of Energy Injection from New Physics / D. P. Finkbeiner [et al.] // Physical Review D. — 2012. — Feb. — Vol. 85, no. 4. — P. 043522. — arXiv: 1109.6322 [astro-ph.CO]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.85.043522.

71. *Jeltema, T. E.* Searching for Dark Matter with X-Ray Observations of Local Dwarf Galaxies / T. E. Jeltema, S. Profumo // The Astrophysical Journal. — 2008. — Oct. — Vol. 686, no. 2. — P. 1045—1055. — arXiv: 0805.1054 [astro-ph]. — URL: https://doi.org/10.1086/591495.

72. *Slatyer, T. R.* Indirect dark matter signatures in the cosmic dark ages. I. Generalizing the bound on s -wave dark matter annihilation from Planck results / T. R. Slatyer // Physical Review D. — 2016. — Jan. — Vol. 93, no. 2. — P. 023527. — arXiv: 1506.03811 [hep-ph]. — URL: https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.023527.

73. New constraints on sterile neutrino dark matter from NuSTAR M31 observations / K. C. Y. Ng [et al.] // Physical Review D. — 2019. — Apr. — Vol. 99, no. 8. — P. 083005. — arXiv: 1901.01262 [astro-ph.HE]. — URL: https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.083005.

74. *Laha, R.* INTEGRAL constraints on primordial black holes and particle dark matter / R. Laha, J. B. Muñoz, T. R. Slatyer // Physical Review D. — 2020. — June. — Vol. 101, no. 12. — P. 123514. — arXiv: 2004.00627 [astro-ph.CO]. — URL: https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.123514.

75. An INTEGRAL/SPI view of reticulum II: particle dark matter and primordial black holes limits in the MeV range / T. Siegert [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2022. — Mar. — Vol. 511, no. 1. — P. 914—924. — arXiv: 2109.03791 [astro-ph.HE]. — URL: https://doi.org/10.1093/mnras/stac008.

76. *Siegert, T.* Sub-GeV dark matter annihilation: limits from Milky Way observations with INTEGRAL / T. Siegert, F. Calore, P. D. Serpico // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2024. — Feb. — Vol. 528, no. 2. — P. 3433—3440. — arXiv: 2401.03795 [astro-ph.HE]. — URL: https://doi.org/10.1093/mnras/stae104.

77. The ART-XC telescope on board the SRG observatory / M. Pavlinsky [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 2021. — June. — Vol. 650. — A42. — arXiv: 2103.12479 [astro-ph.HE]. — URL: https://doi.org/10.1051/0004-6361/202040265.

78. On-ground calibration of the ART-XC/SRG mirror system and detector unit at IKI. Part I / M. Pavlinsky [et al.] // Experimental Astronomy. — 2018. — Aug. — Vol. 45, no. 3. — P. 315—350. — URL: http://dx.doi.org/10.1007/s10686-018-9582-5.

79. On-ground calibration of the ART-XC/SRG mirror system and detector unit at IKI. Part II / M. Pavlinsky [et al.] // Experimental Astronomy. — 2019. — Apr. — Vol. 47, no. 1/2. — P. 1 —-27. — URL: https://doi.org/10.1007/s10686-018-9610-5.

80. On-ground calibration of the ART-XC/SRG mirror system and detector unit at IKI. Part III / M. Pavlinsky [et al.] // Experimental Astronomy. — 2019. — Dec. — Vol. 48, no. 2/3. — P. 233—244. — URL: https://doi.org/10.1007/s10686-019-09646-8.

81. The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) High-energy X-Ray Mission / F. A. Harrison [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2013. — June. — Vol. 770, no. 2. — P. 103. — arXiv: 1301.7307 [astro-ph.IM]. — URL: https://doi.org/10.1088/0004-637X/770/2/103.

82. Strong Limits on keV-Scale Galactic Sterile Neutrino Dark Matter with Stray Light from NuSTAR after 11 Years of Operation / R. A. Krivonos [et al.] // Physical Review Letters. — 2024. — Dec. — Vol. 133, no. 26. — P. 261002. — arXiv: 2405.17861 [hep-ph]. — URL: https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.133.261002.

