

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт космических исследований Российской академии наук

на правах рукописи

Хабибуллин Ильдар Инзилович

Внегалактические транзиентные источники
в планируемом обзоре неба обсерватории Спектр-РГ
и архивных данных ROSAT и XMM-Newton.

Моделирование рентгеновского излучения
релятивистских струй

01.03.02 Астрофизика, звездная астрономия

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д.ф.-м.н. С. Ю. Сазонов

Москва, 2015

Оглавление

1	Введение	3
1.1	Актуальность и цели работы	6
2	Перспективы обнаружения рентгеновских послесвечений гамма-всплесков	8
2.1	Введение	8
2.2	Задачи и аналитические оценки	9
2.2.1	Задача 1: “слепой” поиск послесвечений	10
2.2.2	Задача 2: послесвечения с гамма-триггером	14
2.3	Монте-Карло моделирование: послесвечения длинных гамма-всплесков	15
2.3.1	Популяция послесвечений гамма-всплесков	15
2.3.2	Результаты	18
2.4	Конкуренция с источниками других типов	21
2.4.1	Активные ядра галактик	21
2.4.2	Звездные вспышки	22
2.4.3	Кросс-корреляция с каталогами оптических и ИК источников	23
2.5	Послесвечения других классов гамма-всплесков	24
2.5.1	Короткие гамма-всплески	25
2.5.2	Ультражесткие (ГэВ-ные) гамма-всплески	25
2.5.3	Рентгеновские вспышки	26
2.6	Послесвечения без наблюдаемого гамма-всплеска	28
2.7	Выводы	29
3	Перспективы обнаружения событий приливного разрушения звезд СМЧД	36
3.1	Введение	36
3.2	Проявления TDE в рентгеновском диапазоне	38
3.2.1	Свойства кривой блеска	38
3.2.2	Спектральные свойства	41
3.3	Методика обнаружения	43
3.3.1	Обзор всего неба проекта Спектр-РГ	43
3.3.2	Критерии идентификации	44
3.3.3	Детектирование в нескольких снимках неба eRASS	47
3.4	Результаты	49
3.4.1	Прогнозируемый темп детектирования	49
3.4.2	Зависимость от M_{BH} и фазы первого детектирования	52
3.4.3	Обнаружение TDE путем сравнения данных eRASS и RASS	56
3.4.4	TDE с релятивистскими джетами	57

3.5	Обсуждение	58
3.5.1	Кросс-корреляция с другими обзорами	58
3.5.2	Последующие наблюдения	59
3.6	Выводы	60
4	Поиск вспышек излучения в результате приливного разрушения звезд СМЧД с помощью кросс-корреляции данных каталога ярких источников ROSATи наблюдений обсерватории XMM-Newton	68
4.1	Введение	68
4.2	Методика поиска	70
4.2.1	Каталог ярких источников RASS	70
4.2.2	Каталог источников, зарегистрированных в точечных наблюдениях XMM-Newton	71
4.2.3	Обнаружение уменьшения яркости источника из RASS-BSC по данным XMM-Newton	72
4.2.4	Кросс-корреляция с другими обзорами	74
4.3	Результаты	75
4.3.1	1RXS J002048.5-253823	80
4.3.2	1RXS J005626.3-010615	80
4.3.3	1RXS J101326.2+061202	82
4.3.4	1RXS J112312.7+012858	83
4.3.5	1RXS J114727.1+494302	85
4.3.6	1RXS J130547.2+641252	86
4.3.7	1RXS J215101.5-302852	86
4.3.8	1RXS J235424.5-102053	90
4.4	Обсуждение	93
4.4.1	Сравнение с результатами Данли и др.	93
4.4.2	Частота TDE в локальной Вселенной	94
4.5	Выводы	97
5	Моделирование рентгеновского излучения релятивистских струй	102
5.1	Введение	102
5.2	Модель джета	104
5.3	Перенос излучения в линиях	106
5.4	Моделирование спектра	110
5.4.1	Схема расчета	110
5.4.2	Набор линий	112
5.4.3	Входные параметры	112
5.5	Результаты	118
5.5.1	Линии	118
5.5.2	Широкие крылья линий	134
5.5.3	Влияние других эффектов	135
5.6	Сравнение с результатами наблюдений	138
5.7	Выводы	142
6	Заключение	147
6.1	Основные положения, выносимые на защиту	147
6.2	Список публикаций по теме диссертации	149

Глава 1

Введение

Рентгеновский диапазон излучения простирается на несколько порядков величины по энергии фотонов (или, что то же, по их длине волны) и может быть грубо очерчен границами от 0.1 до 100 кэВ. С одной стороны, такие энергии значительно больше энергии ионизации атомов водорода (13.6 эВ) и гелия (24.6 и 54.4 эВ для первой и второй ионизации, соответственно), наиболее распространенных элементов во Вселенной, и примерно соответствуют характерным энергиям ионизации и излучательных переходов электронов на внутренних оболочках атомов тяжелых элементов. Первое обстоятельство обеспечивает знаменитую проникающую способность рентгеновских лучей, второе же, наоборот, препятствует прохождению рентгеновского излучения космических источников через атмосферу Земли, тем самым делая возможным их наблюдение исключительно внеатмосферными приборами. С другой стороны, можно заметить, что такие энергии соответствуют тепловой энергии частиц в горячей (с температурой $T = 10^6 - 10^9$ К), но все же не более чем слабо релятивистской ($T \lesssim m_e c^2 \simeq 511$ кэВ) плазме, а также пику синхротронного излучения ($\sim \gamma^2 B \frac{h e}{m_e c}$) для $\gamma^2 B$ в диапазоне $10^9 - 10^{12}$ Гс.

Как оказалось, физические условия, подходящие для излучения в рентгеновском диапазоне, весьма характерны для объектов (или их ближайшей окрестности) с экстремальными гравитационными свойствами, такими как скопления галактик (наиболее массивные гравитационно-связанные объекты во Вселенной) или же компактные объекты (размер которых не превышает нескольких тысяч соответствующих гравитационных радиусов $R_S = 2GM/c^2$). В обоих случаях энергия, необходимая для установления и поддержания таких условий, черпается из потенциальной энергии аккрецируемого (или аккрецированного ранее) вещества (с эффективностью превышающей несколько процентов для аккреции на черные дыры и нейтронные звезды). При этом, как для первых, так и для вторых количество излучающих частиц достаточно велико (в первом случае благодаря исключительному размеру, а втором – благодаря очень высокой плотности), чтобы их результирующее рентгеновское излучение было доступно для детектирования на гигантских расстояниях, а также имело заметный эффект на окружающую их межзвездную или межгалактическую среду.

Помимо возможности исследования физических процессов, определяющих динамическое состояние, а следовательно и наблюдательные проявления отдельных объектов, это позволяет также изучать целые популяции источников, отслеживая тем самым изменение их свойств на гораздо большем, эволюционном масштабе времени, недоступном при непосредственном наблюдении отдельного объекта.

Особенно важно это с учетом взаимосвязи свойств отдельных источников и популяции в целом с характеристиками непосредственного окружения, а также космологической модели. Последнее обстоятельство наиболее ярко иллюстрируется на примере исследований функции масс скоплений галактик, полученной на основе данных рентгеновских наблюдений, которые независимо указали на доминирующую роль темной энергии в энергетическом бюджете Вселенной (Вихлинин и др. (2009)). Другими важными примерами являются исследования корреляции ярких активных ядер галактик (АЯГ) с крупномасштабным распределением темной материи, открытие корреляции массы центральной сверхмассивной черной дыры (СМЧД) с массой (и дисперсией скоростей) различных компонент родительской галактики (Феррарез и Мэрритт (2000), Гебхардт и др. (2000)), а также использование суммарного излучения (или количества) источников в качестве индикаторов удельного темпа звездообразования в нашей Галактике, ближайших галактиках и во Вселенной в целом (Гримм, Гильфанов, Сюняев (2003), Минео и др. (2014), Порциани и Мадау (2001)).

Для исследования популяций объектов ключевым является объем доступной выборки обнаруженных источников такого типа и степень ее представительности по отношению к изначальным, т.е. не подверженным эффектам наблюдательной селекции, свойствам популяции. Оптимальным методом получения таких выборок является “слепой” поиск источников-кандидатов в обзорах с большим охватываемым объемом Вселенной в спектральном диапазоне, позволяющем наиболее полно и надежно идентифицировать источники заданного класса. Как мы отмечали выше, яркое излучение в рентгеновском диапазоне является отличительной особенностью объектов с экстремальными гравитационными свойствами, что делает рентгеновские обзоры неба исключительно ценными для исследования популяций таких объектов, что наглядно иллюстрируется результатами, полученными на основе данных рентгеновских обсерваторий *ROSAT*, *XMM-Newton*, *Chandra*, *Swift* и др. (а также приборов, нацеленных на детектирование жестких рентгеновских лучей, таких как *RXTE*, *INTEGRAL/IBIS* и др.).

Доступные на данный момент рентгеновские обзоры принято условно делить на три группы - глубокие, средние и широкие - в зависимости от достигаемой чувствительности и площади покрытия. Так, чувствительность глубоких обзоров в диапазоне 0.5–2 кэВ варьируется от 5×10^{-18} эрг/с/см² (для глубоких полей *Chandra*) до 10^{-15} эрг/с/см² (для глубокого поля *ROSAT*) при площади покрытия $\lesssim 1$ кв. градус. Для обзоров средней чувствительности (10^{-15} – 10^{-14} эрг/с/см²) характерна площадь покрытия от нескольких до нескольких десятков кв. градусов, широкие же обзоры покрывают более сотни кв. градусов вплоть до полного покрытия небесной сферы при средней чувствительности (карта экспозиции часто значительно неоднородна в этом случае) от $\sim 10^{-14}$ эрг/с/см² (например, обзор точечных наведений *XMM-Newton*) до $\sim 10^{-13}$ эрг/с/см² (для обзора всего неба *ROSAT*).

Значительный прогресс в увеличении эффективного охватываемого объема (т.е. произведения глубины и площади покрытия обзора) будет достигнут в результате проведения обзоров всего неба двумя телескопами обсерватории Спектр-РГ в сравнительно мягком (*eROSITA*, 0.2–12 кэВ) и сравнительно жестком (*ART-XC*, 6–30 кэВ) рентгеновском диапазоне. Ожидается, что по окончании 4 лет наблюдений будет открыто несколько миллионов активных ядер галактик и около сотни тысяч наиболее массивных скоплений галактик Вселенной, а также несколько

сотен различных галактических источников (в первую очередь звезд и аккрецирующих белых карликов). При этом, стоит заметить, что “рентгеновскому” небу свойственна гораздо большая динамичность нежели привычному нашему глазу небосводу в видимом свете. Помимо переменности яркости постоянно существующих источников, охватывающей очень широкий диапазон временных масштабов и амплитуд, наблюдаются также разнообразные транзиентные источники, вспыхивающие, а затем затухающие вплоть до полного исчезновения на уровне фонового темпа счета регистрирующего прибора. Частота обнаружения таких событий обычно также определяется эффективным объемом обзора (за исключением обзоров, для которых имеет место иное физическое ограничение по объему, например, размер нашей Галактики для выборки достаточно ярких галактических источников), поэтому обзоры обсерватории Спектр-РГ должны также быть сравнительно эффективны для обнаружения транзиентных источников различной природы. При этом, в отличие от постоянно существующих источников, для транзиентов важнейшим становится вопрос максимально полной, надежной, но при этом своевременной идентификации, ввиду их относительной малочисленности (по сравнению с постоянными источниками той же яркости) и необходимости проведения дальнейших наблюдений для определения физических параметров приведшего к вспышке рентгеновского излучения события.

Достаточно очевидно, что транзиентные источники в далеких галактиках могут быть зарегистрированы современными приборами только если они связаны с наиболее экстремальными в плане энерговыделения событиями, такими как коллапс ядра массивной звезды или приливное разрушение звезды СМЧД в центре галактики. В обоих случаях высвобождаемая энергия может составлять около процента массы покоя участвующей звезды, а конкретный механизм конвертации этой энергии в излучение связан с аккрецией вещества на черные дыры, зачастую сопровождаемой запуском релятивистских струйных выбросов – джетов. При этом, достаточно хорошо установлено, что аккреция вещества на черные дыры подчиняется схожим закономерностям на протяжении гигантского диапазона масс, – от нескольких M_{\odot} в Галактических рентгеновских двойных до миллиардов M_{\odot} в центрах ярчайших квазаров – как в плане характеристик излучения аккреционного диска (модель α -диска, Шакура и Сюняев (1973)), так и в плане энергетических характеристик джетов (так называемая фундаментальная плоскость черных дыр, Мерлони, Хайнц, ди Маттео (2003)). Это позволяет правильным образом экстраполировать свойства хорошо изученных Галактических рентгеновских двойных с черными дырами и ярких АЯГ на гораздо менее изученные внегалактические транзиентные события, также связанные с аккрецией вещества на черные дыры. В результате, становится возможным не только применять модели, апробированные на постоянно существующих источниках, для анализа и интерпретации данных наблюдений транзиентов, но и предсказывать различные наблюдательные проявления, помогающие в их обнаружении и идентификации, а также в поиске новых классов (и подклассов) внегалактических источников (как транзиентных, так и постоянно существующих) схожей природы.

В данной работе мы совмещаем различные аспекты исследования рентгеновских источников, связанных с аккрецирующими черными дырами: первая часть посвящена разработке методики и оценке перспектив обнаружения двух классов внегалактических транзиентных источников – послесвечений космических гамма-всплесков и вспышек излучения в результате приливного разрушения звезд СМЧД

(далее TDE, от *Tidal Disruption Events*) – в ходе обзора неба в рентгеновском диапазоне телескопом *eROSITA* обсерватории *Спектр-РГ* (далее *eRASS* от *eROSITA All-Sky Survey*). В обоих случаях особое внимание уделяется перспективам исследования характеристик и условий запуска релятивистских джетов. Помимо этого, в этой части также проводится проверка разработанной методики обнаружения и идентификации TDE на архивных данных наблюдений обсерваторий *ROSAT* и *XMM-Newton* и интерпретация характеристик полученной выборки в приложении к свойствам популяции TDE и отдельных событий. Вторая часть посвящена моделированию излучения барионных релятивистских джетов в приложении к уникальной Галактической двойной системе SS 433 с компактным объектом, аккрецирующем в постоянно и значительно сверхкритическом режиме, а также обсуждению перспектив их исследования на основе рентгеновской спектрометрии высокого разрешения (в первую очередь обсерваториями *Chandra* и *ASTRO-H*).

1.1 Актуальность и цели работы

Проект Спектр-РГ является важнейшим астрофизическим проектом российской научной космической программы ближайших лет и выполняется в сотрудничестве с институтами и производственными центрами Германии и Космическим центром им. Маршалла, США. Запуск обсерватории планируется на 2017 год. Помимо технических работ по изготовлению, тестированию и подготовке к полету отделом астрофизики высоких энергий ИКИ РАН ведется и подготовка к обработке научных данных проекта, первые 4 года которого будут посвящены проведению обзора всего неба в стандартном (телескоп *eROSITA*) и более жестком (*ART-XC*) рентгеновских диапазонах. Помимо большого количества постоянно существующих источников (таких как АЯГ и скопления галактик) в ходе обзора будет возможность регистрировать и редкие транзистные события, для которых исключительно важен вопрос максимально полной, надежной, но при этом своевременной идентификации. Ввиду этого требуется разработка специальных методик, учитывающих отличительные черты различных классов транзистных источников с применением различных методов диагностики, которые будут доступны в ходе проведения обзора.

Целью первой части работы является разработка методик и оценка перспектив обнаружения послесвечений космических гамма-всплесков и вспышек излучения в результате приливного разрушения звезд СМЧД в ходе обзора неба *eRASS* в стандартном рентгеновском диапазоне телескопом *eROSITA* обсерватории *Спектр-РГ*. Несмотря на то, что темп детектирования рентгеновских послесвечений гамма-всплесков достаточно велик благодаря таким обсерваториям как *Swift*, позволяющим очень быстрое наведение рентгеновского телескопа в область локализации гамма-триггера, получаемые таким способом выборки смещены в сторону послесвечений от ярких в гамма-диапазоне всплесков. В ходе проведения обзора *eRASS* появится возможность находить послесвечения в результате “слепого” поиска, избавившись тем самым от эффектов селекции по яркости родительского гамма-всплеска. В частности, такой поиск позволяет находить послесвечения гамма-всплесков с проинтегрированным потоком мгновенного гамма излучения ниже порога детектирования современных гамма-мониторов, а также послесвечения вовсе без наблюдаемого гамма-всплеска, относительная частота которых важна для понимания структуры и геометрии излучения релятивистского джета.

Количество обнаруженных на данный момент вспышек излучения в результате приливного разрушения звезд СМЧД гораздо меньше – всего около двух десятков надежных кандидатов. Значительный вклад в эту выборку был внесен предыдущим обзором всего неба в мягком рентгеновском диапазоне, проведенном обсерваторией *ROSAT*. Характерное время спада яркости таких вспышек составляет около года, что сравнимо с промежутком между наблюдениями произвольной точки на небе в ходе двух последовательных снимков неба *eRASS*, что, вкупе с ожидаемым в случае TDE спектром излучения с пиком в мягком рентгеновском диапазоне, делает обзор *eRASS* очень хорошо подходящим для обнаружения большого количества таких вспышек. На основе имеющихся данных и теоретических оценок частоты таких событий в локальной Вселенной мы оцениваем ожидаемый для них темп детектирования, а также описываем статистические свойства выборки в смысле распределения по красному смещению, массе разрушающей СМЧД и др. Помимо исследования свойств популяции TDE, последующие наблюдения наиболее ярких из этих событий позволят проследить эволюцию аккреционного диска в широком диапазоне удельного темпа аккреции. Отдельный интерес представляет поиск событий с релятивистскими джетами для определения условий и механизмов их запуска.

Проверка методики обнаружения и идентификации TDE в ходе *eRASS* была проведена на основе архивных данных обзора всего неба обсерватории *ROSAT* (*RASS*) в области перекрытия с полями наблюдений обсерватории *XMM-Newton*. Согласно простым оценкам, такой поиск мог дать около 10 кандидатов в TDE, которые были яркими в эпоху проведения *RASS* и значительно потускнели на момент случайного (или намеренного) попадания в поле наблюдения *XMM-Newton*, что сравнимо с размером выборки, обнаруженных в рентгеновском диапазоне TDE. Количество реально найденных кандидатов (от *двух* до *четырёх* с разной степенью достоверности идентификации с TDE) позволяет поставить ограничение на частоту TDE в локальной Вселенной. Для отдельных кандидатов получены оценки для массы СМЧД в простейшей модели явления. Побочным продуктом поиска TDE является обнаружение вспышек большой амплитуды от постоянного существующих источников, например, АЯГ, изучение механизмов переменности которых само по себе является важной задачей.

Целью второй части является детальное моделирование характеристик рентгеновского излучения барионных релятивистских джетов, на данный момент наблюдаемых лишь на примере уникальной Галактической системы *SS 433*, детальное исследование свойств которой важно также для понимания проявлений сверхкритической аккреции, которая, по-видимому, имеет место на начальной стадии как гамма-всплесков, так и TDE. Предсказание характеристик излучения барионного джета в зависимости от его физических параметров необходимо как для интерпретации наблюдений существующих (*Chandra*/*HETGS*) и планируемых к запуску (*ASTRO-H*/*SXS*, 2016 г.) рентгеновских спектрометров высокого разрешения, так и для поиска барионных джетов в других Галактических системах, ультраярких рентгеновских источниках и различных внегалактических источниках, с похожими на *SS 433* свойствами.

Глава 2

Перспективы обнаружения рентгеновских послесвечений гамма-всплесков

2.1 Введение

Стратегия проведения обзоров неба телескопами *eROSITA* (Extended ROentgen Survey with an Imaging Telescope Array) и *ART-XC* (Astronomical Roentgen Telescope – X-ray Concentrator) дает возможность исследования переменности регистрируемых источников на трех характерных временных масштабах, соответствующих 1) продолжительности одного прохождения источника через поля зрения телескопа ($\Delta t \sim 1$ минута); продолжительности одного сеанса наблюдений, типично состоящего из 6 последовательных прохождений источника через поле зрения с интервалом 4 часа (т.е. полный временной охват $\Delta t \sim 1$ дня со скважностью 4 часа); 3) продолжительности всего обзора, который как планируется будет длиться 4 года и состоять из 8 последовательных снимков неба, продолжительность получения каждого из которых примерно равна половине года (т.е. полный временной охват Δt составит несколько лет со скважностью 6 месяцев).

Информация о переменности детектируемого сигнала на различных масштабах очень полезна как для изучения свойств отдельных объектов с известной физической природой и их популяций, так и для классификации новых источников, впервые обнаруженных в ходе обзора Спектр-РГ. Наибольшее значение это обстоятельство имеет для различных типов транзиентных источников, для которых очень важна оптимальность методов идентификации с точки зрения полноты, надежности и своевременности ввиду их типичной относительной малочисленности (в сравнении с постоянно существующими переменными источниками) и необходимости проведения дальнейших наблюдений.

Одним из примеров ярких внегалактических транзиентов являются рентгеновские послесвечения космических гамма-всплесков, для которых типично практически мгновенное нарастание яркости, а затем приблизительно степенное спадание на масштабе порядка одного дня (в качестве обзора см. Джерелс, Рамирез-Руиз & Фокс 2009).

Это означает, что послесвечения гамма-всплесков должны отчетливо проявляться в ходе обзоров Спектр-РГ как источники с характерной картиной переменности (а именно уменьшение потока большой амплитуды) между последователь-

ными прохождениями через поле зрения внутри одного сеанса наблюдений, что в принципе позволяет достаточно быстро их идентифицировать. Целью настоящей работы будет выработка конкретной методики поиска и получение оценок для соответствующего ожидаемого темпа детектирования послесвечений в ходе обзора всего неба телескопом *eROSITA* (*eRASS*, *eROSITA* All Sky Survey, Мерлони и др. (2012)).

Ранее похожий поиск проводился на основе данных обзора всего неба обсерватории *ROSAT* (Грайнер и др., 2000), в результате чего было найдено 23 кандидата, большинство из которых, по-видимому, в действительности связано со вспышками большой амплитуды от постоянно существующих источников, таких как звезды с высоким уровнем корональной активности (Грайнер и др., 2000).

Учитывая, что чувствительность каждого снимка в ходе *eRASS* будет примерно в ~ 4 раза выше чем для *RASS*, можно ожидать, что итоговый размер выборки послесвечений будет больше на порядок величины.

Основной ценностью такой выборки будет ее несмещенность в сторону ярких в гамма-диапазоне событий, поскольку, в отличие от существующих на данный момент выборок, для обнаружения послесвечения нам не требуется изначальная регистрация гамма-всплеска, недоступная для событий ниже порога детектирования современных гамма-мониторов неба (в том числе ввиду ограниченности эффективного энергетического диапазона последних). Это обстоятельство также может быть использовано для получения ограничений на форму $\log N - \log S$ распределения гамма-всплесков в подпороговой области потоков.

В дополнение, в ходе *eRASS* также может быть обнаружено значительное количество послесвечений без родительского гамма-всплеска (т.н. “сиротские” послесвечения, см., например, Росси, Лаццати & Рис 2002; Накар & Пиран 2003), а также различных групп “неудавшихся” гамма-всплесков (например, Хуанг, Дай & Лу 2002), ограничения на частоту которых важны с точки зрения физики релятивистских струй (джетов), запускаемых при коллапсе ядер массивных звезд (МакФайден & Вусли, 1999).

2.2 Задачи и аналитические оценки

Обсерватория Спектр-РГ будет запущена во вторую точку Лагранжа системы Земля–Солнце (точка L2), и первые 4 года миссии будут посвящены проведению обзора всего неба телескопами *eROSITA* и ART-XC. Спутник будет вращаться вокруг своей оси, направленной с точностью в несколько градусов на Солнце, с периодом $T = 4$ часа. В результате этого, ось телескопа будет двигаться на небесной сфере со скоростью около 90 градусов дуги в час, смещаясь при этом примерно на 1 градус в день в перпендикулярном направлении из-за вращения точки L2 (вместе с Землей) вокруг Солнца с периодом равным одному году. Таким образом, полный снимок неба будет получен за полгода проведения обзора, всего же за 4 первые года миссии будет получено 8 последовательных снимков.

При диаметре поля зрения в 1 градус дуги, скорость сканирования неба телескопом *eROSITA* составит $\frac{dS}{dt} \approx \frac{S_0}{180T} \approx 1$ кв.градус за минуту (где $S_0 = 4\pi$ стерадиан ≈ 41253 кв.градусов обозначает площадь всего неба).

В каждом снимке неба произвольная точка небесной сферы (за исключением областей вблизи полюсов эклиптики, см. ниже) будет наблюдаться в течение 6 последовательных прохождений через поле зрения телескопа с интервалом

$\Delta t = T = 4$ часа, каждое продолжительностью $\simeq 40$ секунд. Таким образом, среднее время экспозиции каждой точки будет около 240 секунд за один снимок неба и около 2 килосекунд по окончании 4 лет обзора. Несколько иная ситуация будет в областях, близких к полюсам эклиптики, которые в каждом снимке неба будут наблюдаться в течении $n \gtrsim 20$ сканов, так что итоговая экспозиция будет здесь в 3-4 раза выше (в зависимости от конкретной выбранной стратегии проведения обзора, Павлинский и др. (2012)). Кроме этого, один сеанс наблюдений будет длиться уже $nT > 6 \times T = 24$ часа, что позволит проводить более длительный мониторинг источников в этих областях.

Ниже мы рассмотрим две возможные научные задачи, связанные с возможностью регистрации излучения рентгеновских послесвечений гамма-всплесков в ходе eRASS : i) обнаружение и идентификация послесвечений без какой-либо априорной информации о самом гамма-всплеске (т.н. “слепой” поиск) и ii) поиск послесвечений гамма-всплесков, уже зарегистрированных каким-либо монитором неба.

2.2.1 Задача 1: “слепой” поиск послесвечений

В результате наблюдений телескопом *Swift*/XRT было продемонстрировано значительное разнообразие кривых спада яркости, которые далеко не всегда могут быть хорошо описаны одним степенным законом (и даже несколькими степенными законами в случае наличия всплесков яркости), как это следовало из данных наблюдений обсерватории *BeppoSAX* на достаточно поздних временах относительно гамма-триггера (де Паскаль и др., 2006). Тем не менее, процедура поиска послесвечений в ходе eRASS такова, что наибольшая эффективность достигается в диапазоне от $\sim 10^3$ до $\sim 10^5$ с с момента гамма-всплеска, когда кривая спада действительно неплохо описывается степенным законом медианным наклоном $\delta \approx 1.2$ (см. сегмент III на схематическом рисунке в Чжан и др. 2006). Поэтому для упрощения расчета мы будем использовать такую форму кривой спада яркости в качестве шаблона.

Это означает, что кривая блеска в диапазоне 0.5–2 кэВ (где *eROSITA* обладает наибольшей чувствительностью) может быть записана в виде

$$F_X(t) = F_{X,12} \left(\frac{t - t_0}{12 \text{ hr}} \right)^{-\delta} = F_{X,12} \left(\frac{\tau}{12 \text{ hr}} \right)^{-\delta}, \quad (2.1)$$

где $\tau = t - t_0$ – “возраст” послесвечения, т.е. количество времени, прошедшее с момента гамма-всплеска, а $F_{X,12}$ обозначает 0.5–2 кэВ поток от послесвечения на момент $\tau = 12$ часов. Тогда послесвечение остается доступным для детектирования в ходе eRASS в течении времени

$$\tau_e(F_{X,12}, \delta) = 12 \text{ часов} \left(\frac{F_{X,12}}{F_e} \right)^{1/\delta}, \quad (2.2)$$

где F_e означает порог детектирования *eROSITA* для точечного источника за одно прохождение через поле зрения *eROSITA* (продолжительностью $\simeq 40$ секунд).

Если $\tau_e \geq nT$, то для такого источника в принципе может быть получена кривая блеска, состоящая из $\min(6, n + 1)$ измерений. Для полного же восстановления степенного закона спада по кривой блеска достаточно только трех последовательных измерений f_1, f_2 и f_3 (см. Рисунок 2.1).

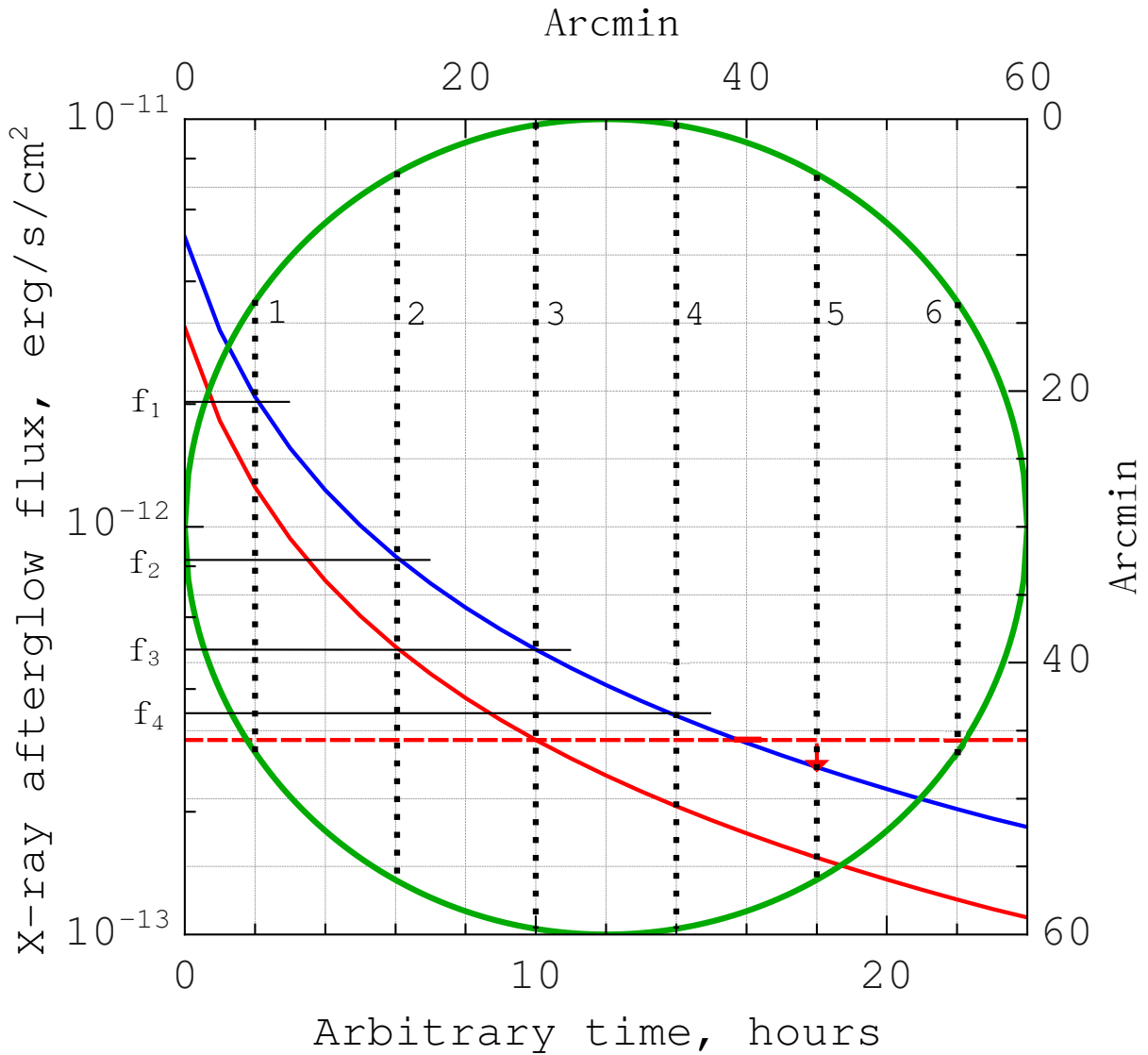


Рис. 2.1: Иллюстрация типичного наблюдения рентгеновского послесвечения гамма-всплеска телескопом *eROSITA*, в ходе которого источник 6 раз проходит (черные вертикальные линии в системе координат, заданной правой и верхней осями) через поле зрения телескопа, показанное зеленой окружностью диаметром 1 градус дуги. В результате, кривая блеска послесвечения (синяя и красная кривые для разных значений начальной яркости, в системе координат левой и нижней осей) строится по измерениям яркости послесвечения с промежутком 4 часа до того момента, пока яркость не упадет ниже порога детектирования (горизонтальная красная линия), либо же пока источник не перестанет попадать в поле зрения.

Действительно, в этом случае у нас будет три уравнения при трех неизвестных параметрах модели : $F_{X,12}$, δ и t_0 или, что то же, $F_{X,12}$, δ и τ_1 , где τ_1 есть “возраст” послесвечения на момент первого детектирования.

В частности, наклон степенного спадаания может быть найден решением уравнения

$$2\left(\frac{f_1}{f_2}\right)^{1/\delta} - \left(\frac{f_1}{f_3}\right)^{1/\delta} = 1, \quad (2.3)$$

дальнейшее же вычисление τ_1 и $F_{X,12}$ сводится к тривиальным алгебраическим операциям.

Однако, не стоит забывать, что в реальности f_1 , f_2 и f_3 являются лишь оценками потока на основе измерений, а значит им свойственна некоторая статистическая ошибка относительно реального значения потока от источника, что приводит к некоторой рассогласованности находимых параметров кривой спадаания с реальными значениями, амплитуда которой тем больше, чем больше неопределенность в измерениях потока.

Учитывая эти обстоятельства, в качестве критериев отбора потенциальных кандидатов в послесвечения мы предлагаем использовать следующие условия :

1. для источника доступны измерения потока f_1 , f_2 и f_3 в трех последовательных сканах, каждый из которых выше порогового уровня F_e ;
2. измерения потока f_1 , f_2 и f_3 в пределах неопределенности совместимы со степенным законом спадаания с наклоном в диапазоне $0.5 < \delta < 3.5$ (см. Приложение 1);
3. измерения потока (в том числе верхние пределы на него) в сканах, предшествующих первому детектированию (если таковые имели место), совместимы с уровнем фона, т.к. обратное означало бы наличие длительной фазы нарастания яркости, что противоречит ожидаемой в случае послесвечения картине;
4. измерения потока (в том числе верхние пределы на него) в следующих за третьим сканом не противоречат степенному спадаанию яркости.

Второе из этих требований, вкупе с характеристиками телескопа *eROSITA*, означает (см. Приложение 1), что эффективный порог детектирования и идентификации послесвечения в ходе *eRASS* будет располагаться на уровне между 2×10^{-13} и 3×10^{-13} эрг/с/см²(0.5–2 кэВ), где более высокое значение соответствует консервативной оценке с учетом возможных вариаций фона, а также неопределенности в итоговых характеристиках телескопа. В дальнейшем нами будут использоваться оба эти значения для демонстрации чувствительности результатов к точному значению принимаемого порога детектирования.

Таким образом, для надежной идентификации кандидата в послесвечения нам необходимо как минимум три последовательных измерения яркости источника, т.е. только послесвечения с $\tau_e \geq 2T = 8$ часа потенциально могут быть идентифицированы. При этом также нужно потребовать, чтобы первое детектирование произошло не позднее, чем через $\tau_m = \tau_e - 2T \geq 0$ после начала вспышки. Другими словами, τ_m определяет “глубину” по времени, с которой послесвечение с заданной яркостью может быть обнаружено в ходе обзора. Тогда для произвольного послесвечения можно ввести соответствующий объем обзора $d\epsilon = \tau_m dS$, где dS

обозначает площадь обзора, а $\frac{d\epsilon}{dt} = \tau_m \frac{dS}{dt}$ – скорость его проведения. Как отмечалось выше, для eRASS $\frac{dS}{dt} = \frac{S_0}{180T}$.

Однако, поскольку произвольная точка на небесной сфере будет проходить через поле зрения eROSITA шесть раз, только половина поля зрения в действительности подходит для первого детектирования кандидата, т.к. итоговая кривая блеска должна содержать не менее трех измерений.

Более того, лишь для 1/3 этой области доступная “глубина” по времени будет равна τ_m , для оставшихся же 2/3 она будет равна $\min(T, \tau_m)$, поскольку $T = 4$ часа назад такой кандидат уже был бы зарегистрирован в первый раз. Таким образом, эффективно

$$\frac{d\epsilon}{dt}(\tau_m) = \tau_m \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{2} \frac{S_0}{180T} + \min(T, \tau_m) \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{2} \frac{S_0}{180T}. \quad (2.4)$$

Обозначим через $r(\tau_m)$ плотность распределения вероятности τ_m послесвечений, нормированную на некоторую полную частоту гамма-всплесков в единичном телесном угле на небе $R = \int r(\tau_m) d\tau_m$. Тогда, ожидаемое число детектируемых за единицу времени в ходе eRASS послесвечений будет равно

$$N_1 = R \left\langle \frac{d\epsilon}{dt} \right\rangle, \quad (2.5)$$

где

$$\left\langle \frac{d\epsilon}{dt} \right\rangle = \frac{1}{R} \int r(\tau_m) \frac{d\epsilon}{dt}(\tau_m) d\tau_m. \quad (2.6)$$

Следовательно, для оценки ожидаемого темпа детектирования требуется определить функцию $r(\tau_m)$, которая, в принципе, может быть найдена из наблюдаемых распределений проинтегрированного потока гамма-излучения, яркости рентгеновского послесвечения и наклона степенного закона её спада. Прежде чем приступить к более точным расчетам на основе численного моделирования, можно получить простые аналитические оценки, основываясь на упрощенном описании процесса детектирования и свойств популяции послесвечений. Исходя из вида Уравнения (2.4), выглядит естественным разделить потенциально детектируемые послесвечения на три категории:

1. $\tau_e < 8$ часов, следовательно $\tau_m = 0$ и $\frac{d\epsilon}{dt} = 0$,
2. $8 \text{ часов} \leq \tau_e < 12$ часов, следовательно $0 \leq \tau_m < 4$ часа и $\frac{d\epsilon}{dt} = \tau_m \frac{S_0}{360T}$,
3. $\tau_e \geq 12$ часов, следовательно $\tau_m \geq 4$ часа и $\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{\tau_m + 2T}{3} \frac{S_0}{360T} = \frac{\tau_e}{3} \frac{S_0}{360T}$.

Распределение послесвечений из выборки *Swift*/XRT по потоку $F_{X,12}$ (2–10 кэВ) может быть описано лог-нормальной функцией со средним $\langle F_{X,12} \rangle \approx 3 \times 10^{-13}$ эрг/с/см² и дисперсией $\sigma = 0.5$ (Бергер и др., 2005). Предполагая степенной спектр с наклоном $\Gamma = 2$ и фиксируя наклон кривой блеска равным $\delta = 1.3$, мы находим, что для $F_e = 3 \times 10^{-13}$ эрг/с/см² (в диапазоне 0.5–2 кэВ), примерно половина выборки послесвечений *Swift*/XRT имеет $\tau_e \geq 12$ часов, а значит попадет в третью категорию из описанных выше. Принимая в расчет лишь такие (яркие) события, полный темп детектирования послесвечений в ходе eRASS может быть найден по формуле $N_1 > \frac{R}{2} \frac{\langle \tau_e \rangle}{3 \cdot 360T}$, где $\langle \tau_e \rangle = 12$ часов $\frac{\langle F_{X,12}^{1/\delta} \rangle}{F_e^{1/\delta}}$ есть среднее по лог-нормальному распределению по потоку для $F_{X,12}$ (0.5–2 кэВ) $> F_e$.

Учитывая что $T = 4$ часа и предполагая частоту гамма-всплесков на уровне $R \approx 1000/S_0$ в год (что соответствует темпу детектирования *Swift*/ВАТ, пересчитанному на всю небесную сферу, Дай 2009), мы находим

$$N_1 > 3.4 \text{ в год.} \quad (2.7)$$

Эта оценка является консервативным нижним пределом на ожидаемый темп детектирования послесвечений в ходе eRASS. В действительности же он должен быть несколько выше за счет вклад более тусклых послесвечений (с $F_{X,12} < F_e$), но величина этого вклада определяется плохо известной формой $\log N$ - $\log S$ распределения в области малых потоков. Полученные здесь оценки будут уточнены при помощи Монте-Карло моделирования в Разделе 2.3 для набора моделей, описывающих возможные способы экстраполяции наблюдаемого $\log N$ - $\log S$ распределения в область малых потоков.

2.2.2 Задача 2: послесвечения с гамма-триггером

Несколько иная ситуация возникает если координаты послесвечения уже известны с некоторой точностью благодаря зарегистрированному гамма-триггеру. В этом случае будет достаточно лишь одного детектирования для идентификации послесвечения и измерения его яркости в определенный момент после гамма-всплеска. Эффективный порог детектирования в ходе eRASS для такого источника будет на уровне $F_d = 1 \times 10^{-13}$ эрг/с/см² (см. Приложение 2).

В данном случае имеем $\tau_m = \tau_e$ и уже все поле зрения подходит для первого (и единственного необходимого) детектирования послесвечения: 1/6 поля зрения имеет “глубину” τ_e , оставшиеся 5/6 – $\min(T, \tau_e)$. Следовательно,

$$\frac{d\epsilon}{dt}(\tau_m) = \tau_e \frac{1}{6} \cdot \frac{S_0}{180T} + \min(T, \tau_e) \frac{5}{6} \cdot \frac{S_0}{180T}. \quad (2.8)$$

По аналогии с оценкой для Задачи 1 мы можем найти нижний предел на темп детектирования и для Задачи 2, основываясь на свойствах послесвечений гамма-всплесков из выборки *Swift*/ВАТ:

$$N_2 > 15 \text{ в год.} \quad (2.9)$$

Данная оценка основана на оптимистическом предположении, что на момент работы проекта Спектр-РГ будет существовать гамма-монитор (или их набор) постоянно эффективно покрывающий всю небесную сферу с достаточной чувствительностью (соответствующей проинтегрированному потоку мгновенного гамма-излучения на уровне $\sim 10^{-8}$ эрг/см² в диапазоне 15-150 кэВ) и точностью локализации (~ 10 минут дуги), что схоже с характеристиками *Swift*/ВАТ, эффективное поле зрения которого тем не менее составляет только примерно 1/10 неба.