83. *Arnaud, K.* XSPEC: An X-Ray Spectral Fitting Package, User's Guide / K. Arnaud, B. Dorman, C. Gordon ; HEASARC, NASA/GSFC. — URL: https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/manual.html.

84. *Sarazin, C. L.* X-ray emission from clusters of galaxies / C. L. Sarazin // Reviews of Modern Physics. — 1986. — Vol. 58. — P. 1—115.

85. XMM-Newton and Chandra cross-calibration using HIFLUGCS galaxy clusters: Systematic temperature differences and cosmological impact / G. Schellenberger [et al.] // Astronomy & Astrophysics. — 2015. — Vol. 575. — A30.

86. Tempestuous life beyond R_{500}: X-ray view on the Coma cluster with SRG/eROSITA. I. X-ray morphology, recent merger, and radio halo connection / E. Churazov [et al.] // Astronomy & Astrophysics. — 2021. — Vol. 651. — A41.

87. Cyclotron lines in highly magnetized neutron stars / R. Staubert [et al.] // Astronomy & Astrophysics. — 2019. — Vol. 622. — A61.

88. Discovery of the 5 keV Cyclotron Line Followed by Three Harmonics in Swift J1626.6–5156 / S. Molkov [et al.] // The Astrophysical Journal Letters. — 2021. — Vol. 915. — P. L27.

89. All-sky limits on sterile neutrino galactic dark matter obtained with SRG/ART-XC after two years of operations / E. I. Zakharov [et al.] // Physical Review D. — 2024. — Jan. — Vol. 109, no. 2. — P. L021301. — arXiv: 2303.12673 [astro-ph.HE]. — URL: https://doi.org/10.1103/PhysRevD.109.L021301.

90. Constraints on the parameters of keV-scale mass annihilating dark matter obtained with SRG/ART-XC observations / E. I. Zakharov [et al.] // Physical Review D. — 2024. — Dec. — Vol. 110, no. 12. — P. 123026. — arXiv: 2407.18371 [astro-ph.HE]. — URL: https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.123026.

91. SRG/ART-XC all-sky X-ray survey: Catalog of sources detected during the first year / M. Pavlinsky [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 2022. — May. — Vol. 661. — A38. — arXiv: 2107.05879 [astro-ph.HE]. — URL: https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141770.

92. SRG/ART-XC all-sky X-ray survey: Catalog of sources detected during the first five surveys / S. Sazonov [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 2024. — July. — Vol. 687. — A183. — arXiv: 2405.09184 [astro-ph.HE]. — URL: https://doi.org/10.1051/0004-6361/202348950.

93. SRG X-ray orbital observatory. Its telescopes and first scientific results / R. Sunyaev [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 2021. — Dec. — Vol. 656. — A132. — arXiv: 2104.13267 [astro-ph.HE]. — URL: https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141179.

94. The calibration of flight mirror modules for the ART-XC instrument on board the SRG mission / M. Gubarev [et al.] // Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray. Vol. 9144 / ed. by T. Takahashi, J.-W. A. den Herder, M. Bautz. — 07/2014. — 91444U. — (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).

95. Calibration of the ART-XC mirror modules at MSFC / R. Krivonos [et al.] // Experimental Astronomy. — 2017. — Oct. — Vol. 44, no. 1. — P. 147—164. — arXiv: 1708.09783 [astro-ph.IM].

96. Inflight calibration of SRG/ART-XC point spread function at large off-axis angles / R. Krivonos [et al.] // Experimental Astronomy. — 2025. — June. — Vol. 59, no. 3. — P. 37. — arXiv: 2505.13296 [astro-ph.IM].

97. Status of ART-XC/SRG instrument / M. Pavlinsky [et al.] // Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray. Vol. 9905 / ed. by J.-W. A. den Herder, T. Takahashi, M. Bautz. — 07/2016. — 99051J. — (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).

98. Results of ground tests and calibration of x-ray focal plane detectors for ART-XC/SRG instrument / V. Levin [et al.] // Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray. Vol. 9905 / ed. by J.-W. A. den Herder, T. Takahashi, M. Bautz. — 07/2016. — P. 990551. — (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series).