Наконец, мы отмечаем интересную возможность поиска послесвечений гамма-всплесков, обнаруженных и локализованных при помощи межпланетной сети IPN (Interplanetary Network, Хёрли и др. 2011). В данном случае локализация источника проводится при помощи метода триангуляции, и зачастую она сводится к очерчиванию большого кольца на небе, внутри которого должен располагаться источник (см., например, Пальшин и др. (2013) и Хёрли и др. (2013)). В случае обнаружения источника спадающего излучения в области прохождения поля зрения *eROSITA* через такое кольцо спустя несколько часов после гамма-триггера будет однозначным указанием на обнаружение послесвечения, а значит и гораздо более точную локализацию самого гамма-всплеска.

2.3 Монте-Карло моделирование: послесвечения длинных гамма-всплесков

Как было описано в Разделе 2.2, карта экспозиции обзора eRASS будет неоднородной – достигаемая в полюсах эклиптики чувствительность будет гораздо выше, чем в среднем по небесной сфере.

Помимо этого, произвольное положение на небе вблизи полюсов эклиптику будет проходить через поле зрения не 6 раз с интервалом в 4 часа, а в 3-4 раза больше раз (но с тем же интервалом), так что в этих областях будет возможен мониторинг источника на протяжении более чем одних суток.

Мы провели Монте-Карло моделирование наблюдения “неба послесвечений” в ходе eRASS, используя приблизительную модель планируемой стратегии проведения обзора. Моделирование состоит из трех последовательных этапов : 1) определяется положение на небе поля зрения телескопа *eROSITA* как функция от момента времени в ходе проведения eRASS (несколько лет) путем вычисления фазы вращения оси телескопа вокруг Солнца и оси спутника; 2) предполагая суммарную частоту гамма-всплесков на всем небе и распределение по яркости послесвечения и характеристикам кривой блеска, случайным образом разыгрывается “небо послесвечений”, состоящее как из новых, только что вспыхнувших событий, так и из тех, которые вспыхнули ранее, но по-прежнему остаются доступными для детектирования; 3) рассчитывается кривая блеска, измеряемая *eROSITA* за счет излучения послесвечений, попавших в полк зрения телескопа, и проверяется, удовлетворяет ли она в какой-либо области критериям поиска послесвечений для Задач 1 и 2 (см. выше).

Как было найдено на основе одной из первых выборок гамма-всплесков, полученной при помощи серии инструментов *КОНУС* на межпланетных станциях *Венера 11-14* и *Прогноз*, популяции регистрируемых событий свойственна бимодальность распределения по продолжительности (Мазец и др., 1981), т.е. выделяются длинные и короткие гамма-всплески, в качестве условной разграничительной линии между которыми сейчас принимается $T_{90} = 2$ с, где T_{90} означает время, в течение которого регистрируется 90 % отсчетов всплеска (с 5% до 95% всех отсчетов) (Кувелиоту и др., 1993). В дальнейшем наше рассмотрение будет сфокусировано на послесвечениях длинных гамма-всплесков, оценки же для возможного вклада других классов гамма-всплесков (а также явлений схожей природы) приводятся в Разделе 2.5.

2.3.1 Популяция послесвечений гамма-всплесков

Наиболее важной и нетривиальной частью моделирования является воспроизведение наблюдаемых свойств потенциально наблюдаемой популяции послесвечений гамма-всплесков. Основной проблемой при этом является тот факт, что большинство доступных выборок послесвечений в значительной мере подвержены эффектам наблюдательной селекции, поскольку основой их построения является необходимость достаточно яркого предшествующего гамма-излучения для срабатывания алгоритма детектирования гамма-всплесков (гамма-триггера). Именно выборка рентгеновских послесвечений, обнаруженных в ходе обзора всего неба eRASS, должна быть лишена этого недостатка и помочь тем самым оценить смещенность выборки, подразумевающих необходимость гамма-триггера.

Распределение по интегрированному гамма-поток

Одна из наибольших выборок гамма-всплесков была получена прибором BATSE (Burst and Transient Source Experiment) на борту обсерватории *CGRO* (*Compton Gamma Ray Observatory*) (Штерн и др., 2001). Распределение зарегистрированных этим прибором гамма-всплесков по максимальному фотонному потоку в диапазоне 50–300 кэВ (далее $\log N$ – $\log P$ распределение), поправленное с учетом уменьшения эффективности детектирования в области низких потоков, может быть описано целым рядом моделей (Штерн, Тихомирова & Свенссон, 2002). В наших расчетах мы используем упрощенные приближения для некоторых из этих моделей (а именно SF1,М и SF3,М из Таблицы 2 в Штерн, Тихомирова & Свенссон 2002) и их экстраполяции в область малых потоков.

В частности, мы рассматриваем “минимальную” модель М1, которая воспроизводит наблюдаемое $\log N$ – $\log P$ распределение всплесков выше порога детектирования BATSE и резко обрывается сразу же за этим порогом; эта модель имеет нормировку (т.е. проинтегрированную частоту всплесков) практически равную нормировке модели SF1,М в Штерн, Тихомирова & Свенссон 2002.

В качестве “промежуточной” мы рассматриваем модель М2, являющуюся продолжением М1 на постоянном уровне в область поток ниже порога детектирования BATSE вплоть до значений 10^{-8} эрг/см²; эта модель имеет нормировку, равную нормировке модели SF3,М в Штерн, Тихомирова & Свенссон 2002, и соответствует сценарию увеличивающегося темпа звездообразования во Вселенной на $z > 2$ (см. Порциани & Мадау 2001).

Наконец, в качестве “максимальной” мы рассматриваем модель М3, отличающуюся от М2 дополнительной степенной компонентой с наклоном 3/2 (также продолжающуюся вплоть до 10^{-8} эрг/см²), чья нормировка подбирается таким образом, чтобы вносимое ей искажение вблизи порога детектирования BATSE не превышало соответствующей неопределенности измерения в этой области ($\sim 20\%$) (см., например, Сазонов, Лутовинов & Сюняев 2004). Такая дополнительная компонента может быть связана с популяцией гамма-всплесков малой яркости (Кулкарни и др., 1998; Содерберг и др., 2004). Несмотря на то, что было обнаружено лишь несколько таких всплесков, ассоциированных с близкими ($z \lesssim 0.1$) сверхновыми, интегральная частота таких событий во Вселенной может быть гораздо выше, чем для обычных гамма-всплесков (Пиан и др., 2006; Лианг и др., 2007), и они могут быть представлены в больших количествах на потоках ниже доступного на данный момент порога чувствительности.

Для предсказания свойств популяции послесвечений на выборки *Swift*/BAT нам понадобится совершить переход от распределения максимального потока, регистрируемого BATSE в диапазоне 50–300 кэВ, к распределению проинтегрированного мгновенного потока в диапазоне 15–150 кэВ. Для этого мы сначала переводим максимальный поток в диапазоне 50–300 кэВ в максимальный поток в диапазоне 15–150 кэВ методом, описанным Дай (2009) и дающим хорошее согласие между BATSE и BAT $\log N$ – $\log P$ распределениями. После этого проводится пересчет максимального потока в проинтегрированный поток S_{15-150} (оба в диапазоне 15–150 кэВ), используя среднее отношение этих величин, найденное для выборки *Swift*/BAT в работе (Сакамото и др., 2011).

На Рисунке 2.2 показано итоговое распределение по проинтегрированному потоку мгновенного гамма-излучения (далее $\log N$ – $\log S$ распределение) для трех моделей популяции гамма-всплесков, описанных выше.

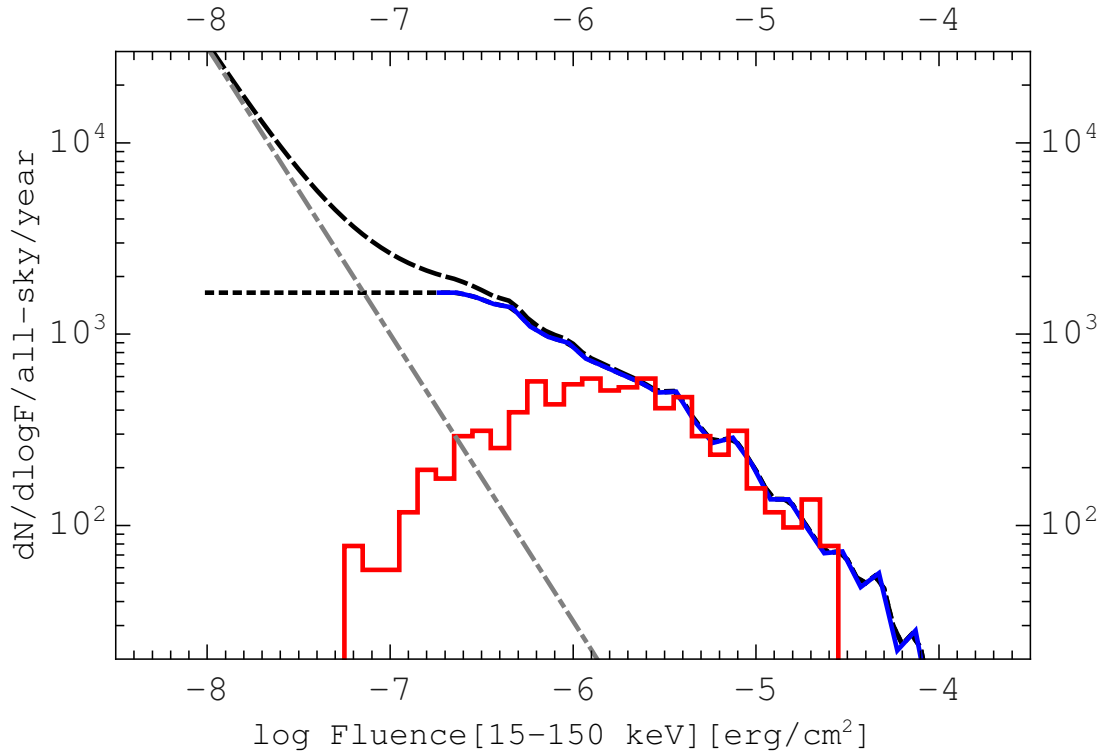


Рис. 2.2: Распределение гамма-всплесков по проинтегрированному потоку в диапазоне 15–150 кэВ. Синей кривой показано полученное по данным *CGRO*/BATSE распределение с учетом поправки на уменьшение эффективности детектирования в области малых потоков (Штерн и др., 2001) и перевода из пикового потока в проинтегрированный (см. текст). Черными кривыми показаны возможные варианты продолжения этого распределения в область малых потоков (модели M1, M2 и M3 снизу вверх соответственно), серая штрих-пунктирная линия показывает вклад дополнительной популяции с наклоном $-3/2$ в модели M3. Красная гистограмма показывает распределение для гамма-всплесков, зарегистрированных *Swift*/BAT, без поправки на уменьшение эффективности детектирования.

Распределение по яркости послесвечения

Систематическое исследование рентгеновских послесвечений гамма-всплесков проводилось на основе данных проектов ВерроSAX(де Паскаль и др., 2006) и *Swift*/XRT (Сакамото и др., 2008; Джерелс и др., 2008). Ввиду лучшей чувствительности последнего Бергер и др. (2005) отметили, что выборка *Swift*/XRT должна быть менее подвержена эффектам селекции по яркости гамма-всплесков, поэтому наши расчеты будут опираться именно на свойства послесвечений, характерные для выборки *Swift*/XRT.

Для того, чтобы перейти от распределения гамма-всплесков по проинтегрированному потоку мгновенного гамма-излучения, S , к распределению по рентгеновскому потоку от послесвечения спустя 12 часов после всплеска, $F_{X,12}$, мы будем использовать найденную в работах Сакамото и др. (2008) и Джерелс и др. (2008) корреляцию между этими величинами, учитывая при этом также разброс, распределяя $F_{X,12}$ лог-нормально относительно ожидаемого из корреляции с S значения с дисперсией $\sigma = 0.31$.

Помимо этого, мы делаем пересчет рентгеновского потока из диапазона чувствительности *Swift*/XRT (0.3–10 кэВ) в диапазон 0.5–2 кэВ, предполагая степенной спектр с наклоном $\Gamma = 2$ и Галактическим поглощением на уровне $N_H \leq 10^{22} \text{ см}^{-2}$ (Кампана и др., 2011).

На Рисунке 2.3 показаны итоговые распределения гамма-всплесков по рентгеновской яркости для трех моделей формы распределения $\log N - \log S$ в области малых потоков (описанные выше M1, M2 и M3).

Кривые блеска послесвечений

Наконец, для моделирования наблюдения послесвечений в ходе проведения eRASS требуется предположить некоторую характерную форму кривой блеска, что позволит предсказать значение поток излучения в произвольный момент времени после начала вспышки. Согласно наблюдениям, кривые блеска послесвечений неплохо описываются степенным законом с медианным значением наклона $\delta = 1.3$ (Бергер и др., 2005), поэтому мы будем использовать такую форму в качестве шаблона в наших вычислениях.

2.3.2 Результаты

Рисунок 2.4 демонстрирует пример смоделированной “кривой блеска” послесвечений гамма-всплесков, которая будет получена в одном снимке неба в ходе eRASS (т.е. в течении полугода наблюдений) в случае модели M1. В Таблице 2.1 приведены соответствующие темпы детектирования для Задач 1 и 2, которые были получены после усреднения количества обнаруженных за один снимок кандидатов по большому количеству случайных реализаций “неба послесвечений”.

Найденные в результате моделирования темпы детектирования оказались несколько выше нижних пределов, полученных в Разделе 2.2, что обусловлено i) вкладом событий с ($F_{X,12} < F_e$), которые не учитывались в аналитическом расчете (что относится только к оценке для N_1 , см. Раздел 2.2), и ii) большим чем среднее числом сканов для областей вблизи полюсов эклиптики.

Разница в темпах детектирования между расчетами для моделей M1, M2 и M3 связана со вкладом гамма всплесков с малым проинтегрированным потоком,

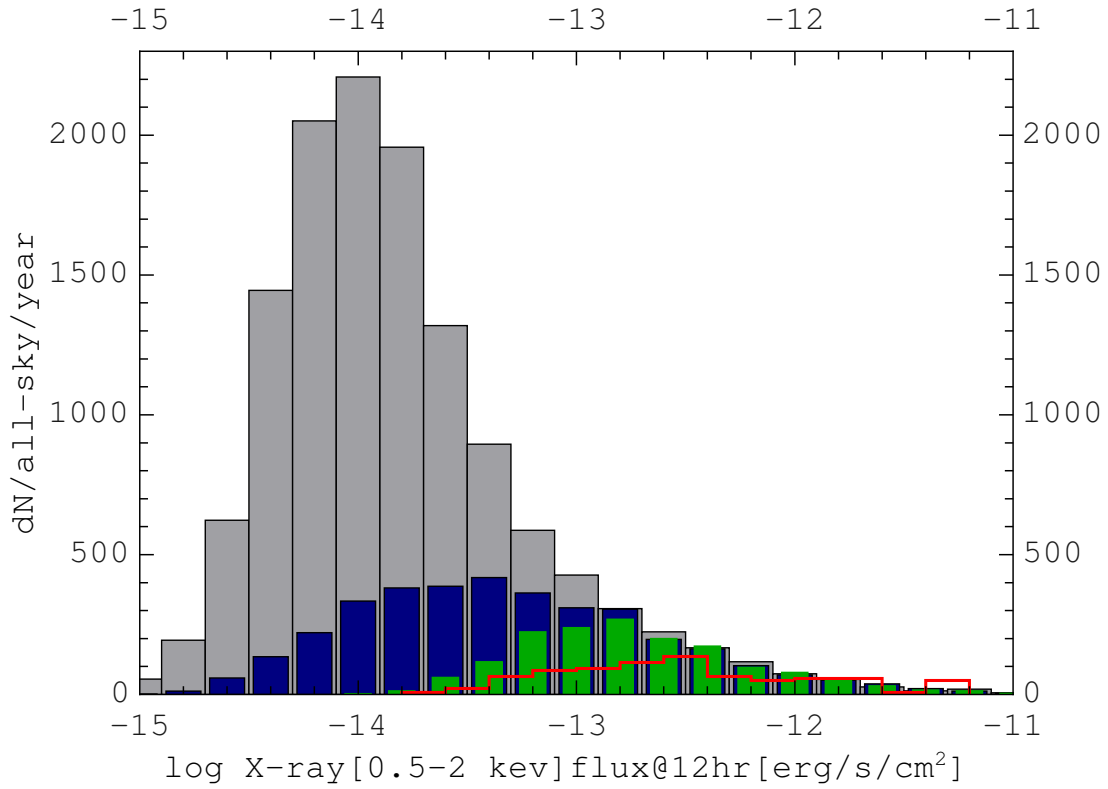


Рис. 2.3: Распределение рентгеновских послесвечений длинных гамма-всплесков по потоку спустя 12 часов после триггера. Красная кривая - измеряемое *Swift*/XRT распределение, зеленая кривая показывает смоделированное распределение для модели M1, синяя – M2, серая – M3. Убывание в области малых потоков для смоделированных распределений связано с ограничением “родительского” распределения гамма-всплесков на 10^{-8} эрг/см².

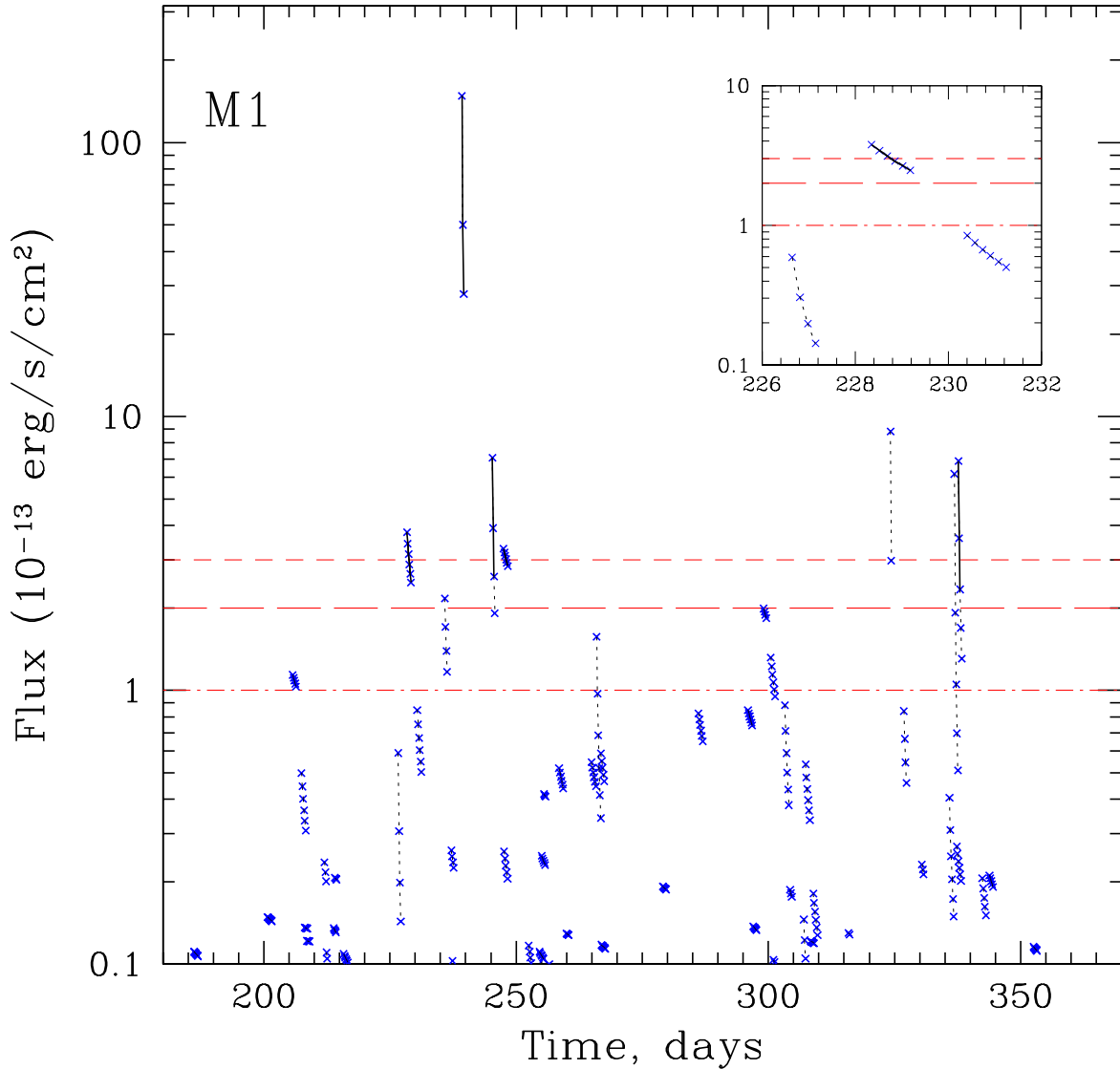


Рис. 2.4: Пример кривой блеска “неба рентгеновских послесвечений” в течении полугода обзора eRASS, смоделированный для минимальной модели (M1) популяции длинных гамма-всплесков. Красные линии показывают уровни, соответствующие различным порогам детектирования для одного прохода источника через поля зрения (см. текст). Последовательные детектирования одного и того же послесвечения соединены пунктирной кривой. Послесвечения, удовлетворяющие критерию отбора Задачи 1 (т.е. имеют как минимум три измерения потока выше $F_e = 2 \times 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$) показаны сплошной кривой. Вставка демонстрирует небольшой фрагмент кривой блеска с примером удовлетворяющего критерию отбора послесвечения.

Таблица 2.1: Резюме результатов моделирования обнаружения послесвечений длинных гамма-всплесков с проинтегрированным потоком мгновенного излучения (15–150 кэВ) выше, чем 10^{-8} эрг см^{-2} . Для Задачи 1 (темп N_1), столбец a соответствует порогу детектирования $F_e = 3 \times 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, а столбец b – $F_e = 2 \times 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Порог детектирования для Задачи 2 (темп N_2) равен $F_d = 1 \times 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$.

Модель	Нормировка, в год на всем небе	N_1 , в год		N_2 , в год
		a	b	
M1	1600	4.4	6.8	19.5
M2	3600	4.8	7.2	27.4
M3	3600+9100	5.0	7.6	55.6

что особенно сильно проявляется для Задачи 2, поскольку эффективный порог детектирования в этом случае (F_d) позволит *eROSITA* регистрировать излучение гамма-всплесков, яркость которых меньше порога детектирования существующих и предыдущих гамма-мониторов.

2.4 Конкуренция с источниками других типов

Предложенный нами алгоритм поиска послесвечений без необходимости гамма-триггера (Задача 1) основан на проверке того, что кривая блеска кандидата, построенная на основе трех последовательных прохождений источника через поле зрения (с интервалом 4 часа), может быть описана степенным законом с наклоном, близким к ожидаемому в случае послесвечений. Однако, кривая блеска такого вида может быть также получена от источников других типов, характеризующихся значительной стохастической или вспышечной переменностью. Это означает, что первичная выборка кандидатов, полученная в результате применения алгоритма поиска послесвечений к данным *eRASS*, будет “загрязнена” объектами других типов, и ниже мы приводим оценки ожидаемого вклада наиболее вероятных источников “загрязнения”, а также возможные способы их фильтрации.

2.4.1 Активные ядра галактик

Ожидается, что несколько миллионов АЯГ будет зарегистрировано на всем небе в конце 4-х летнего обзора *eRASS* (например, Предель и др. 2011; Мерлони и др. 2012). Несмотря на то, что только $\lesssim 10^5$ из них будут ярче принятого нами эффективного порога для детектирования послесвечений, $F_e = 2 \times 10^{-13}$ эрг/с/см² в диапазоне 0.5–2 кэВ, это число все равно очень велико, так что конкуренция с АЯГ может быть серьезной проблемой для поиска послесвечений.

Действительно, излучение АЯГ характеризуется переменностью на временных масштабах в широком диапазоне от минут до десятка лет и типично имеет степенной спектр с наклоном $\Gamma \sim 2$, схожий со спектром рентгеновских послесвечений гамма-всплесков.

Детали физических механизмов и соответствующие наблюдательные проявления переменности АЯГ на данный момент до конца не выяснены, и изучение этого вопроса само по себе является одной из важных научных задач обсерватории Спектр-РГ. Тем не менее, основываясь на данных наблюдений обсерватории *RXTE* (*Rossi X-ray Timing Explorer*) было установлено, что переменность АЯГ схожа с переменностью рентгеновских двойных систем с черными дырами в нашей Галактике, но с характерными временными масштабами, перескалированными в соответствии с разницей масс между АЯГ и рентгеновскими двойными (МакХарди и др., 2004).

Так, кривые блеска АЯГ типично характеризуются степенной формой спектра мощности переменности с наклоном -2 на больших частотах и наклоном -1 на частотах ниже частоты слома ν_B , которая зависит от массы СМЧД и удельного темпа аккреции \dot{m}_E (т.е. выраженного в единицах критического Эддингтоновского темпа аккреции), так что она значительно меняется от АЯГ к АЯГ.

Предполагая, что $\nu_B = 10^{-4}$ Нз и отношение амплитуды переменности к среднему потоку на уровне 0.2 (см. МакХарди 2010 и ссылки в этой работе), мы смоделировали большое количество кривых блеска АЯГ, используя алгоритм, описанный в работе Тиммер & Кёниг (1995), и применили к ним процедуру обнаружения послесвечений в ходе eRASS без гамма-триггера (Задача 1).

В результате, мы нашли, что вероятность того, что измеренная в ходе eRASS кривая блеска АЯГ будет совместима со степенным законом спада с наклоном в диапазоне $0.5 < \delta < 3.5$, равна $\sim 1\%$.

Однако, в 3/4 таких случаев последующее (четвертое) измерение потока дает значение выше значения, найденного в третьем, что в принципе позволит отсеять такие источники. Это означает, что для большинства переменности АЯГ можно будет отличить от послесвечений при наличии 4 измерений. Тем не менее, ожидается около 100 таких ложных идентификаций в каждом снимке.

С другой стороны, большинство АЯГ с потоком $F_X > F_e = (2-3) \times 10^{-13}$ эрг/с/см² (0.5–2 кэВ), проявят себя в нескольких снимках eRASS как постоянно существующие, хоть и сильнопеременные источники – так, для 7 из 8 снимков уже будет доступны данные предыдущего снимка (средней чувствительностью $\sim 7 \times 10^{-14}$ эрг/с/см², 0.5–2 кэВ, см. Приложение 2), а для первого снимка возможно использовать данные обзора всего неба обсерватории *ROSAT*, например, каталог ярких источников RASS BSC (см. следующую главу и Фогес и др. (1999)). Кроме этого, многие из таких АЯГ можно будет идентифицировать по ассоциированным источникам в оптических и ИК каталогах (см. Раздел 2.4.3).

2.4.2 Звездные вспышки

Вспышки от звезд со значительным уровнем корональной активности являются другим важнейшим источником “загрязнения” выборки кандидатов в послесвечения гамма-всплесков. Действительно, среди 23 кандидатов, найденных в работе Грайнер и др. (2000) на основе похожего поиска, но по данным обзора RASS (для которого типичное прохождение источника через поле зрения длилось 10–30 с, а интервал между последовательными прохождениями – 1.5 часа), несколько в итоге были идентифицированы со звездами.

Для звездных вспышек характерно большое разнообразие наблюдаемых свойств, таких как яркость в максимуме вспышке, ее отношение к яркости в “спокойном”

состоянии, а также продолжительность и форма фаз нарастания и спадания яркости.

Кроме этого, буквально все систематические исследования в значительной мере подвержены влиянию эффектов селекции, обусловленных конкретной методикой поиска и эффективностью регистрации таких событий в зависимости от их свойств (см. обзоры Фавата & Микела 2003 и Гюдель 2004). В связи с этим, единообразное моделирование кривых блеска звездных вспышек (как это было проделано для АЯГ) не представляется возможным. Поэтому мы ограничимся лишь рассмотрением способов, которыми можно распознать звездные вспышки среди потенциальных кандидатов в послесвечения.

Во-первых, хорошо известно, что наиболее сильные вспышки (т.е. с большей амплитудой) наблюдаются от звезд с более высокой яркостью в “спокойном” состоянии (Фавата & Микела, 2003; Гюдель, 2004). Так, для звездной вспышки с потоком в максимуме на уровне $\sim 2 \times 10^{-13}$ эрг/с/см² (0.5–2 кэВ), ожидаемый поток в спокойном состоянии будет на уровне $F_X \gtrsim 5 \times 10^{-14}$ эрг/с/см², так что такой источник вполне может быть зарегистрирован после нескольких сканов eRASS, исключая тем самым его транзиентную природу.

Во-вторых, типичный спектр излучения звездной вспышки (см., например, (Фавата & Микела, 2003) в качестве обзора) значительно мягче, чем спектр послесвечений гамма-всплесков. Несмотря на то, что установленный нами порог детектирования предусматривает регистрацию всего 9 фотонов от источника в ходе третьего измерения, число фотонов, зарегистрированных в ходе первого сеанса будет значительно выше: $\sim 10^2$ в диапазоне 0.5–2 кэВ. Количество отсчетов выше 2 кэВ при этом позволит отделить “мягкие” и “жесткие” источники (см. подробное обсуждение такой методики в следующей главе). Дополнительная информация будет доступна в случае попадания источника в несколько меньшее чем для eROSITA поле зрения телескопа ART-XC, который более чувствителен выше 6 кэВ.

2.4.3 Кросс-корреляция с каталогами оптических и ИК источников

На момент работы обсерватории Спектр-РГ будут доступны ряд чувствительных обзоров всего неба или значительной его части в оптическом и ИК диапазонах, поиск ассоциированных с кандидатами в послесвечения источников в которых позволит не только отсеивать источники других типов, но и, в случае однозначного отождествления родительской галактики, предоставлять гораздо более точные координаты для проведения дальнейших наблюдений.

Так, для коронально-активных звезд вне вспышки отношение рентгеновской яркости к оптической, F_X/F_{opt} , никогда не превышает уровня $\sim 10^{-3}$ (см., например, Гюдель 2004), при этом даже во время вспышки рентгеновская светимость становится сравнимой с оптической лишь для наиболее экстремальных событий (см. Остен и др. 2010 и ссылки в ней, а также Узава и др. 2011).

Следовательно, если звездная вспышка имела поток в максимуме выше $F_X \sim 10^{-12}$ эрг/с/см² (0.5–2 кэВ) (что примерно соответствует принятому нами порог детектирования для Задачи 1), то в данных оптических обзоров должен быть достаточно яркий точечный ассоциированный источник с $R \lesssim 20$. При этом, концентрация звезд с $R < 20$ на высоких Галактических широтах измеряется не пре-

вышает одной звезды на квадратную минуту дуги (например, Юрич и др. 2008), в то время как точность локализации для кандидатов в послесвечения будет около 15 секунд дуги, так что с большой вероятностью идентификация будет единственной. Чувствительность существующих (например, SDSS¹) и находящихся в ходе проведения (например, обзор 3π стерадиан неба проекта Pan-STARRS² и GAIA³) оптических обзоров вполне позволит провести такую идентификацию в случае попадания кандидата в их область покрытия.

Что касается АЯГ, то на основе данных предыдущих внегалактических обзоров (например, Аирд и др. 2010) было найдено, что отношение рентгеновского потока к оптическому типично оказывается в диапазоне $0.1 < F_X/F_{\text{opt}} < 10$ для большинства АЯГ, которые будут зарегистрированы eROSITA.

Следовательно, для АЯГ с потоком на уровне $F_X \gtrsim 10^{-13}$ эрг/с/см² (0.5–2 кэВ), ассоциированный оптический источник также будет достаточно ярким ($R \sim 19 \pm 2$) для детектирования в обзорах SDSS, Pan-STARRS и GAIA. Помимо этого, большинство АЯГ такой яркости будут также зарегистрированы в данных обзора всего неба в ИК диапазоне обсерватории WISE (*Wide-Field Infrared Survey Explorer*, Лэйк и др. 2012) – на данный момент в данных WISE идентифицировано более миллиона вероятных АЯГ (Секрест и др., 2015).

В противоположность звездным вспышкам и переменности большой амплитуды АЯГ, в случае ассоциации кандидата с послесвечением гамма-всплеска в архивных данных обзоров могла быть обнаружена только родительская галактика, которая для типичного гамма-всплеска из доступных на данный момент выборок оказывается достаточно тусклой с медианными значениями $R_{ab} = 23.5$ и $K_{ab} = 22.5$ (Савальо, Глазбрук & Ле Борн, 2009). Поскольку не наблюдается значительной зависимости проинтегрированного потока гамма-излучения от красного смещения послесвечения (Сакамото и др., 2011), родительские галактики потенциальных кандидатов в послесвечения eROSITA будут настолько же тусклыми.

Таким образом, отсутствие яркого ассоциированного источника в архивных данных оптических и ИК обзоров будет веским указанием в пользу действительности связи кандидата с послесвечением гамма-всплеска.

2.5 Послесвечения других классов гамма-всплесков

Некоторая неопределенность в ожидаемом темпе обнаружения послесвечений в ходе eRASS связана с недостатком информации о форме $\log N$ – $\log S$ распределения гамма-всплесков в области малых потоков.

Помимо этого, выше наше рассмотрение ограничивалось лишь послесвечениями длинных гамма-всплесков, в то время как существуют также другие классы гамма-всплесков и схожие по природе и наблюдательным проявлениям события. Ниже мы рассмотрим перспективы обнаружения связанных с ними рентгеновских послесвечений.

¹Обзор SDSS (Sloan Digital Sky Survey) покрывает $\approx 1/3$ неба (DR8) и чувствителен до ≈ 22 звездной величины в фильтрах u , g , r , i и z (Аихара и др., 2011).

²В ходе проекта Pan-STARRS (Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System) будет получен обзор $3/4$ неба с чувствительностью, достигающей ≈ 24 в фильтрах g , r , i , z и y (Кайзер & Команда Pan-STARRS, 2002).

³Пятилетний обзор проекта GAIA обеспечит полное покрытие небесной сферы глубиной до 20 величины (де Брюйне, 2012).

Таблица 2.2: Ожидаемые темпы детектирования для послесвечений различных типов гамма-всплесков и для рентгеновских вспышек.

Тип	$N_1 (F_e = 2 \times 10^{-13} \frac{\text{эрг}}{\text{с см}^2}), \text{ в год}$
Длинные	6.8 – 7.6
Короткие	~ 0.1
Ультразяесткие	< 1.5
Рентгеновские вспышки	~ 0.4

2.5.1 Короткие гамма-всплески

В сравнении с длинными гамма-всплесками, короткие гамма-всплески более редки и тусклее, так что обсерваторией *Swift* на один короткий гамма-всплеск регистрируется в среднем 10 длинных, при этом средний интегральный поток коротких гамма-всплесков оказывается на порядок величины меньше.

Рентгеновские послесвечения коротких гамма-всплесков также относительно тусклее, что может быть указанием на различие в свойствах родительской звезды и окружающей межзвездной среды. При этом, на основе выборки из 37 коротких и 421 длинного гамма-всплеска Нисевандер, Фрухтер & Пейер (2009) нашли, что корреляция между яркостью рентгеновского послесвечения и интегральным гамма-потокком в обоих подвыборках примерно одинакова. Отсюда следует, что темп детектирования послесвечений коротких гамма-всплесков в ходе eRASS должен быть гораздо ниже, длинных гамма-всплесков.

Принимая предельный поток для Задачи 1 на уровне $F_e = 2 \times 10^{-13}$ эрг/с/см², можно найти, что только 7 из 27 коротких гамма-всплесков с измеренной яркостью рентгеновского послесвечения из выборки Нисевандер, Фрухтер & Пейер (2009) имеют $\tau_m > 0$, т.е. $\tau_e > 8$ часов, что означает примерно в ≈ 40 раз меньший темп детектирования N_1 послесвечений коротких гамма-всплесков по сравнению с длинными (поскольку почти для всех длинных гамма-всплесков в той выборке $\tau_e > 8$ часов).

Таким образом, используя полученную нами ранее оценку для темпа детектирования послесвечений длинных гамма-всплесков (см. Таблицу 2.1), получаем, что вклад коротких гамма-всплесков в общий темп детектирования послесвечений будет на уровне ~ 0.1 события в год, что делает обнаружение (в рамках Задачи 1) более одного такого события в ходе eRASS маловероятным.

2.5.2 Ультразяесткие (ГэВ-ные) гамма-всплески

Эффективный энергетический диапазон чувствительности *Swift*/BAT (15–150 кэВ) достаточно узок относительно наблюдаемого разнообразия свойств спектрального распределения энергии мгновенного излучения гамма-всплесков (?).

Эффективный энергетический диапазон *CGRO*/BATSE (50–300 кэВ) также недостаточно широк для детектирования гамма-всплесков с очень жестким спектром мгновенного излучения и слабым или вовсе нерегистрируемым сигналом в жестком рентгеновском диапазоне.

Обнаружение таких гамма-всплесков возможно при помощи прибора LAT (Large

Area Telescope) обсерватории *Fermi*, который чувствителен в диапазоне от 30 МэВ до 100 ГэВ и имеет поле зрения размером ≈ 2.4 (на 1 ГэВ) (Этвуд и др., 2009).

Темп детектирования гамма-всплесков *Fermi*/LAT составляет ≈ 10 событий в год, что соответствует частоте $R \approx 50$ на всем небе.

Детальное исследование взаимосвязи яркости мгновенного излучения и послесвечения для этих гамма-всплесков показали, что, несмотря на большие значения проинтегрированного потока мгновенного излучения, яркость рентгеновского послесвечения для всех из них оказывается внутри диапазона, по которому распределены яркости послесвечений гамма-всплесков, регистрируемых при помощи *Swift*/BAT (Ракусин и др., 2011; Ценко и др., 2011), а именно в непосредственной близости верхней границы этого диапазона. При этом спектральные и временные характеристики послесвечений этих всплесков также совместимы с характеристиками послесвечений гамма-всплесков *Swift*/BAT.

Поскольку разброс в наблюдаемой яркости рентгеновских послесвечений ультражестких гамма-всплесков невелик (что, однако, может быть связан с малым размером доступной выборки), для оценки ожидаемого темпа детектирования послесвечений таких гамма-всплесков может быть получена, используя некоторые типичные “представительные” значения параметров.

Используя данные из работы Свенсон и др. (2010), можно найти, что типичное значение потока в диапазоне 0.5–2 кэВ спустя 12 часов после гамма-всплеска оказывается на уровне $F_{X,12} \sim 2 \times 10^{-12}$ эрг/с/см², а наклон степенного спада яркости $-\alpha \approx 1.5$.

Это означает, что такие послесвечения остаются доступными для обнаружения в ходе eRASS в течение $\tau_e \approx 57$ часов после гамма-всплеска (для предельного потока на уровне $F_e = 2 \times 10^{-13}$ эрг/с/см², см. Раздел 2.2.1).

Следовательно, соответствующий темп детектирования будет $N_1 \approx 0.66$ в год на всем небе (предполагая, что частота таких гамма-всплесков $R = 50$ событий в год на всем небе)

Помимо этого, в принципе возможно существование относительно тусклых ультражестких гамма-всплесков, имеющих при этом все же достаточно яркие для детектирования в ходе eRASS послесвечения. Однако, аналогично результату, полученному для обычных длинных гамма-всплесков (см. Таблицу 2.1), в данном случае мы также можем ожидать, что вклад таких событий едва ли способен превысить вклад детектируемых ультражестких гамма-всплесков, увеличивая тем самым суммарный темп детектирования не более чем вдвое.

Таким образом, мы ожидаем, что темп детектирования послесвечений ультражестких гамма-всплесков будет не более, чем ≈ 1.5 события в год (см. Таблицу 2.2).

2.5.3 Рентгеновские вспышки

Помимо рентгеновских послесвечений гамма-всплесков возможно также существование послесвечений т.н. рентгеновских вспышек, коротких событий (продолжительностью менее 1000 секунд) с более мягким спектром мгновенного излучения, чем в случае канонических гамма-всплесков, которые регистрировались прибором WFC (Wide Field Camera) обсерватории *VerroSAX*, но при этом не регистрировались гамма-монитором GRM той же обсерватории (Хайзе и др., 2001). Детальные исследования на основе данных обсерваторий *VerroSAX* (Киппен и др., 2003),

HETE-2 (Сакамото и др., 2005) и *Swift* (Сакамото и др., 2008) не выявили различия между типичной продолжительностью и распределением на небе рентгеновских вспышек и канонических гамма-всплесков.

Кроме этого, форма спектра мгновенного излучения также оказалась в обоих случаях схожей, с тем отличием, что для рентгеновских вспышек характерны значительно более низкие значения наблюдаемой энергии пика E_{peak}^{obs} спектра мгновенного излучения (в νF_ν единицах), а также максимального F_{peak} и проинтегрированного потока S_E . Такие результаты совместимы с предположением, что рентгеновские вспышки имеют схожую с гамма-всплесками природу и являются продолжением их популяции в область с низкой энергией пика E_{peak} (Сакамото и др., 2008).

При помощи прибора WFXM (Wide-Field X-ray Monitor) обсерватории *HETE-2* удалось оценить отношение наблюдаемой частоты рентгеновских вспышек к наблюдаемой частоте гамма-всплесков благодаря тому, что порог детектирования (в терминах максимального фотонного потока) и ошибка локализации вспышек для этого прибора лишь слабо зависела от E_{peak}^{obs} , т.е. была примерно одинаковой как для гамма-всплесков, так и для рентгеновских вспышек (Сакамото и др., 2005).