99. Detectors and integrated circuits of orbiting telescopes / V. V. Levin [и др.] // Usp. Fiz. Nauk. — 2024. — Т. 194, № 4. — С. 404—415. — URL: https://ufn.ru/ru/articles/2024/4/g/.

100. *RITVERC GmbH*. ^{241}Am: Gamma and X-Ray Radiation Sources / RITVERC GmbH. — URL: https://www.ritverc.com. Product datasheet, RITVERC GmbH.

101. Evaluation of atomic and nuclear decay data for metrology applications / X. Mougeot [et al.] // Metrologia. — 2025. — Vol. 62. — P. 029001.

102. *Bearden, J. A.* X-Ray Wavelengths / J. A. Bearden // Reviews of Modern Physics. — 1967. — Vol. 39. — P. 78—124.

103. *Lépy, M.-C.* Measurement of ^{241}Am L X-ray emission probabilities / M.-C. Lépy, J. Plagnard, L. Ferreux // Applied Radiation and Isotopes. — 2008. — Vol. 66, no. 6/7. — P. 715—721.

104. *Chechev, V. P.* Table de Radionucléides: ^{241}Am / V. P. Chechev, N. K. Kuzmenko. — 2012. — Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB/CEA), http://www.lnhb.fr/nuclides/Am-241_tables.pdf.

105. Imaging and spectral performance of CdTe double-sided strip detectors for the Hard X-ray Imager onboard ASTRO-H / K. Hagino [et al.] // Space Telescopes and Instrumentation 2012: Ultraviolet to Gamma Ray. Vol. 8443. — 2012. — P. 844355. — (Proc. SPIE).

106. Spectral calibration and modeling of the NuSTAR CdZnTe pixel detectors / T. Kitaguchi [et al.] // UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XVII. Vol. 8145. — 2011. — P. 814507. — (Proc. SPIE).

107. Development of a spectral model based on charge transport for the Swift/BAT 32K CdZnTe detector array / G. Sato [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2005. — Vol. 541, no. 1/2. — P. 372—384.

108. GEANT4—a simulation toolkit / S. Agostinelli [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. — 2003. — July. — Vol. 506, no. 3. — P. 250—303.

109. *Hecht, K.* Zum Mechanismus des lichtelektrischen Primärstromes in isolierenden Kristallen / K. Hecht // Zeitschrift fur Physik. — 1932. — März. — Jg. 77, Nr. 3/4. — S. 235–245.

110. *Knoll, G. F.* Radiation Detection and Measurement / G. F. Knoll. — 4th. — Hoboken, NJ : John Wiley & Sons, 2010.

111. ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions / M. J. Berger [et al.]. — 2005. — URL: http://physics.nist.gov/Star. NIST Standard Reference Database 124, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.

112. X-Ray Fluorescence Yields, Auger, and Coster-Kronig Transition Probabilities / W. Bambynek [et al.] // Reviews of Modern Physics. — 1972. — Vol. 44. — P. 716—813.

113. *Auger, P.* Sur l'effet photoélectrique composé / P. Auger // Journal de Physique et le Radium. — 1925. — Vol. 6. — P. 205—208.

114. XCOM: Photon Cross Section Database (version 1.5) / M. J. Berger [et al.]. — 2010. — National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. http://physics.nist.gov/xcom.

115. Recent developments in GEANT4 / J. Allison [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. — 2016. — Nov. — Vol. 835. — P. 186—225.

116. *Cullen, D. E.* EPDL97: the Evaluated Photon Data Library, '97 version : tech. rep. / D. E. Cullen, J. H. Hubbell, L. Kissel ; Lawrence Livermore National Laboratory. — 1997. — UCRL—50400, Vol. 6, Rev. 5.

117. Geant4 low energy electromagnetic physics / S. Chauvie [et al.] // IEEE Symposium Conference Record Nuclear Science 2004. Vol. 3. — 01/2004. — P. 138.

118. *Owens, A.* Compound semiconductor radiation detectors / A. Owens, A. Peacock // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2004. — Vol. 531, no. 1/2. — P. 18—37.

119. *Fano, U.* Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions / U. Fano // Physical Review. — 1947. — Vol. 72, no. 1. — P. 26—29.

120. High-resolution CdTe detector and applications to imaging devices / T. Takahashi [et al.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2001. — Vol. 48, no. 3. — P. 287—291.

121. Progress in the development of CdTe and CdZnTe semiconductor radiation detectors for astrophysical and medical applications / S. Del Sordo [et al.] // Sensors. — 2009. — Vol. 9, no. 5. — P. 3491—3526.

122. Measurement of mobility and lifetime of electrons and holes in a Schottky CdTe diode / G. Ariño-Estrada [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2014. — Vol. 9. — P. C12032.

123. *Redus, R.* Charge Trapping in XR-100T-CdTe and -CZT Detectors : tech. rep. / R. Redus ; Amptek Inc. — 2008. — Application Note ANCZT—2 Rev. 3.

124. Drift mobility and mobility-lifetime products in CdTe:Cl grown by the travelling heater method / P. J. Sellin [et al.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2005. — Vol. 52, no. 6. — P. 3074—3078.

125. Growth and characterization of CdTe single crystal for radiation detectors / M. Funaki [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 1999. — Vol. 436, no. 1/2. — P. 120—126.

126. *Kolanoski, H.* Particle Detectors: Fundamentals and Applications / H. Kolanoski, N. Wermes. — USA : Oxford University Press, 2020.

127. *Shockley, W.* Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge / W. Shockley // Journal of Applied Physics. — 1938. — Vol. 9, no. 10. — P. 635—636.

128. *Ramo, S.* Currents Induced by Electron Motion / S. Ramo // Proceedings of the IRE. — 1939. — Vol. 27, no. 9. — P. 584—585.

129. *He, Z.* Review of the Shockley–Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors / Z. He // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2001. — Vol. 463, no. 1/2. — P. 250—267.

130. *Fick, A.* Ueber Diffusion / A. Fick // Annalen der Physik und Chemie. — 1855. — Jg. 170. — S. 59–86.

131. *Einstein, A.* Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen / A. Einstein // Annalen der Physik. — 1905. — Jg. 322, Nr. 8. — S. 549–560.

132. Modeling charge-sharing effects in pixellated CZT detectors / K. Iniewski [et al.] // IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. — 2007. — P. 4608—4611.

133. *Gatti, E.* Dynamics of electrons in drift detectors / E. Gatti, A. Hrisoho, P. Rehak // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. — 1984. — Vol. 226, no. 1. — P. 129—141.

134. *Spieler, H.* Semiconductor Detector Systems / H. Spieler. — Oxford : Oxford University Press, 2005. — (Series on Semiconductor Science and Technology ; 12).

135. A first principle method to simulate the spectral response of CdZnTe-based X- and gamma-ray detectors / M. Bettelli [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. — 2020. — Apr. — Vol. 960. — P. 163663.

136. Low Energy Characterization of Caliste HD, a Fine Pitch CdTe-Based Imaging Spectrometer / S. Dubos [et al.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2013. — Oct. — Vol. 60, no. 5. — P. 3824—3832.

137. Study of the Thickness of the Dead Layer Below Electrodes, Deposited by Electroless Technique, in CdTe Nuclear Detectors / K. Zahraman [et al.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2006. — Jan. — Vol. 53, no. 1. — P. 378—382.

138. Determining the sub-surface damage of CdTe single crystals after lapping / O. Šik [et al.] // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. — 2018. — Vol. 29. — P. 9652—9662.

139. *Grimm, O.* Spectral signature of near-surface damage in CdTe X-ray detectors / O. Grimm // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. — 2020. — Feb. — Vol. 953. — P. 163104.

140. Changes in detection characteristics of CdTe X-ray sensors by proton irradiation / O. Grimm [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. — 2020. — Aug. — Vol. 972. — P. 164116.

141. A charge transfer inefficiency correction model for the Chandra advanced CCD imaging spectrometer / C. E. Grant [et al.] // High-Energy Detectors in Astronomy. Vol. 5501 / ed. by A. D. Holland. — 09/2004. — P. 177—188. — (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series). — arXiv: astro-ph/0407199 [astro-ph].