Используя разграничение по величине отношения проинтегрированных потоков $S_X(2 - 30 \text{ кэВ})/S_\gamma(30 - 400 \text{ кэВ})$, для выборки *HETE-2* было найдено, что 16 из 45 зарегистрированных событий могут рассматриваться как рентгеновские вспышки, примерно для половины из которых $E_{peak}^{obs} < 20 \text{ кэВ}$, а максимальный поток $< 0.2 \text{ фотонов/с/см}^2$ в диапазоне 50–300 кэВ. Для нас же представляют интерес наиболее мягкие рентгеновские вспышки в первую очередь из-за того, что их возможный вклад не учитывается $\log N - \log S$ распределением, построенным на основе данных BATSE (см. Рисунки 16 и 17 в Сакамото и др. 2005), а во-вторых из-за того, что обнаружение таких событий *Swift*/BAT затруднительно ввиду недостаточно низкого предела энергетического диапазона.

Исследования послесвечений рентгеновских вспышек на основе выборок *BeppoSAX* и *HETE-2* (Де Алессо и др., 2006) и *Swift* (Сакамото и др., 2008) привели к несколько противоречащим друг другу результатам. Так, Де Алессо и др. (2006) нашли, что кривые блеска послесвечений рентгеновских вспышек схожи с послесвечениями гамма-всплесков, в том числе в плане наличия “слома” степенного закона спада на поздних этапах события (Панаитеску, 2007), их яркость же оказалась лишь незначительно меньше.

С другой стороны, для послесвечений рентгеновских вспышек из каталога *Swift*/XRT (типично имеющие $E_{peak}^{obs} > 20 \text{ кэВ}$) не было обнаружено слома в кривой блеска на поздней стадии, при этом их яркость оказалась более в два и более раз меньше в сравнении с гамма-всплесками (Сакамото и др., 2008). Для того, чтобы экстраполировать этот результат на вспышки с $E_{peak}^{obs} < 20 \text{ кэВ}$, можно предположить, что для них существует также корреляция между проинтегрированным потоком мгновенного гамма-излучения и яркостью рентгеновского послесвечения, т.е. послесвечения вспышек с $E_{peak}^{obs} < 20 \text{ кэВ}$ будут тусклее послесвечений вспышек с $E_{peak}^{obs} > 20 \text{ кэВ}$.

Таким образом, можно оценить, что послесвечения вспышек с $E_{peak}^{obs} < 20 \text{ кэВ}$ примерно в 4 раза более редки и при этом как минимум в 2 раза тусклее, чем послесвечения типичных гамма-всплесков в выборке *Swift*. Это означает, что соответствующий темп детектирования для них будет на уровне ~ 0.4 события в год (см. Таблицу 2.2).

2.6 Послесвечения без наблюдаемого гамма-всплеска

Дополнительный вклад в популяцию рентгеновских послесвечений должны давать события, для которых по какой-либо причине отсутствует наблюдаемое мгновенное гамма- и жесткое рентгеновское излучение. В стандартной теории, постулирующей ассоциацию гамма-всплесков с ультрарелятивистскими джетами (с начальным Лоренц фактором на уровне $\Gamma \sim 100 - 1000$), такая ситуация может возникать как минимум в трех случаях :

1) в случае когда, наблюдатель оказывается внутри угла коллимации рентгеновского излучения, но вне угла коллимации гамма-излучения, что возможно, поскольку ожидаемая степень коллимации гамма-излучения выше ввиду большего Лоренц-фактора;

2) в случае, когда наблюдатель оказывается вне угла коллимации как гамма-так и рентгеновского излучения, но рентгеновский сигнал все равно проявляется в момент начала поперечного расширения джета, т.е. когда Лоренц-фактор его направленного движения упадет до величины $\sim 1/\Theta$, где Θ – угол раскрытия джета (Накар & Пиран , 2003);

3) в случае послесвечений т.н. “неудавшихся” гамма-всплесков, которые могут быть связаны с тем, что из-за наличия некоторого количества барионов в веществе джета его Лоренц-фактор оказался значительно меньше 100, но все же гораздо больше единицы (Хуанг, Дай & Лу, 2002). Что касается первого случая, то Накар & Пиран (2003) резюмировали имеющиеся наблюдательные ограничения на отношение угла раскрытия джета к углу коллимации гамма-излучения на основе данных по рентгеновским транзиентам, обнаруженным обсерваториями *Ariel 5*, *HEAO-1*, *ROSAT* и *BeppoSAX*, и нашли, что оно должно быть $\lesssim 2$. Это означает, что темп детектирования таких послесвечений без наблюдаемого гамма-всплеска в ходе eRASS может оказаться сравнимым с темпом детектирования послесвечений обычных гамма-всплесков (см. Таблицу 2.1), а значит, их реально обнаруженное количество можно использовать для ограничения на внутреннюю структуру джетов. Во втором случае яркость рентгеновского излучения сначала возрастает до момента слома ($10^4 - 10^5$ секунд, Панайтеску 2007), после чего спадает также как и для послесвечений обычных гамма-всплесков в фазе после слома (т.е. с наклоном $\delta \approx 2.0$ по сравнению с $\delta \approx 1.2$ для фазы перед сломом для обычных гамма-всплесков, Накар & Пиран 2003). Следовательно, такие послесвечения будут удовлетворять нашим критериям отбора лишь в случае первого детектирования после (или немногим до) момента слома, но тогда яркость излучения даже на момент первого детектирования будет типично уже слишком мала, для возможности измерения потока в трех последовательных сканах. В результате, темп детектирования таких событий должен быть очень мал.

Что касается “неудавшихся” гамма-всплесков, то их существование выглядит вполне естественным с теоретической точки зрения, поскольку наличие некоторой барионной составляющей вещества джета, по-видимому, неизбежно. Так, в коллапсарной модели (МакФайден & Вусли , 1999) предсказывается большое разнообразие в величине барионной “загрузки” и полной энергетике джетов, а следовательно и в итоговом Лоренц-факторе джета. При этом, в большинстве случаев он ожидается на достаточно низком уровне ($\ll 100$) при приблизительно той же полной энергетике ($10^{51} - 10^{53}$ эрг) джетов, но со значительным вкладом барионов ($\sim 10^{-5} - 10^{-3} M_{\odot}$).

Помимо этого, в коллапсарной модели возможно существование популяции “неудавшихся” гамма-всплесков, связанных с ситуацией, когда джете не удается “выбраться” из оболочки родительской звезды (Бромберг и др., 2011). В таком случае ожидается короткая вспышка теплового ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения, за которой последует послесвечение с некоторым набором характерных особенностей (Ксу и др., 2012). На данный момент, однако, практически невозможно получить сколько-нибудь достоверную оценку на частоту таких событий.

2.7 Выводы

Проведенный нами расчет показывает, что в ходе обзора eRASS будет возможность обнаружения и идентификации послесвечений космических гамма-всплесков на основе поиска источников с характерной (степенной) формой спада яркости на масштабе одного дня. Темп детектирования послесвечений длинных гамма-всплесков ожидается на уровне 4–8 событий в год (см. Таблицу 2.1), при этом точное значение зависит от формы $\log N - \log S$ распределения в области низких потоков (вблизи эффективного порога детектирования *CGRO*/BATSE и *Swift*/BAT).

Помимо этого, ожидается, что также будет обнаружено небольшое количество послесвечений других классов гамма-всплесков, таких как короткие гамма-всплески, ГэВ-ные всплески и рентгеновские вспышки (см. Таблицу 2.2). Таким образом, по окончании 4-летнего обзора будет накоплена выборка из 20–40 послесвечений.

Такая выборка хоть и будет гораздо меньше доступных на данный момент (например, по данным обсерватории *Swift*), все же представляет интерес с точки зрения систематического исследования свойств именно послесвечений гамма-всплесков без привязки к необходимости наличия триггера в гамма-лучах, что позволит ей быть несмещенной в сторону гамма-ярких событий. В частности, может быть построена функция светимости послесвечений, и проведено ее сравнение с предсказываемой с использованием гамма-рентген корреляции.

В реальности полное число обнаруженных послесвечений может оказаться в 2 или даже более раз выше за счет послесвечений без наблюдаемого гамма-излучения (например, когда степень коллимации гамма-излучения выше, чем у рентгеновского излучения, или же в случае недостаточного Лоренц-фактора джета). Это означает, что измеренный темп детектирования позволит установить ограничение на частоту таких событий, а значит и на модели, связывающее наблюдаемое гамма- и рентгеновское излучение.

Предложенная нами методика поиска послесвечений гамма-всплесков без информации о триггере гамма-мониторов неба (Задача 1) основывается на проверке совместимости кривой блеска вспышки со степенным законом с ожидаемым в случае послесвечения наклоном. Несмотря на то, что использование такой процедуры может приводить к значительному количеству детектирований похожих на послесвечения вспышек от различных типов переменных источников (например, АЯГ или вспышек от звезд), в большинстве случаев можно будет провести отсев “загрязняющих” источников при помощи кросс-корреляции с обзорами в видимом и ИК диапазонах, а также путем сравнения с данными предыдущих снимков eRASS.

Мы также рассмотрели перспективы детектирования послесвечений гамма-всплесков, уже задетектированных гамма-мониторами на момент наблюдения *eROSITA*.

В этом случае координаты источника будут заранее известны, поэтому для надежного детектирования необходима регистрация всего нескольких отсчетов за 40-секундную экспозицию.

В результате, полное число таких детектирований может быть достаточно большим, $\sim 20 - 60$ в год в зависимости от точной формы функции количества источников $\log N - \log S$ в области малых потоков (см. Таблицу 2.1), если полагать, что на момент проведения eRASS постоянный мониторинг в гамма-лучах будет доступен для большей части неба. Рентгеновские послесвечения, задетектированные таким способом, будут представлять интерес для схожего круга статистических задач касательно свойств популяции рентгеновский послесвечений.

Наконец, несмотря на то, что согласно планируемой стратегии сеансов связи со спутником Спектр-РГ передача данных наблюдений будет происходить лишь один раз за сутки, достаточно точная локализация источников-кандидатов ($\lesssim 30''$) позволит проводить поиск ассоциированных источников в других диапазонах по спадающему излучению в ходе последующих наблюдений ~ 1 дня после триггера.

Приложение 1: порог детектирования для Задачи 1

Порог детектирования (т.е. предельный поток F_e в диапазоне 0.5–2 кэВ) кандидатов для Задачи 1 определяется из условия достижения точности измерения яркости источника в трех последовательных проходах, т.е. f_1 , f_2 и f_3 , достаточной для проверки совместимости кривой блеска со степенным законом спада. При этом очевидно, что процедура проверки наиболее чувствительна к точности самого позднего измерения f_3 , а значит необходимо потребовать $f_3 > F_e$.

Для того, чтобы найти F_e мы провели моделирование построения кривой блеска послесвечения в ходе обзора eRASS, предполагая, что каждое измерение потока распределено пуассоновским образом со средним значением, соответствующим истинному значению потока.

С математической точки зрения, задача представляет собой поиск степенного закона, имеющего три параметра $F_{X,12}$, t_0 и δ (см. Уравнение (2.1)) и позволяющего описать кривую блеска, состоящую из трех смоделированных измерений f_1 , f_2 и f_3 с соответствующими оценками статистической неопределенности. В частности, показатель степени δ может быть найден аналитически, используя Уравнение (2.3). Так, если истинное значение $\delta = 1.3$, и мы требуем, чтобы *измеренное* значение δ попадало в диапазон от ≈ 0.5 до ≈ 3.5 , который консервативно отражает наблюдаемый разброс в измеряемых значениях δ с учетом фазы после слома кривой блеска (Нисевандер, Фрухтер & Пейер, 2009), то ошибка измерения f_3 не должна превышать $\sim 30\%$, т.е. оно должно быть основано на не менее чем 9 зарегистрированных отсчетов от источника. Для иллюстрации последнего вывода мы приводим Рисунок 2.5, основанный на моделировании многочисленных реализациях измеренной кривой блеска с фиксированными значениями параметров: $\delta = 1.3$, $\tau_1 = 1$ час (время первого измерения потока) и f_3 на уровне, обеспечивающем детектирование в среднем 9 фотонов за одно прохождение. Семейство степенных законов, которые описывают смоделированные кривые блеска, ограничивается (на уровне 1σ) двумя кривыми с $\delta \approx 0.4$ и $\delta \approx 3.3$.

Для характерного для послесвечений спектра (степенной закон с наклоном $\Gamma = 2$) и предварительной матрицы отклика eROSITA (<http://mpe.mpg.de/erosita/response/>),

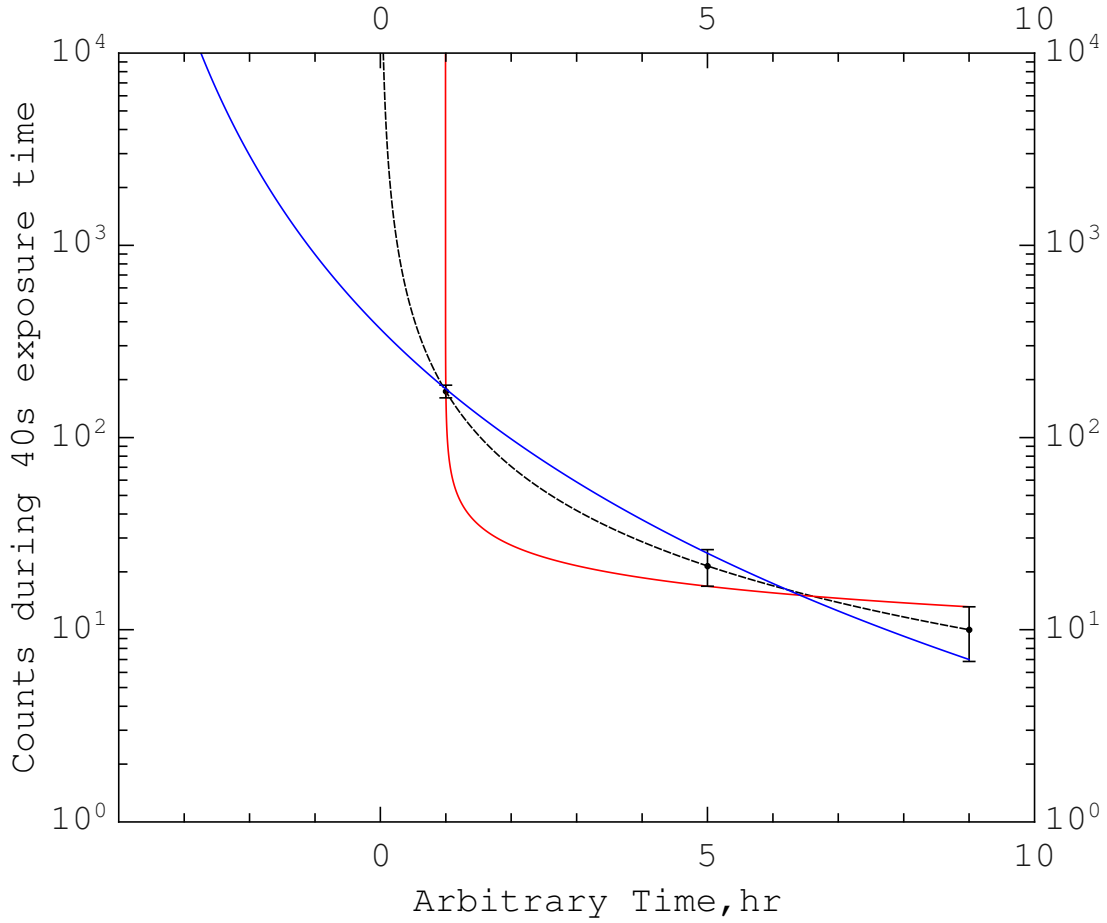


Рис. 2.5: Неопределенность в определении наклона δ степенного спада яркости послесвечения, вызванная статистической (пуассоновской) неопределенностью в измерении темпа счета от источника в трех последовательных сканах. Истинная предполагаемая кривая блеска (показана черной кривой) соответствует наклону $\delta = 1.3$, моменту первого наблюдения $\tau_1 = 1$ час спустя момент начала гамма-всплеска ($t = 0$) и яркости на момент третьего наблюдения, обеспечивающей регистрацию в среднем 9 отсчетов от источника за один скан. Красная кривая показывает степенной закон с $\delta \approx 0.4$, синяя – $\delta \approx 3.3$, которые очерчивают наименее определенную при помощи разыгрывания большого количества случайных реализаций кривой блеска 1σ неопределенность в измеряемом по таким данным значении δ .

регистрация 9 отсчетов соответствует потоку $F_e \simeq 2 \times 10^{-13}$ эрг/с/см² для прохождения источника по диаметру поля зрения *eROSITA*.

В действительности, эффективный порог детектирования может быть выше ввиду существующей неопределенности спектральных свойств конкретного послесвечения и характеристик матрицы отклика *eROSITA* в зависимости от положения источника в поле зрения, поэтому в качестве консервативного выбора мы будем использовать значение предельного потока на уровне $F_e \simeq 3 \times 10^{-13}$ эрг/с/см².

Приложение 2: порог детектирования для Задачи 2

Что касается Задачи 2, то эффективный порог детектирования в этом случае определяется характерным уровнем фона наблюдений в ходе *eRASS*. Ожидается, что в диапазоне 0.5–2 кэВ доминирующий вклад в фоновый темп счета будут давать фотоны космического рентгеновского фона (КРФ), а не “бомбардировка” детекторов заряженными частицами (т.н. фон частиц). Поскольку яркие точечные источники будут задетектированы как таковые, следует исключить их вклад в полную наблюдаемую интенсивность КРФ. Тогда ожидаем фоновый темп счета соответствует ≈ 5 отсчетам в секунду на все поле зрения *eROSITA* (Прокопенко & Гильфанов, 2009). Это означает, что внутри области диаметром HPD ($\approx 29''$), в которую попадает половина отсчетов от точечного источника в соответствии с формой функции отклика *eROSITA*, будет детектироваться ≈ 0.012 отсчета за 40-секундную экспозицию. Предполагая пуассоновскую статистику, находим, что вероятность детектирования 2 и более отсчетов внутри области диаметром HPD в результате флуктуации фона равна $\approx 7.4 \times 10^{-5}$. Если положение искомого послесвечения известно с точностью $\sim 10'$ (что типично для гамма-всплесков, находимых монитором *Swift*/BAT), то вероятность детектирования 2 и более отсчетов фона внутри области локализации меньше чем 3×10^{-2} , что, однако, несколько хуже уровня надежности в 3σ . Поэтому, в качестве порога детектирования для Задачи 2 мы требуем детектирование как минимум 3 отсчетов за 40-секундную экспозицию, что соответствует предельному потоку $F_d \approx 7 \times 10^{-14}$ эрг/с/см² в диапазоне 0.5–2 кэВ. Однако, такое количество задетектированных отсчетов позволяет измерить поток послесвечения с очень большой неопределенностью. Для того, чтобы уменьшить неопределенность хотя бы до уровня $\sim 50\%$, требуется регистрация как минимум 4 отсчетов, т.е. предельный поток на уровне $F_d = 1 \times 10^{-13}$ эрг/с/см², который мы и примем для консервативного порога детектирования.

Литература

- Аирд и др. (Aird J., et al.), 2010, MNRAS, 401, 2531
- Аихара и др. (Aihara H., et al.), 2011, ApJS, 193, 29
- Бергер и др. (Berger, E., Kulkarni, S. R., Fox, D. B., et al.) 2005, ApJ, 634, 501
- Бромберг и др. (Bromberg O., Nakar E., Piran T., Sari R.), 2012, ApJ, 749, 110
- Грайнер и др. (Greiner J., Hartmann D. H., Voges W., Boller T., Schwarz R., Zharikov S. V.), 2000, A&A, 353, 998
- Гюдель (Güdel, M.) 2004, A&ARv, 12, 71
- Дай (Dai, X.) 2009, ApJ, 697, L68
- Д'Алессио и др. (D'Alessio, V., Piro, L., & Rossi, E. M.) 2006, A&A, 460, 653
- Джерелс и др. (Gehrels, N., Barthelmy, S. D., Burrows, D. N., et al.) 2008, ApJ, 689, 1161
- Джерелс, Рамирез-Руиз, & Фокс (Gehrels N., Ramirez-Ruiz E., Fox D. B.), 2009, ARA&A, 47, 567
- де Брюйне (de Bruijne J. H. J.), 2012, Ap&SS, 341, 31
- де Паскаль и др. (de Pasquale, M., Piro, L., Gendre, B., et al.) 2006, AAP, 455, 813
- Кайзер & Команда Pan-STARRS (Kaiser N., et al.), 2002, SPIE, 4836, 154
- Кампана и др. (Campana S., et al.), 2012, MNRAS, 421, 1697
- Киппен и др. (Kippen R. M., Woods P. M., Heise J., in't Zand J. J. M., Briggs M. S., Preece R. D.), 2003, AIPC, 662, 244
- Ксу и др. (Xu M., Nagataki S., Huang Y. F., Lee S.-H.), 2012, ApJ, 746, 49
- Кувелиоту и др. (Kouveliotou C., Meegan C. A., Fishman G. J., Bhat N. P., Briggs M. S., Koshut T. M., Paciesas W. S., Pendleton G. N.), 1993, ApJ, 413, L101
- Кулкарни и др. (Kulkarni S. R., et al.), 1998, Natur, 395, 663
- Лианг и др. (Liang E., Zhang B., Virgili F., Dai Z. G.), 2007, ApJ, 662, 1111
- Лэйк и др. (Lake S. E., Wright E. L., Petty S., Assef R. J., Jarrett T. H., Stanford S. A., Stern D., Tsai C.-W.), 2012, AJ, 143, 7

- Мазец и др. (Mazets E. P., et al.), 1981, *Ap&SS*, 80, 3
- МакФайден & Вусли (MacFadyen, A. I., Woosley, S. E.) 1999, *ApJ*, 524, 262
- МакХарди и др. (McHardy I. M., Papadakis I. E., Uttley P., Page M. J., Mason K. O.), 2004, *MNRAS*, 348, 783
- МакХарди (McHardy I.), 2010, *LNP*, 794, 203, T. Belloni (Ed.), *The Jet Paradigm: From Microquasars to quasars*, X-Ray Variability of AGN and Relationship to Galactic Black Hole Binary Systems, Springer, Berlin Heidelberg
- Накар & Пира (Nakar, E., Piran, T.) 2003, *NewA.*, 8, 141
- Нисевандер, Фрухтер & Пейер (Nysewander, M., Fruchter, A. S., Pe'er, A.) 2009, *ApJ*, 701, 824
- Нусек и др. (Nousek, J. A., Kouveliotou, C., Grupe, D., et al.) 2006, *ApJ*, 642, 389
- Остен и др. (Osten R. A., et al.), 2010, *ApJ*, 721, 785
- Павлинский и др. (Pavlinsky M., et al.), 2011, *SPIE Proc.*, 8147, 5
- Павлинский и др. (Pavlinsky M., et al.), 2012, *SPIE Proc.*, in press
- Пальшин и др. (Pal'shin V. D.), et al., 2013, *ApJS*, 207, 38
- Панаитеску (Panaitescu, A.) 2007, *MNRAS*, 380, 374
- Пиан и др. (Pian E., et al.), 2006, *Nature*, 442, 1011
- Порциани & Мадау (Porciani C., Madau P.), 2001, *ApJ*, 548, 522
- Пределъ и др. (Predehl P., et al.), 2011, *SPIE*, 8145, 247
- Прокопенко & Гильфанов (Prokopenko, I. G., Gilfanov, M. R.) 2009, *Astronomy Letters*, 35, 294
- Ракусин и др. (Racusin, J. L., Oates, S. R., Schady, P., et al.) 2011, *ApJ*, 738, 138
- Росси, Лаццати & Рис (Rossi E., Lazzati D., Rees M. J.), 2002, *MNRAS*, 332, 945
- Савальо, Глазбрук & Ле Борн (Savaglio, S., Glazebrook, K., Le Borgne, D.) 2009, *ApJ*, 691, 182
- Сакамото и др. (Sakamoto, T., Lamb, D. Q., Kawai, N., et al.) 2005, *ApJ*, 629, 311
- Сакамото и др. (Sakamoto, T., Hullinger, D., Sato, G., et al.) 2008, *ApJ*, 679, 570
- Сакамото и др. (Sakamoto, T., Barthelmy, S. D., Barbier, L., et al.) 2008, *ApJS*, 175, 179
- Сакамото и др. (Sakamoto, T., Barthelmy, S. D., Baumgartner, W. H., et al.) 2011, *ApJS.*, 195, 2
- Сазонов, Лутовинов & Сюняев (Sazonov, S. Y., Lutovinov, A. A., Sunyaev, R. A.) 2004, *Nature*, 430, 646

- Свенсон и др. (Swenson, C. A., Maxham, A., Roming, P. W. A., et al.) 2010, *ApJ*, 718, L14
- Секрест и др. (Secret N., Dudik R., Dorland B., Zacharias N., Makarov V., Fey A., Frouard J., Finch C.), 2015, arXiv, arXiv:1509.07289
- Содерберг и др. (Soderberg A. M., et al.), 2004, *Natur*, 430, 648
- Тиммер & Кёниг (Timmer, J., Koenig, M.) 1995, *A& A*, 300, 707
- Узава и др. (Uzawa A., et al.), 2011, *PASJ*, 63, 713
- Хайзе и др. (Heise, J., Zand, J. I., Kippen, R. M., Woods, P. M.) 2001, *Gamma-Ray Bursts in the Afterglow Era Proceedings of the International Workshop Held in Rome, Italy, 17-20 October 2000*, p. 16, Costa E., Frontera F., Hjorth J. (Eds.), Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York
- Фавата & Микела (Favata, F., Micela, G.) 2003, *SSRv*, 108, 577
- Хёрли и др. (Hurley K., et al.), 2011, *AIPC*, 1358, 385
- Хёрли и др. (Hurley K., et al.), 2013, *ApJS*, 207, 39
- Хуанг, Дай & Лу (Huang, Y. F., Dai, Z. G., Lu, T.) 2002, *MNRAS*, 332, 735
- Ценко и др. (Cenko, S. B., Frail, D. A., Harrison, F. A., et al.) 2011, *ApJ*, 732, 29
- Чжан и др. (Zhang B., Fan Y. Z., Dyks J., Kobayashi S., Mészáros P., Burrows D. N., Nousek J. A., Gehrels N.), 2006, *ApJ*, 642, 354
- Штерн и др. (Stern, B. E., Tikhomirova, Y., Kompaneets, D., Svensson, R. & Routanen, J.) 2001, *ApJ*, 563, 80
- Штерн, Тихомирова & Свенссон (Stern, B. E., Tikhomirova, Y., Svensson, R.) 2002, *ApJ*, 573, 75
- Этвуд и др. (Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al.) 2009, *ApJ*, 697, 1071
- Юрич и др. (Jurić M., et al.), 2008, *ApJ*, 673, 864

Глава 3

Перспективы обнаружения событий приливного разрушения звезд СМЧД

3.1 Введение

Согласно общепринятой парадигме, в динамическом центре большинства (если не всех) галактик располагается сверхмассивная, т.е. с массой от сотни тысяч до миллиардов масс Солнца, черная дыра (СМЧД, в качестве обзора см. Хо 2008). Однако, непосредственное обнаружение центральных СМЧД возможно на данный момент лишь для галактик с активным ядром (АЯГ), в которых происходит интенсивная аккреция вещества на СМЧД, а также наиболее близких к нам “спокойных” галактик, для которых доступны прямые измерения динамики звезд и газа в самых внутренних областях, где динамическое влияние СМЧД становится ощутимым (Корменди & Ричстоун, 1995; Корменди & Хо, 2001). Помимо этого, СМЧД с массой $M \lesssim 10^8 M_{\odot}$ ¹ может проявить себя посредством приливного разрушения звезды, оказавшейся на слишком близкой к СМЧД орбите, с последующей аккрецией вещества разрушенной звезды (Хиллс, 1975; Лидский & Озерной, 1979). Согласно аналитическим оценкам, примерно половина вещества разрушенной звезды оказывается захваченным и в последствии аккрецированным СМЧД на временном масштабе порядка года (Гурздян & Озерной, 1981; Рис, 1988). Результаты численного моделирования в целом подтверждают эту картину (Эванс & Кочанек, 1989; Лагуна и др., 1993), хотя доля в конечном итоге аккрецированного вещества может быть в несколько раз меньше, т.е. порядка 10% Аял, Ливио & Пиран (2000). Аккреция же вещества разрушенной звезды на СМЧД происходит с образованием аккреционного диска, излучающего тепловым образом преимущественно в мягком рентгеновском и далеком ультрафиолетовом диапазонах со светимостью на уровне $10^{43} - 10^{45}$ эрг/с (Страббе & Кватаерт, 2009). В результате, изначально “спокойная” галактика на короткое время приобретает свойства яркого АЯГ, после чего постепенно возвращается к своему нормальному состоянию по

¹СМЧД с массой $M \gtrsim 10^8 M_{\odot}$ “захватывает” звезду солнечного типа без разрушения, т.к. соответствующий радиус приливного разрушения формально оказывается под горизонтом СМЧД. В случае же, когда радиус приливного разрушения лишь ненамного превосходит размер горизонта, исключительно важными становятся эффекты общей теории относительности и вращения СМЧД (Кесден, 2012).

мере истощения доступного для аккреции вещества.

Однако, ожидаемая частота таких событий (далее TDE от англ. *tidal disruption event*) в расчете на отдельную галактику невелика: в зависимости от густонаселенности центрального звездного кэпа и массы СМЧД она варьируется в диапазоне от 10^{-6} до 10^{-3} в год на галактику (Ван & Мерритт, 2004). В согласии с этим, лишь около двух десятков кандидатов в TDE было обнаружено при помощи наблюдений в рентгеновском (Комосса, 2002; Данли и др., 2002; Эскей и др., 2008; Капеллутти и др., 2009; Мэксим, Альмер & Эраклес, 2010; Лин и др., 2011; Сакстон и др., 2012), ультрафиолетовом (см., например, работу Гезари и др. 2009 и ссылки в ней) и видимом (см., например, работу ван Вельцен и др. 2011b и ссылке в ней) диапазонах спектра. Измеренные при этом спектральные и временные характеристики излучения также в целом согласуются с ожидаемыми (см. ниже), хотя качество данных пока лишь в единичных случаях позволяет провести статистически значимую проверку различных вариантов модели и ограничить допустимый диапазон основных параметров.

Дополнительное измерение в исследованиях TDE появилось после открытия обсерваторией *Swift* вспышек более жесткого рентгеновского излучения с характерным временем спада потока схожим со временем спада, предсказываемым (и наблюдаемым для кандидатов) в случае канонического TDE (Леван и др., 2011; Барроус и др., 2011; Ценко и др., 2012). Возможность существования транзиентных источников такого типа была предсказана ранее и связана с образованием релятивистских струйных выбросов (джетов) на самой ранней стадии явления, когда темп аккреции вещества разрушенной звезды значительно превосходит критическое значение (Джианниос & Метцгер, 2011; ван Вельцен, Кёрдинг & Фальк, 2011; Леи & Чжан, 2011; Кролик & Пиран, 2012). Наблюдаемая частота таких событий очень низка, что может быть связана как с низкой вероятностью благоприятной для детектирования конфигурации наблюдения ввиду узконаправленности излучения релятивистского джета (как в случае гамма-всплесков), так и с относительной редкостью возникновения внутренних условий, требуемых для запуска джетов (Ценко и др., 2012). Безусловно, для прояснения ситуации требуется значительное увеличение выборки таких событий.

Обнаружение большого количество относительно редких транзиентных событий возможно при помощи глубоких обзоров больших площадок неба, в особенности при неоднократном повторении наблюдений одного и того же участка неба с временным промежутком, близким к характерному времени спада яркости транзиента. Для вспышек излучения в результате TDE наиболее подходящими являются обзоры в далеком УФ и рентгеновском диапазонах – так, ожидалось, что около тысячи таких транзиентов будет обнаружено по данным обзора всего неба обсерваторией *ROSAT* (RASS, Симбэй & Уэст 1993), однако же, достоверно идентифицировано было только *пять* кандидатов (см. также следующую главу, посвященную поиску дополнительных кандидатов), что связано с недостатком предшествующих и последующих наблюдений, с данными которых можно было бы сравнить данные RASS (Комосса, 2002; Данли и др., 2002). Тем не менее, вклад обзора RASS в полную выборку кандидатов в TDE остается наиболее значительным, еще несколько кандидатов было найдено в данных обзоров на основе наблюдений и перенаведений обсерватории *XMM-Newton* (*3XMM-DR4* и *XMM-Newton Slew Survey*, Эскей и др. (2008); Лин и др. (2011); Сакстон и др. (2012)), а также в данных точечных наблюдений обсерватории *Chandra* (Капеллутти и др., 2009; Мэксим, Альмер

& Эраклес, 2010).

В нашей работе мы исследуем перспективы обнаружения TDE в ходе планируемого обзора всего неба обсерваторией Спектр-РГ, а именно телескопом *eROSITA*.

Сценарий проведения обзора предполагает получение *восьми* последовательных снимков неба, каждый чувствительностью (на энергиях ниже 2 кэВ) ~ 4 раза лучше обзора RASS (Мерлони и др., 2012). Такая стратегия наблюдений позволяет проводить сравнение снимков площадок неба с временной скважностью в полгода (см. Рис. 3.2), что, вместе с максимум чувствительности в мягком рентгеновском диапазоне, очень хорошо подходит для поиска TDE, основной отличительной чертой которой можно считать гигантскую амплитуду переменности на масштабе года и очень мягкий рентгеновский спектр. Дополнительным преимуществом обзора *eRASS* в сравнении с RASS будет наличие чувствительности к более жестким рентгеновским фотонам с энергией до ~ 10 кэВ, что позволит гораздо лучше ограничить форму спектра.

Далее, после короткого обзора ожидаемых наблюдательных свойств вспышек, связанных с TDE, мы рассмотрим предлагаемую методику их обнаружения в ходе *eRASS*, после чего производим расчет ожидаемого количества детектирований и их предсказываемые свойства.

3.2 Проявления TDE в рентгеновском диапазоне

Наблюдаемые характеристики отдельно взятой вспышки в результате TDE зависят от многих факторов, связанных со свойствами разрушаемой звезды (масса и тип), черной дыры (масса и спин) и параметрами изначальной орбиты звезды (прицельный параметр b , в случае вращающейся черной дыры, взаимная ориентация направления движения и спина СМЧД). Для упрощения рассмотрения мы будем использовать лишь некоторый шаблон характеристик TDE, основанный на расчетах для звезды типа и массы Солнца и невращающейся СМЧД, и который отражает свойства найденных в рентгеновских обзорах кандидатов в TDE. Это означает, что мы не будем рассматривать такие близкие явления как приливное “обдирание” атмосфер звезд-гигантов (МакЛеод, Джуиллохон & Рамирез-Руиз, 2012; Джуиллохон & Рамирез-Руиз, 2013), или же TDE на СМЧД, получивших значительный импульс отдачи при слиянии тесной пары СМЧД (Комосса, 2012), ввиду отсутствия надежной наблюдательной базы для получения представления об их типичных наблюдательных свойствах (в качестве обзора различных динамических каналов, приводящим к “родственным” с TDE явлениям, см. Александр 2012).

3.2.1 Свойства кривой блеска

Уменьшение яркости со временем для большинства кандидатов в TDE вполне удовлетворительно описывалось степенным законом с наклоном $\approx -5/3$ (Комосса, 2002; Халперн, Гезари & Комосса, 2004; Вон, Эдельсон, & Уорвик, 2004), ожидаемым согласно аналитическим расчетам и отражающем уменьшение темпа аккреции вещества разрушенной звезды \dot{M} при примерно постоянной эффективности высвечивания теряемой аккрецируемым веществом потенциальной энергии ϵ . Это означает, что $L = \epsilon \dot{M} c^2$, т.к. предполагается, что характерный масштаб времени,

на котором меняется \dot{M} , больше характерного времени “переработки” вновь поступающего вещества в аккреционном диске (т.н. “вязкостный” масштаб времени, см. ниже) (Рис, 1988; Финни, 1989).

Недавние численные расчеты, однако, указывают, что закон спадания \dot{M} вида $\propto t^{-5/3}$ достигается лишь асимптотически на поздних стадиях явления, в то время как зависимость темпа аккреции от времени на начальной стадии чувствительна к структурным свойствам разрушенной звезды.

Помимо этого, эффективность высвечивания гравитационной энергии можно считать примерно постоянной лишь на определенной на стадии, а именно, когда \dot{M} меньше критического значения $\dot{M}_{Edd} = \epsilon^{-1} L_{Edd}/c^2$, соответствующего Эддингтоновскому пределу светимости $L_{Edd} \simeq 1.4 \times 10^{44} \left(\frac{M_{BH}}{10^6 M_\odot} \right)$ эрг/с, но все таки больше $\sim 0.01 \dot{M}_{Edd}$. На этой стадии теряемая аккрецируемым веществом потенциальная энергия высвечивается геометрически тонким, оптически толстым аккреционным диском (Шакура & Сюняев, 1973).

Для звезды солнечного типа с орбитой, характеризующейся радиусом перигея $R_p = 3R_S$, $R_S = 2GM_{BH}/c^2$ – радиус Шварцшильда для СМЧД массой M_{BH} , максимальный темп аккреции ожидается в момент времени

$$\tau_i \simeq 20 \left(\frac{M_{BH}}{10^6 M_\odot} \right)^{5/2} \text{ минут} \quad (3.1)$$

после момента разрушения t_0 , будучи при этом сильно сверхкритическим для $M_{BH} \lesssim 10^7 M_\odot$ и $\epsilon = 0.1$ (Страббе & Кватаерт 2009; величина τ_i также чувствительна к величине радиуса перигея: $\tau_i \propto R_p^3$).

Это означает, что на начальной стадии аккреция должна происходить в излучательно неэффективном режиме, с примерно постоянной светимостью $L \simeq L_{Edd}$ геометрически толстого сверхкритического диска, тратя большую часть выделяемой энергии на запуск массивного ветра (Альмер, 1999; Страббе & Кватаерт, 2009).

Сверх-Эддингтоновская начальная фаза заканчивается в момент

$$\tau_{Edd} \simeq 0.1 \left(\frac{M_{BH}}{10^6 M_\odot} \right)^{2/5} \text{ года} \quad (3.2)$$

с момента разрушения для $R_p = 3R_S$ ($\tau_{Edd} \propto R_p^{6/5}$, Страббе & Кватаерт 2009), после чего светимость источника начинает спадать в соответствии со спаданием темпа аккреции.

Используя стандартную формулу для α -вязкости (Шакура & Сюняев, 1973), можно оценить характерное аккреционное время как (Альмер, 1999):

$$\tau_{acc} \sim R_p/V_r = \frac{T_{Kepl}(R_p)}{\alpha \pi h^2} \approx 30 h^{-2} \left(\frac{0.1}{\alpha} \right) \left(\frac{R_p}{3R_S} \right)^{3/2} \left(\frac{M_{BH}}{10^6 M_\odot} \right) \text{ минут} \quad (3.3)$$

где $T_{Kepl}(R) = 2\pi \sqrt{R^3/GM_{BH}}$ – кеплеровское время на радиусе R , а $h = H/R$ – отношение толщины диска к радиусу. Поскольку на начальной стадии $h \sim 1$, очевидно, что $\tau_{acc} \ll \tau_{Edd}$, что также подтверждается результатами численного моделирования (Джуиллохон & Рамирез-Руиз, 2013).

Несмотря на то, что при различных условиях реальная картина аккреции вещества разрушенной звезды может значительно отличаться от такого идеализированного сценария (см., например, результаты расчетов Лодато и др. 2009), для

целей нашего исследования будет достаточного того, что он позволяет описать основные характеристики ожидаемой кривой блеска, а именно максимальную светимость и характерное время спада. В качестве шаблона кривой блеска мы используем следующую модель

$$L(t) = \begin{cases} L_{quies} & \text{для } t < t_0 \\ L_0 & \text{for } t_0 < t < t_1 \\ L_0 \left(\frac{t-t_0}{\tau_{Edd}} \right)^{-5/3} & \text{для } t > t_1 \end{cases} \quad (3.4)$$

где L_{quies} – светимость источника в “спокойном” состоянии (т.е. до вспышки), $L_0 = \eta L_{Edd} \gg L_{quies}$ – максимальная наблюдаемая светимость (множитель η описывает влияние эффектов ориентации диска относительно луча зрения наблюдателя), а $t_1 = t_0 + \tau_{Edd}$.

Уравнение (3.4) не учитывает короткий первоначальный период $\tau_i \ll \tau_{Edd}$, поскольку $\tau_i/\tau_{Edd} \simeq 4 \times 10^{-4} \left(M_{BH}/10^6 M_\odot \right)^{21/10} \left(R_p/3R_S \right)^{9/5}$.

Тем не менее, как будет обсуждаться в разделе 3.4.2, в принципе существует возможность наблюдения TDE на стадии, когда темп аккреции вещества разрушенной звезды только нарастает до максимального значения, и которая длится $\tau_{rise} < \tau_i \ll \tau_{Edd}$ (в предположении малости “вязкостного” масштаба времени в сравнении с характерным временем возвращения захваченного вещества).

Для СМЧД с массой $M_{BH} \gtrsim$ несколько $\times 10^7 M_\odot$ только разрушение звезд на очень близких орбитах (т.е. с небольшим R_p) приводит к сверхкритической аккреции на начальной фазе, поэтому для большей части (предполагая плоское распределение по R_p) вспышек в результате TDE на таких СМЧД максимальная светимость будет ниже предельно возможной (Альмер, 1999). В дополнение к этому, ожидаемый спектр излучения в этом случае имеет максимум скорее в УФ, а не в рентгеновской области спектра (см. ниже), поэтому обнаружение таких TDE в обзоре eRASS маловероятно, и мы ограничимся рассмотрением СМЧД с массами $M_{BH} \lesssim 10^7 M_\odot$.