142. Mitigating Charge Transfer Inefficiency in the Chandra X-Ray Observatory Advanced CCD Imaging Spectrometer / L. K. Townsley [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2000. — Vol. 534, no. 2. — P. L139—L142.

143. *Nadarajah, S.* A generalized normal distribution / S. Nadarajah // Journal of Applied Statistics. — 2005. — Vol. 32, no. 7. — P. 685—694.

144. Origin of the Galactic ridge X-ray emission / M. Revnivtsev [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 2006. — June. — Vol. 452, no. 1. — P. 169—178. — URL: https://doi.org/10.1051/0004-6361:20054268.

145. Towards testing sterile neutrino dark matter with the Spectrum-Roentgen-Gamma mission / V. V. Barinov [et al.] // Physical Review D. — 2021. — Mar. — Vol. 103, no. 6. — P. 063512. — arXiv: 2007.07969 [astro-ph.CO]. — URL: https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.063512.

146. *Dehnen, W.* The velocity dispersion and mass profile of the Milky Way / W. Dehnen, D. E. McLaughlin, J. Sachania // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2006. — July. — Vol. 369, no. 4. — P. 1688—1692. — arXiv: astro-ph/0603825 [astro-ph]. — URL: https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10404.x.

147. *Navarro, J. F.* The Structure of Cold Dark Matter Halos / J. F. Navarro, C. S. Frenk, S. D. M. White // Astrophysical Journal. — 1996. — May. — Vol. 462. — P. 563. — arXiv: astro-ph/9508025 [astro-ph]. — URL: https://doi.org/10.1086/177173.

148. Almost closing the ν MSM sterile neutrino dark matter window with NuSTAR / K. Perez [et al.] // Physical Review D. — 2017. — June. — Vol. 95, no. 12. — P. 123002. — arXiv: 1609.00667 [astro-ph.HE]. — URL: https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.123002.

149. *McMillan, P. J.* The mass distribution and gravitational potential of the Milky Way / P. J. McMillan // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2017. — Feb. — Vol. 465, no. 1. — P. 76—94. — arXiv: 1608.00971 [astro-ph.GA]. — URL: https://doi.org/10.1093/mnras/stw2759.

150. *Li, T.-P.* Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. / T.-P. Li, Y.-Q. Ma // Astrophysical Journal. — 1983. — Sept. — Vol. 272. — P. 317—324. — URL: https://doi.org/10.1086/161295.

151. NuSTAR tests of sterile-neutrino dark matter: New Galactic bulge observations and combined impact / B. M. Roach [et al.] // Physical Review D. — 2020. — May. — Vol. 101, no. 10. — P. 103011. — arXiv: 1908.09037 [astro-ph.HE]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.101.103011.

152. Improved limits on sterile neutrino dark matter using full-sky Fermi Gamma-ray Burst Monitor data / K. C. Y. Ng [et al.] // Physical Review D. — 2015. — Aug. — Vol. 92, no. 4. — P. 043503. — arXiv: 1504.04027 [astro-ph.CO]. — URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.92.043503.

153. An X-ray spectroscopic search for dark matter in the Perseus cluster with Suzaku / T. Tamura [et al.] // Publications of the Astronomical Society of Japan. — 2015. — Apr. — Vol. 67, no. 2. — P. 23. — arXiv: 1412.1869 [astro-ph.HE]. — URL: https://doi.org/10.1093/pasj/psu156.

154. *Watson, C. R.* Constraining sterile neutrino warm dark matter with Chandra observations of the Andromeda galaxy / C. R. Watson, Z. Li, N. K. Polley // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2012. — Mar. — Vol. 2012, no. 3. — P. 018. — arXiv: 1111.4217 [astro-ph.CO]. — URL: https://doi.org/10.1088/1475-7516/2012/03/018.

155. Searching for decaying dark matter in deep XMM-Newton observation of the Draco dwarf spheroidal / O. Ruchayskiy [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2016. — Aug. — Vol. 460, no. 2. — P. 1390—1398. — arXiv: 1512.07217 [astro-ph.HE]. — URL: https://doi.org/10.1093/mnras/stw1026.