Стоит отметить, что результаты недавних аналитических (Стоун, Сари & Лёб, 2013) и численных (Джуиллохон & Рамирез-Руиз, 2013) расчетов указывают на то, что зависимость характерного временного масштаба возвращения вещества разрушенной звезды к СМЧД от радиуса перицентра орбиты может быть гораздо слабее, чем считалось ранее. Это связано с вопросом о том, в какой именно момент происходит распределение высвобождаемой в результате разрушения звезды энергии - в момент прохождения перицентра, либо же в момент прохождения радиуса приливной устойчивости $R_t = R_\star (M_{BH}/M_\star)^{1/3}$ (где R_\star и M_\star – радиус и масса разрушаемой звезды). Достаточно очевидно, что именно во втором случае зависимость характеристик TDE от R_p практически отсутствует, основную же роль играет величина R_t , связанная лишь с параметрами СМЧД и звезды, но не ее орбиты (см. подробное обсуждение в работе Стоун, Сари & Лёб 2013). Для $M_{BH} = 10^7 M_\odot$ разница невелика, т.к. в этом случае $R_t/3R_S = 1.6$ (при $R_\star = R_\odot$ и $M_\star = M_\odot$), но для менее массивных СМЧД она становится существенной. Так, для $M_{BH} \sim 10^6 M_\odot$ имеем $R_t/3R_S = 7.5$, что означает гораздо большие ожидаемые значения для τ_i и τ_{Edd} по сравнению с приведенными выше формулами для $R_p = 3R_S$. На данный момент нет наблюдательного подтверждения таких предсказаний, а наблюдаемые кривые блеска кандидатов в TDE вполне совместимы канонической картиной, ожидаемой для $R_p \sim 3R_S$ (Эскей и др., 2008). Поскольку наиболее вероятно, что свойства

выборки, которая будет получена в ходе eRASS, будут похожи на свойства имеющихся на данный момент выборок, мы будем использовать именно значения τ_i и τ_{Edd} , полученные для $R_p \sim 3R_S$.

3.2.2 Спектральные свойства

Выше мы рассматривали болометрическую кривую блеска вспышки в результате TDE, с точки зрения же перспектив обнаружения таких вспышек в ходе eRASS нас интересует лишь часть болометрического потока, попадающая в область чувствительности детекторов *eROSITA*. Требуемая поправка, т.н. болометрическая поправка, определяется формой спектра источника, точнее ее сверткой с функцией отклика прибора. В случае TDE источником рентгеновского излучения являются самые внутренние области аккреционного диска вокруг СМЧД, так что форма спектра может быть аппроксимирована спектром абсолютно черного тела (АЧТ)(Шакура & Сюняев, 1973) с температурой

$$\kappa T_{bb} \simeq 0.06 \left(\frac{M_{BH}}{10^6 M_\odot} \right)^{-1/4} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}} \right)^{1/4} \text{ кэВ}, \quad (3.5)$$

которая соответствует области $R \sim 5R_S$ (Альмер, 1999).

Ввиду того, что спектр очень мягкий, детектируемое излучение сильно подвержено влиянию поглощения межзвездным веществом, так что получаемая выборка TDE будет очевидным образом смещена в сторону событий меньшей полной колонковой плотностью нейтрального водорода на луче зрения, включающий вклад как родительской, так и нашей галактики.

Согласно данным наблюдений медианное значение оценок для температуры чернотельного спектра оказывается равным $\kappa T_{bb} \simeq 0.07$ кэВ (Комосса, 2002; Эскей и др., 2008), хотя качество данных на данный момент не позволяет однозначно исключить возможность описания наблюдаемых спектров поглощенным степенным законом с наклоном $\Gamma \gtrsim 3$, что подтверждает ожидаемую мягкость спектра.

В нашем расчете будет использоваться именно чернотельная модель спектра, которая является более предпочтительной ввиду наличия физических предпосылок ее применимости, в то время как формальная применимость степенного закона для описания наблюдаемых спектров связана скорее с невысоким качеством данных. Эта модель имеет три параметра – количество атомов водорода на луче зрения N_H , эффективная температура κT_{bb} и болометрический поток излучения в пике вспышки

$$f_0 = \frac{L_0}{4\pi d_L^2}, \quad (3.6)$$

Значение первого параметра в наших расчетах фиксируется на уровне $N_H = 5 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$, что соответствует медианному значению N_H , найденному (Эскей и др., 2008). Это значение совместимо с ожидаемой величиной поглощения исключительно за счет межзвездного вещества в нашей Галактике для случайно выбранных площадок неба вне галактической плоскости, что указывает на небольшой вклад с трудом измеряемого поглощения в родительской галактике (Эскей и др., 2008). Помимо этого, возможно также некоторая степень т.н. “внутреннего” поглощения, т.е. свойственному самому явлению TDE, например, когда аккреционный

диска виден “с ребра” или за счет перекрытия луча зрения незахваченным СМЧД веществом разрушенной звезды (Страббе & Кватаерт , 2009).

Тем не менее, такая доля таких случаев среди *зарегистрированных* TDE будет невысока, т.к. для первого случая можно ожидать дополнительное уменьшение наблюдаемой яркости за счет некоторой степени коллимации излучения вдоль оси диска, для второго же случая ожидается, что незахваченное вещество образует “вертикальную стену” из обломков, занимающую небольшой телесный угол на небе центрального источника ($\Delta\Omega \sim 0.1$ стер), но имеющая при этом большую оптическую толщину по поглощению на нейтральном водороде (Страббе & Кватаерт , 2009). В результате, с учетом мягкости ожидаемого спектра излучения в обоих случаях мы будем скорее иметь место с недетектированием такой вспышки, нежели с детектированием вспышки с избыточным значением N_H .

Как следует из уравнения 3.5, второй параметр модели зависит от массы СМЧД как $\kappa T_{bb} \propto M_{BH}^{-1/4}$. К сожалению, для галактик, которые были ассоциированы с обнаруженными кандидатами в TDE, существуют лишь достаточно грубые оценки массы центральной СМЧД. Медианное значение κT_{bb} при этом равно $\simeq 0.07$ кэВ, что соответствует $M_{BH} \approx 10^6 M_\odot$. Для сравнения при $M_{BH} = 5 \times 10^6$ и $10^7 M_\odot$ ожидаемая эффективная температура будет $\kappa T_{bb} = 0.047$ и 0.039 кэВ соответственно. Именно эти три значения будут использоваться в нашем расчете в качестве характеристических и представляющих диапазон масс СМЧД от $10^6 M_\odot$ до $10^7 M_\odot$.

По мере уменьшения темпа аккреции возвращающегося к СМЧД вещества разрушенной звезды ожидается уменьшение эффективной температуры излучения диска как $\kappa T_{bb} \propto \dot{M}^{1/4}$ до тех пор, пока приближение тонкого диска остается справедливым (Страббе & Кватаерт , 2009).

Однако, в наблюдениях на пяти кандидатов², найденных в данных RASS, на поздней стадии, когда яркость уменьшилась на более чем два порядка величины, не было обнаружено “умягчения” спектра излучения, спектр некоторых же из них даже стал более “жестким” (Вон, Эдельсон, & Уорвик, 2004); в работе Комосса и др. (2004) также было обнаружено “ужесточенное” спектра для другого кандидата в TDE, RX J1242–1119. Такое поведение может быть объяснено (по аналогии с галактическими рентгеновскими двойными системами) переходом в режим аккреции, сопровождающийся образованием горячей, комптоизирующей излучение диска короны и, возможно, запуском релятивистских джетов, при уменьшении темпа аккреции ниже некоторого критического уровня.

Принимая во внимание эти результаты, а также поскольку большая часть TDE будет детектироваться на своей ранней стадии (см. раздел 3.4), возможная эволюция спектра в наших расчетах приниматься во внимание не будет.

Стоит отметить, что несколько более высокая эффективная температура излучения оказалась характерна для кандидатов в TDE, обнаруженных по мониторингу галактик в богатых скоплениях по данным наблюдений обсерватории *Chandra* (Капеллути и др., 2009; Мэксим, Альмер & Эраклес, 2010). На данный момент неясно, является ли это следствием влияния окружения галактики или же артефактом спектрального анализа в условиях “загрязнения” изображения протяженным излучением скопления. Как бы то ни было, обнаружение кандидатов в TDE в галактиках скоплений при помощи *eROSITA* будет весьма затруднительно ввиду гораздо худшего углового разрешения прибора в сравнении с *Chandra*, за ис-

²Стоит отметить, что для некоторых из этих кандидатов не исключена полностью ассоциация с АЯГ.

ключением для наиболее ярких вспышек в относительно близких скоплениях (как, например, в работе Капеллутти и др. 2009), для которых будет возможно провести спектральную фильтрацию и воспользоваться преимуществом в чувствительности ниже 0.3 кэВ.

В дополнение, для таких событий с большой долей вероятности будут доступны данные последующих наблюдений, т.к. многие из обнаруженных в ходе обзора скоплений галактик будут мишенями оптических и более чувствительных рентгеновских наблюдений для подтверждения и определения их свойств в соответствии с основными научными задачами проекта Спектр-РГ/*eROSITA* (Мерлони и др., 2012).

3.3 Методика обнаружения

При формулировании критериев поиска потенциальных кандидатов в TDE обычно рассматриваются такие характеристики итоговой выборки как *полнота* и *надежность*, первая из которых увеличивается при ослаблении условий идентификации, вторая же при этом уменьшается за счет роста вероятности ложной идентификации источника другого типа с похожими свойствами (см., например, подробное обсуждение в Главе 7 Уолл и др. 2003).

В случае поиска TDE в ходе обзора eRASS первичной целью является получение возможно большей выборки кандидатов, по которой можно будет получить наиболее точную оценку частоты таких событий в локальной Вселенной. Уменьшение возникающих при этом эффектов селекции может быть достигнуто за счет приписывания кандидатам определенного статистического веса, отражающего степень надежности их ассоциации с TDE. Руководствуясь этими соображениями, мы выбираем критерии поиска, основанные лишь на наиболее базовых свойствах таких вспышек, которые должны быть применимы для обнаружения большей части из них внутри определяемой предельным детектируемым потоком области (см. раздел 3.4).

3.3.1 Обзор всего неба проекта Спектр-РГ

Обсерватория Спектр-РГ планируется к запуску в точку Лагранжа L2 в 2017 году. Спутник будет вращаться с периодом $T = 4$ часа вокруг своей оси, ориентированной по направлению в нескольких градусах от направления на Солнце, в то время как оси основных инструментов, телескопов *eROSITA* и ART-XC, будут ориентированы перпендикулярно этому направлению (Мерлони и др., 2012). По мере того, как точка L2 обращается вместе с Землей вокруг Солнца, будет вращаться и ось спутника, направленная к Солнцу, со скоростью примерно 1 градус дуги в день. Ввиду того, что диаметр поля зрения телескопа *eROSITA* также равен 1 градусу, полный обзор неба будет получаться за 6 месяцев наблюдений, так что в течении 4 лет (предполагаемая продолжительность обзорной фазы проекта) будет получены 8 таких снимков со средним временем экспозиции ~ 240 секунд каждый, которая набирается за 6 последовательных проходов источника через поле зрения телескопа с интервалом в 4 часа (см. предыдущую главу и Хабибуллин, Сазонов & Сюняев 2012).

Таким образом, типичная серия наблюдений произвольной позиции на небесной сфере будет распределена в течении одного дня, что значительно короче ха-

рактерного временного масштаба изменения яркости вспышки в результате TDE (несколько месяцев), что позволяет упрощенно рассматривать эту серию как одно наблюдение с суммарным временем экспозиции в 240 секунд.

Стоит отметить, что реальная карта экспозиции, достигаемая в ходе обзора eRASS, не будет однородной по небесной сфере, а именно, относительно большее время экспозиции (в 3-4 раза) получают области, близкие к полюсам эклиптики (Мерлони и др., 2012). Доступная глубина обзора в таких областях будет также в несколько раз больше, что позволит детектировать более слабые и более далекие вспышки, а также получать кривые блеска ярких вспышек с меньшей скважностью, что особенно важно для возможности обнаружения событий в фазе нарастания яркости (см. раздел 3.4).

3.3.2 Критерии идентификации

Для вспышки излучения с заданной формой спектра, болометрическим потоком f (в сопутствующей системе отсчета) на красном смещении z , темп счета, измеряемый eROSITA в диапазоне 0.2–2 кэВ, может быть представлен в виде

$$C_{0.2-2}(f, z) = \frac{A_{0.2-2}}{K_{0.2-2}(z)} f, \quad (3.7)$$

где $A_{0.2-2}$ (в единицах отсчетов $\times \text{см}^2/\text{эрг}$) представляет собой переводной множитель из потока в отсчеты для источника со спектром TDE на $z \rightarrow 0$, в то время как множитель $K_{0.2-2}(z)$ отвечает за поправку в результате космологического “покраснения спектра” (т.н. K -поправка),

Как $A_{0.2-2}$, так и $K_{0.2-2}$ определяются сверткой спектра источника с функцией отклика прибора. Мы провели расчеты K -поправки для спектральных моделей, соответствующих $M_{BH} = 10^6 M_\odot, 5 \times 10^6 M_\odot, 10^7 M_\odot$ при помощи пакета обработки спектральных данных XSPEC (Дорман & Арно, 2001), результаты которых приведены на Рисунке 3.1. Вполне ожидаемо, поправка оказалась значительной, особенно в случае массивных СМЧД, для которых ожидается наиболее “мягкий” спектр, так что в результате космологического красного смещения пик спектра оказывается вне диапазона чувствительности eROSITA.

Пренебрегая возможной эволюцией спектра в ходе TDE, темп счета от вспышки будет меняться как $C_{0.2-2}(t_{observer}) \propto L(t_{source}(t_{observer}))$, причем зависимость $t_{source}(t_{observer})$ определяется красным смещением источника.

Получить представление о спектре источника, опираясь на небольшое число из зарегистрированных отсчетов, можно разделив основной спектральный диапазон 0.2–2 кэВ на несколько полос, например, 0.2–0.4, 0.4–1 и 1–2 кэВ.

Темп счета в первой из них исключительно чувствителен к величине поглощения на луче зрения, в то время как отношение $SR = C_{0.4-1}/C_{1-2}$ темпов счета в двух последних отражает характерный наклон спектра источника, поэтому мы предлагаем использовать его для спектральной классификации источников на “мягкие” и “жесткие” (см. детали определения соответствующей разграничительной линии в Приложении).

Принимая во внимание предсказываемые свойства вспышек в результате TDE (см. Раздел 3.2) и характеристики обзора eRASS (см. Раздел 3.3.1), мы предлагаем использовать следующие два основных признака, отличающие TDE от

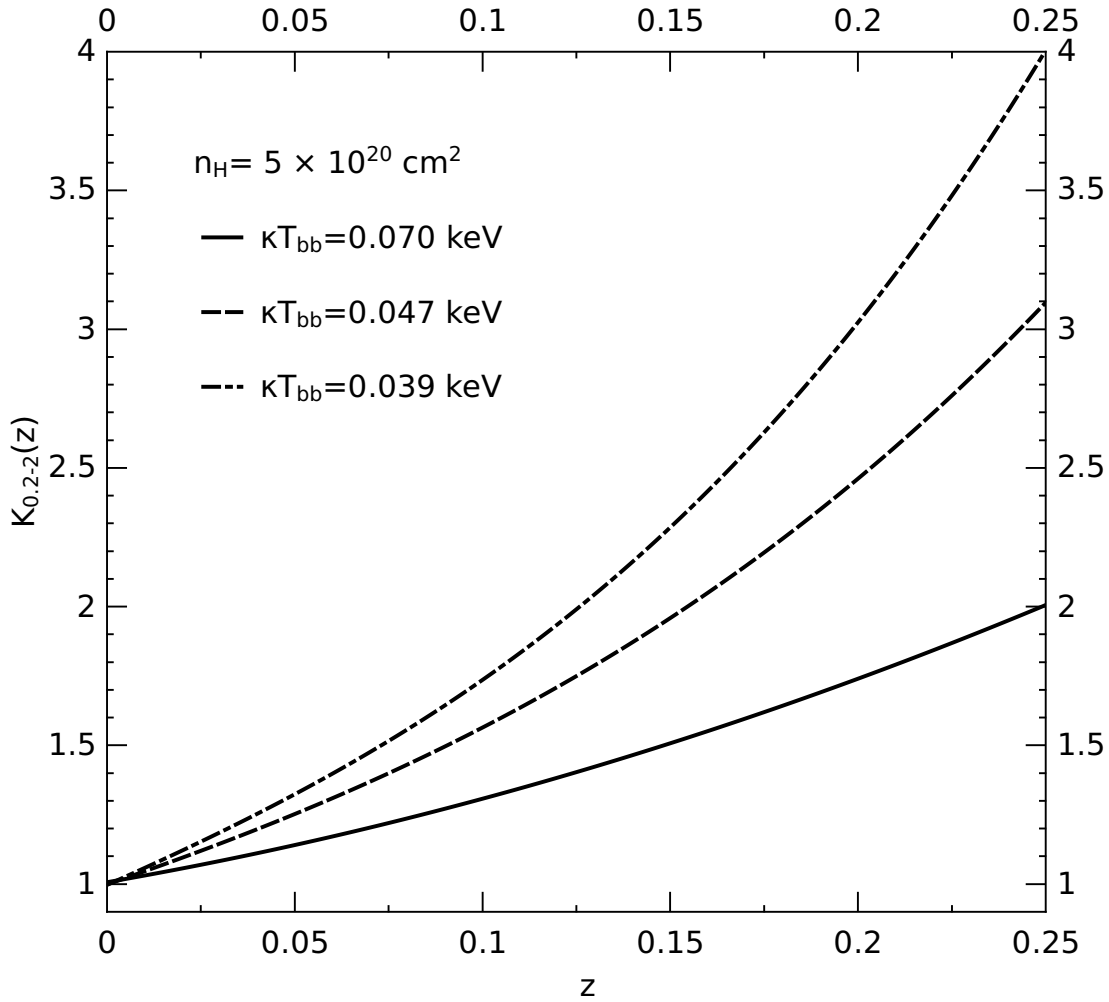


Рис. 3.1: -поправка в диапазоне 0.2-2 кэВ для набора спектральных моделей, представляющих $M_{BH} = 10^6 M_{\odot}$ (чернотельный спектр с $\kappa T_{bb} \approx 0.070$ кэВ), $M_{BH} = 5 \times 10^6 M_{\odot}$ (чернотельный спектр с $\kappa T_{bb} \approx 0.047$ кэВ), $M_{BH} = 10^7 M_{\odot}$ (чернотельный спектр с $\kappa T_{bb} \approx 0.039$ кэВ), и функции отклика *eROSITA*. В каждой модели накладывалось поглощение на уровне $N_H = 5 \times 10^{20} \text{ см}^2$.

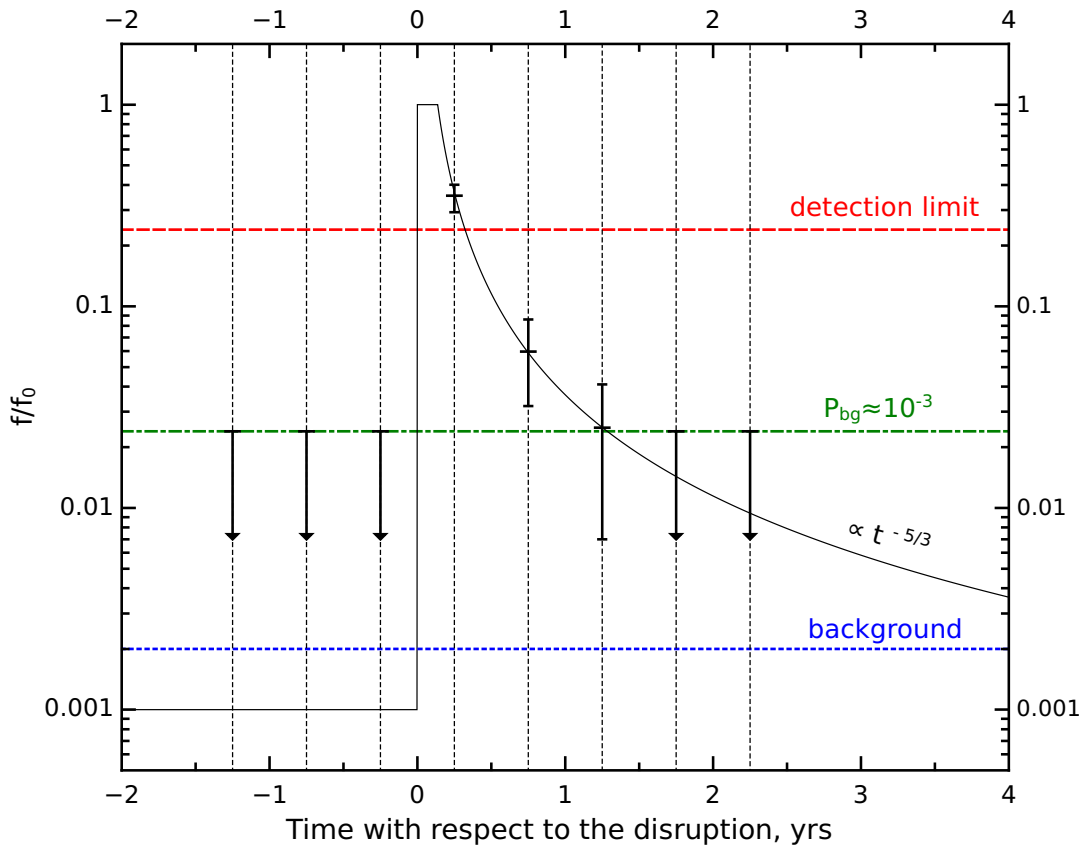


Рис. 3.2: Схематическое изображение кривой блеска (нормированной на яркость в пике f_0) кандидата в TDE, которая будет получена в ходе eRASS в результате нескольких сканирований источника с интервалом 6 месяцев (в моменты времени, отмеченные вертикальными прямыми). Средний уровень фона показан синей пунктирной линией. Зеленой штрих-пунктирной линией отмечен уровень, соответствующий темпу счета, который может быть результатом флуктуации фона с вероятностью $P_{bg} \approx 10^{-3}$. В момент вспышки яркость источника кандидата должна как минимум в 10 раз превысить этот уровень (см. Приложение), т.е. быть выше уровня, отмеченного красной штриховой линией

других рентгеновских транзиентных источников (например, послесвечений гамма-всплесков, см. предыдущую Главу) (Комосса, 2002):

- очень большая (≥ 10) амплитуда изменения темпа счета источника ($C_{0.2-2}$) между двумя последовательными наблюдениями с промежутком в 6 месяцев (см. Рисунок 3.2);
- “мягкость” рентгеновского спектра, указываемая посредством спектрального отношения SR и соответствующая слабопоглощенному ($N_H < 10^{21} \text{ см}^{-2}$) степенному закону с наклоном $\Gamma \geq 3$.