156. *Riemer-Sørensen, S.* Decaying dark matter in the Draco dwarf galaxy / S. Riemer-Sørensen, S. H. Hansen // Astronomy and Astrophysics. — 2009. — June. — Vol. 500, no. 2. — P. L37—L40. — URL: https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912430.

157. Direct x-ray constraints on sterile neutrino warm dark matter / C. R. Watson [et al.] // Physical Review D. — 2006. — Aug. — Vol. 74, no. 3. — P. 033009. — arXiv: astro-ph/0605424 [astro-ph]. — URL: https://doi.org/10.1103/PhysRevD.74.033009.

158. *Cherry, J. F.* Closing in on resonantly produced sterile neutrino dark matter / J. F. Cherry, S. Horiuchi // Physical Review D. — 2017. — Apr. — Vol. 95, no. 8. — P. 083015. — arXiv: 1701.07874 [hep-ph]. — URL: https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.083015.

159. *Laine, M.* Sterile neutrino dark matter as a consequence of νMSM-induced lepton asymmetry / M. Laine, M. Shaposhnikov // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2008. — June. — Vol. 2008, no. 6. — P. 031. — arXiv: 0804.4543 [hep-ph]. — URL: https://doi.org/10.1088/1475-7516/2008/06/031.

160. Sterile neutrino dark matter: Weak interactions in the strong coupling epoch / T. Venumadhav [et al.] // Physical Review D. — 2016. — Aug. — Vol. 94, no. 4. — P. 043515. — arXiv: 1507.06655 [astro-ph.CO]. — URL: https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.043515.

161. *Dasgupta, B.* Sterile neutrinos / B. Dasgupta, J. Kopp // Physics Reports. — 2021. — Sept. — Vol. 928. — P. 1—63. — arXiv: 2106.05913 [hep-ph]. — URL: http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2021.06.002.

162. The Circular Velocity Curve of the Milky Way from 5 to 25 kpc / A.-C. Eilers [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2019. — Jan. — Vol. 871, no. 1. — P. 120. — arXiv: 1810.09466 [astro-ph.GA]. — URL: https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaf648.

163. *Sofue, Y.* Rotation Curve of the Milky Way and the Dark Matter Density / Y. Sofue // Galaxies. — 2020. — Apr. — Vol. 8, no. 2. — P. 37. — arXiv: 2004.11688 [astro-ph.GA]. — URL: https://doi.org/10.3390/galaxies8020037.

164. The dark matter profile of the Milky Way inferred from its circular velocity curve / X. Ou [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2024. — Feb. — Vol. 528, no. 1. — P. 693—710. — arXiv: 2303.12838 [astro-ph.GA]. — URL: https://doi.org/10.1093/mnras/stae034.

165. The milky way total mass profile as inferred from Gaia DR2 / M. Cautun [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2020. — May. — Vol. 494, no. 3. — P. 4291—4313. — arXiv: 1911.04557 [astro-ph.GA]. — URL: https://doi.org/10.1093/mnras/staa1017.

166. Mapping dark matter in the Milky Way using normalizing flows and Gaia DR3 / S. H. Lim [et al.] // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2025. — Jan. — Vol. 2025, no. 1. — P. 021. — arXiv: 2305.13358 [astro-ph.GA]. — URL: https://doi.org/10.1088/1475-7516/2025/01/021.

167. *Nesti, F.* The Dark Matter halo of the Milky Way, AD 2013 / F. Nesti, P. Salucci // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2013. — July. — Vol. 2013, no. 7. — P. 016. — arXiv: 1304.5127 [astro-ph.GA]. — URL: https://doi.org/10.1088/1475-7516/2013/07/016.

168. *Lin, H.-N.* The dark matter profiles in the Milky Way / H.-N. Lin, X. Li // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2019. — Aug. — Vol. 487, no. 4. — P. 5679—5684. — arXiv: 1906.08419 [astro-ph.GA]. — URL: https://doi.org/10.1093/mnras/stz1698.

169. *Pace, A. B.* Scaling relations for dark matter annihilation and decay profiles in dwarf spheroidal galaxies / A. B. Pace, L. E. Strigari // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2019. — Jan. — Vol. 482, no. 3. — P. 3480—3496. — arXiv: 1802.06811 [astro-ph.GA]. — URL: https://doi.org/10.1093/mnras/sty2839.

170. Effective J -factors for Milky Way dwarf spheroidal galaxies with velocity-dependent annihilation / K. K. Boddy [et al.] // Physical Review D. — 2020. — July. — Vol. 102, no. 2. — P. 023029. — arXiv: 1909.13197 [astro-ph.CO]. — URL: https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.023029.

171. Ursa Major III/UNIONS 1: The Darkest Galaxy Ever Discovered? / R. Errani [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2024. — Apr. — Vol. 965, no. 1. — P. 20. — arXiv: 2311.10134 [astro-ph.GA]. — URL: https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad2267.

172. The Discovery of the Faintest Known Milky Way Satellite Using UNIONS / S. E. T. Smith [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2024. — Jan. — Vol. 961, no. 1. — P. 92. — arXiv: 2311.10147 [astro-ph.GA]. — URL: https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad0d9f.

173. Stellar mass map and dark matter distribution in M 31 / A. Tamm [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 2012. — Oct. — Vol. 546. — A4. — arXiv: 1208.5712 [astro-ph.CO]. — URL: https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220065.

174. Hunting for the Dark Matter Wake Induced by the Large Magellanic Cloud / N. Garavito-Camargo [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2019. — Oct. — Vol. 884, no. 1. — P. 51. — arXiv: 1902.05089 [astro-ph.GA]. — URL: https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab32eb.

175. Observational Artifacts of NuSTAR: Ghost Rays and Stray Light / K. K. Madsen [et al.] // Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems. — 2017. — Oct. — Vol. 3, no. 4. — P. 044003. — arXiv: 1711.02719 [astro-ph.IM]. — URL: https://doi.org/10.1117/1.JATIS.3.4.044003.

176. *Perez, K.* The Galactic Bulge Diffuse Emission in Broadband X-Rays with NuSTAR / K. Perez, R. Krivonos, D. R. Wik // The Astrophysical Journal. — 2019. — Oct. — Vol. 884, no. 2. — P. 153. — arXiv: 1909.05916 [astro-ph.HE]. — URL: https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab4590.

177. NuSTAR measurement of the cosmic X-ray background in the 3-20 keV energy band / R. Krivonos [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2021. — Apr. — Vol. 502, no. 3. — P. 3966—3975. — arXiv: 2011.11469 [astro-ph.HE]. — URL: https://doi.org/10.1093/mnras/stab209.

178. Wavelet-based image decomposition method for NuSTAR stray light background studies / A. Mukhin [et al.] // Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems. — 2023. — Oct. — Vol. 9, no. 4. — P. 048001. — arXiv: 2310.10516 [astro-ph.IM]. — URL: https://doi.org/10.1117/1.JATIS.9.4.048001.

179. The Spectrum of Diffuse Cosmic Hard X-Rays Measured with HEAO 1 / D. E. Gruber [et al.] // The Astrophysical Journal. — 1999. — July. — Vol. 520, no. 1. — P. 124—129. — arXiv: astro-ph/9903492 [astro-ph]. — URL: https://doi.org/10.1086/307450.

180. Measuring the Cosmic X-Ray Background in 3-20 KeV with Stray Light from NuSTAR / S. Rossland [et al.] // The Astronomical Journal. — 2023. — July. — Vol. 166, no. 1. — P. 20. — arXiv: 2304.07962 [astro-ph.HE]. — URL: https://doi.org/10.3847/1538-3881/acd0ae.

181. Upper limits of ^{44}Ti decay emission in four nearby thermonuclear supernova remnants / J. Weng [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2024. — Apr. — Vol. 529, no. 2. — P. 999—1011. — arXiv: 2402.14637 [astro-ph.HE]. — URL: https://doi.org/10.1093/mnras/stae584.