Кроме этого, поскольку мы имеем дело с источниками довольно “мягкого” рентгеновского излучения, имеет смысл ограничиться рассмотрением лишь области неба вне плоскости Галактики ($|b| > 30^\circ$), для которой характерно $N_H < 10^{21} \text{ см}^{-2}$, что также значительно уменьшает “загрязненность” выборки сильнопеременными Галактическими источниками, такими как катаклизмические переменные и вспыхивающие dM звезды (см. Данли и др. 2002).

Поскольку мы интересуемся TDE в галактиках без активного ядра, поток излучения от которых с большой вероятностью окажется ниже уровня фона, ампли-

туда увеличения потока в максимуме в вспышки по сравнению с состоянием вне вспышки будет определяться именно относительно уровня фона.

Следовательно, первое из наших требований означает, что от потенциальный кандидат в TDE должен быть по крайней мере в 10 раз ярче этого уровня. Помимо этого, количество зарегистрированных от источника отсчетов должно позволять отличить “мягкий” ($\Gamma > 3$) спектр от “жесткого” ($\Gamma \sim 2$), характерного для АЯГ.

Как показывается в Приложении, для выполнения этих условий требуется, чтобы от источника в среднем было зарегистрировано $N_{lim} = 40$ отсчетов (20 внутри круга диаметром HPD) в диапазоне 0.2–2 кэВ за 240 секунд экспозиции.

Соответствующие предельные значения болометрического потока f_{lim} приведены в Таблице 3.1 для используемого набора спектральных моделей.

На Рисунке 3.3 показан смоделированный спектр вспышки для $M_{BH} = 10^6 M_{\odot}$ с пороговым потоком $f = f_{lim}$, а также варианты фитирования его степенным законом с различными (но фиксированными) значениями наклона, что демонстрирует возможность подтверждения “мягкости” спектра на основе таких данных.

Подытоживая, сформулируем критерии отбора, руководствуясь которыми мы предлагаем проводить поиск TDE в данных eRASS:

1. Расположение вне плоскости Галактики, а именно $|b| > 30^{\circ}$.
2. Регистрация по крайней мере 40 отсчетов от источника (т.е. 20 отсчетов внутри области диаметром HPD) для среднего времени экспозиции ~ 240 секунд.
3. Более чем *десятикратное* увеличение темпа счета по сравнению с предыдущим снимком этой области.
4. Значение спектрального отношения $SR \geq 2$ в ярком состоянии.

Последний пункт неприменим для поиска TDE с релятивистскими джетами, подклассом TDE подробно обсуждаемым в разделе 3.4.4.

3.3.3 Детектирование в нескольких снимках неба eRASS

Излучение найденной в одном из снимков обзора eRASS вспышки может оставаться доступным для детектирования и в последующих снимках, т.е. по прошествии 6, 12, 18 и т.д. месяцев с момента обнаружения, что дает возможность построения приблизительной долговременной кривой блеска и проверки ее совместимости с ожидаемым законом спада $\propto t^{-5/3}$. Так, для надежного детектирования излучения вспышки на поздней стадии достаточно регистрации 4 отсчетов за 240-секундную экспозицию, учитывая, что центроид источника в этом случае известен априори (см. Приложение к данной Главе).

Это означает, в частности, что хотя бы одно измерение потока на поздней стадии по данным eRASS будет возможно для тех вспышек, характерное время спада которых превосходит примерно $6 \times 10^{-3/5} \approx 1.5$ месяца (0.126 года), что соответствует большинству TDE на СМЧД с массой $M_{BH} > 10^6 M_{\odot}$ (см. Уравнение 3.4). Так как по данным наблюдения еще через 6 месяцев возможно по крайней мере получить верхний предел на яркость вспышки, а значит и ограничить допустимые значения параметров степенной модели кривой блеска исключительно по данным eRASS, а значит и на количественном уровне проверить совместимость наблюдений с предсказаниями на основе аналитических и численных расчетов.

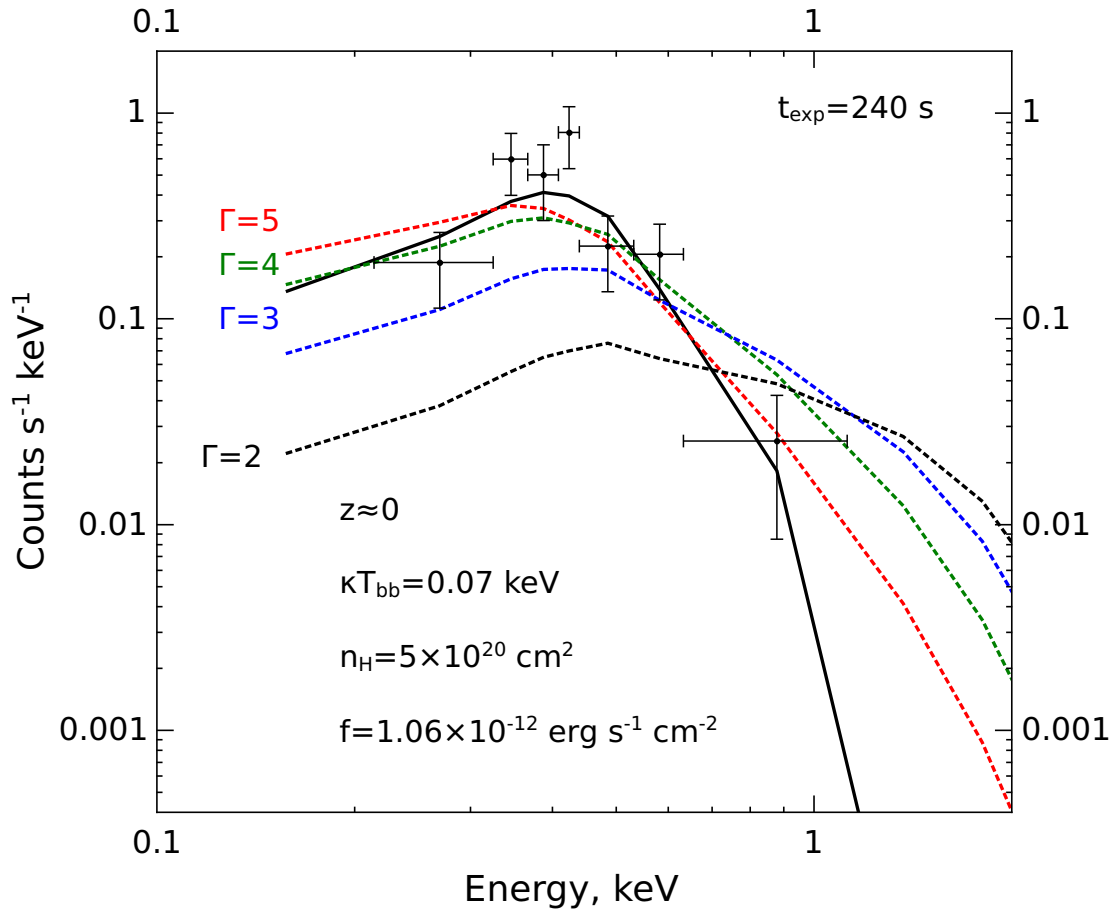


Рис. 3.3: Смоделированный спектр TDE на $z \approx 0$ с темпом счета вблизи принятого нами порога детектирования для кандидатов в TDE, т.е. обеспечивающий регистрацию в среднем 40 отсчетов от источника за 240-секундную экспозицию. Предполагаемый спектр источника соответствовал модели для $M_{BH} = 10^6 M_\odot$, болометрический поток – 1.06×10^{-12} эрг $s^{-1} cm^{-2}$. Спектральные каналы были сгруппированы так, чтобы значимость сигнала в каждом из них была не ниже 2σ . Показаны также результаты аппроксимации такого спектра различными спектральными моделями: сплошная кривая – чернотельный спектр, штриховые – степенной закон с разными наклонами Γ (в обоих случаях предполагалось поглощение на уровне $N_H = 5 \times 10^{20} cm^{-2}$). В данном примере, степенные спектры с $\Gamma \leq 3$ могут быть отвергнуты с достоверностью $\approx 99\%$ на основе χ^2 -статистики со взвешиванием, предложенным в работе Чуразов и др. 1996 для ситуаций с малым числом отсчетов в каналах.

3.4 Результаты

Частота событий приливного разрушения звезд СМЧД в локальной Вселенной, \mathcal{R} , сама по себе зависит от многих на данный момент до конца не выясненных обстоятельств, таких как распределение СМЧД в галактиках по массе и соответствующие профили концентрации окружающего их звездного населения. Одним словом, весьма непросто точно предсказать частоту TDE исключительно их теоретических соображений, поэтому мы будем рассматривать \mathcal{R} скорее как параметр, который и будет в первую очередь измерен при помощи выборки по данным eRASS. В качестве ориентировочного значения \mathcal{R} мы будем использовать оценки, полученные в предыдущих работах по поиску TDE в данных рентгеновских обзоров. В частности, наши расчеты ожидаемого темпа детектирования будут соответствовать частоте $\mathcal{R} \simeq 5 \times 10^{-6}$ в год на Мпк³, найденной по двум кандидатам в TDE, обнаруженным в данных обзора перенаведений обсерватории XMM-Newton (XMM-Newton Slew Survey) посредством сравнения с данными обзора всего неба обсерватории ROSAT (Эскей и др., 2008).

Несмотря на то, что эта оценка обладает значительной неопределенностью и, с большой долей вероятности, некоторой смещенностью ввиду эффектов наблюдательной селекции (см., например, обсуждение эффектов селекции в Гезари и др. 2009), она все же оказывается в широком согласии с другими наблюдательными результатами (например, (Мэксим, Альмер & Эраклес, 2010)), а также не противоречит теоретически предсказываемому диапазону вероятных значений \mathcal{R} (Ван & Мерритт, 2004).

3.4.1 Прогнозируемый темп детектирования

Для расчета фотометрического расстояния и объема обзора мы используем Λ CDM космологическую модель с $\Omega_M = 0.275$, $\Omega_\Lambda = 0.725$ и $h = 0.7$ (Комацу и др., 2011).

Фотометрическое расстояние как функция космологического красного смещения источника дается формулой

$$d_L(z) = (1+z) d_H \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}, \quad (3.8)$$

где $d_H = \frac{c}{H_0} \approx 3.0h^{-1}$ Гпк ≈ 4.3 Гпк – т.н. Хаббловское расстояние (размер горизонта), а $E(z) = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$ (Хогг, 1999).

Вводя обозначение $J(z) = \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}$, Уравнение (3.8) сводится к виду $d_L(z) = d_H(1+z)J(z)$.

Для заданного предельного детектируемого потока f_{lim} , зависящего от формы спектра источника (см. Таблицу 3.1), существует наибольшее расстояние $d_{L,lim}$ (и, в силу однозначности зависимости $d_{L,lim}$ от z , соответствующее предельное красное смещение z_{lim}), вплоть до которого вспышка в результате TDE может быть обнаружена в ходе eRASS:

$$\frac{L_0}{4\pi d_L(z_{lim})^2 K(z_{lim})} = f_{lim} \quad (3.9)$$

или, что то же,

$$(1+z_{lim})^2 J(z_{lim})^2 K(z_{lim}) = \frac{L_0}{4\pi d_H^2 f_{lim}}. \quad (3.10)$$

Таблица 3.1: Обзор результатов расчета. Принятое для \mathcal{R} значение представляет собой грубую оценку удельной частоты TDE по количеству найденных в рентгеновских обзорах кандидатов (см. текст). В расчете предполагалось, что все TDE связаны с СМЧД одинаковой массы M_{BH} , для которой используются три характерных значения. Предел детектирования приводится в терминах нормировки чернотельного спектра $f = L_b/(4\pi d_L^2)$, где L_b есть болометрическая светимость а d_L – фотометрическое расстояние до источника. Величина \mathcal{N} представляет собой полное количество TDE с потоком в диапазоне 0.2–2 кэВ выше порогового, т.е. оно не учитывает поправку на те события, которые уже были зарегистрированы как кандидаты в TDE по наблюдениям в предыдущих сканах (доля таких событий приведена в следующем столбце). В двух следующих столбцах приведены доли событий, регистрируемых в сверхкритической фазе и фазе нарастания яркости. Доля событий, для которых будет в итоге получена кривая блеска, состоящая из не менее чем 2 (3) значимых измерений (с интервалом 6 месяцев, см. Раздел 3.3.3), приводится в последнем столбце.

Модель ^a	κT_{bb} ^b	\mathcal{R} ^c	f_{lim} ^d	z_{lim}	\mathcal{N} ^e	Доля событий			
						≥ 2	сверхкрит.	нарастание	$s \geq 2(3)$ -измерениями
$M_{BH} = 1$	0.070	0.5	1.06	0.164	650	$\sim 1/12$	$\sim 1/2$	$\lesssim 4 \times 10^{-4}$	$\sim 4/5$ (7/20)
$M_{BH} = 5$	0.047	0.5	4.29	0.162	1240	$\sim 1/4$	$\sim 1/2$	$\lesssim 1 \times 10^{-2}$	~ 1 (16/20)
$M_{BH} = 10$	0.039	0.5	10.81	0.142	1150	$\sim 1/3$	$\sim 1/2$	$\lesssim 5 \times 10^{-2}$	~ 1 (19/20)

^a $10^6 M_\odot$; ^b кэВ; ^c 10^{-5} год/ Мпк³; ^d 10^{-12} эрг/ с/ см²; ^e в каждом снимке.

Решая это уравнение численно для $L_0 = 1.3 \times 10^{44}$ эрг/с (Эддингтоновская светимость для СМЧД массой $M_{BH} = 10^6 M_\odot$) и без геометрической дилуции излучения (т.е. $\eta = 1$), мы получаем предельное красное смещение, с которого возможно обнаружение TDE : $z_{lim} = 0.164$. Это значение примерно в два раза превосходит глубину, доступную при поиске TDE, используя данные обзора RASS для ограничения потока от источника вне вспышки – $z \approx 0.09$ (Данли и др., 2002; Эскей и др., 2008).

Такой же расчет для $M_{BH} = 5 \times 10^6$ и $10^7 M_\odot$ (вновь предполагая L_0 равной соответствующей Эддингтоновской светимости) дает значения $z_{lim} = 0.162$ and 0.142 .

Замечательным обстоятельством является то, что предельное красное смещение оказалось примерно одинаковым в диапазоне масс от $M_{BH} = 10^6$ до $10^7 M_\odot$, что отражает взаимную компенсацию увеличения пиковой болометрической уменьшением ее доли, попадающей в область чувствительности *eROSITA*, по мере роста M_{bh} .

Рассмотрим теперь небольшой слой Вселенной на красном смещении z глубиной dz , покрывающий на небе наблюдателя телесный угол ω . Сопутствующий объем такого слоя равен

$$dV_c(z) = \omega d_H^3 \frac{J(z)^2}{E(z)} dz \quad (3.11)$$

(Хогг 1999; см. также Главу 13 в Пиблс 1993).

Пренебрегая возможной эволюцией свойств популяции TDE между z_{lim} и $z = 0$, можно посчитать ожидаемую частоту TDE в этом объеме как $dN(z) = \mathcal{R} dV_c(z) dt$.

С учетом фазы постоянного максимального потока и фазы спадания (см. Уравнение (3.4)), вспышка излучения остается доступной для обнаружения в течении интервала сопутствующего времени

$$\tau_{lim}(z) = \tau_{Edd} \left(\frac{L_0}{4\pi d_H^2 f_{lim}} \frac{1}{(1+z)^2 J(z)^2 K(z)} \right)^{3/5}. \quad (3.12)$$

Следовательно, в каждый произвольный момент времени для обнаружения доступно

$$dN(z) = \mathcal{R} \times \tau_{lim}(z) \times dV_c(z) \quad (3.13)$$

вспышек в результате TDE в этом слое. Подставляя формулы для $dV_c(z)$ и $\tau_{lim}(z)$ и интегрируя по красному смещению от $z = 0$ до z_{lim} , мы получаем полное число доступных для обнаружения TDE:

$$\mathcal{N} = \alpha \times I(z_{lim}), \quad (3.14)$$

где

$$\alpha = \omega \mathcal{R} d_H^3 \tau_{Edd} \left(\frac{L_0}{4\pi d_H^2 f_{lim}} \right)^{3/5} \quad (3.15)$$

и

$$I(z_{lim}) = \int_0^{z_{lim}} \frac{K(z)^{-3/5} J(z)^{4/5}}{(1+z)^{6/5} E(z)} dz. \quad (3.16)$$

Наконец, полное число доступных для обнаружения TDE, выраженное в удобных единицах, записывается в виде

$$\mathcal{N} \approx 9.51 \times 10^4 \left(\frac{\omega}{2\pi} \right) \left(\frac{\mathcal{R}}{10^{-5}} \right) \left(\frac{\tau_{Edd}}{0.1} \right) \left(\frac{L_0}{10^{44}} \right)^{3/5} \left(\frac{f_{lim}}{10^{-12}} \right)^{-3/5} I(z_{lim}). \quad (3.17)$$

3.4.2 Зависимость от M_{BH} и фазы первого детектирования

Оценки функции масс СМЧД (Хопкинс, Ричардс & Эрнкуист, 2007; Грин & Хо, 2007) указывают на примерно плоское распределение в диапазоне от $\sim 10^6$ до $10^7 M_\odot$ с зависящей от красного смещения нормировкой.

При этом нет однозначного теоретического предсказания, о том должна частота TDE коррелировать (Брокэм, Баумгардт & Кроупа, 2011) или антикоррелировать (Ван & Мерритт, 2004) с массой СМЧД. Вместе с найденной выше только слабой зависимостью предельного красного смещения, с которого возможно обнаружение TDE в eRASS, от M_{BH} , это позволяет предполагать, что и итоговый темп детектирования будет примерно одинаковым для масс СМЧД в диапазоне $\sim 10^6$ to $\sim 10^7 M_\odot$.

Поскольку на данный момент нет надежных наблюдательных данных по распределению TDE по массам СМЧД, мы приводим оценки (см. Таблицу 3.1) для гипотетической ситуации, когда весь наблюдаемый темп детектирования TDE обеспечивается СМЧД с фиксированной массой: 10^6 , 5×10^6 или $10^7 M_\odot$.

Для $M_{BH} = 10^6 M_\odot$ и $\mathcal{R} = 5 \times 10^{-6} \text{ год}^{-1} \text{ Мпк}^{-3}$, $\omega = 2\pi$ (что соответствует $|b| > 30^\circ$) и $R_p = 3R_S$, из Уравнений (3.2) и (3.16) мы находим, что $\tau_{Edd} = 0.1$ года и $I(z_{lim}) \approx \frac{1}{4.5} z_{lim}^{1.5} = 0.0153$, и, наконец, из Уравнения (3.17) получается, что $\mathcal{N} \approx 650$ событий может быть открыто во втором снимке неба eRASS в результате сравнения с первым.

На Рисунке 3.4 показано соответствующее распределение вспышек по красному смещению и времени, которое прошло с момента разрушения звезды до момента первого детектирования. Примерно для половины первое детектирование приходится на начальную сверх-Эддингтоновскую фазу.

Только $\sim 1/12$ вспышек будет удовлетворять критериям отбора и в ходе второго снимка (через 6 месяцев после первого), и только в редких случаях будет возможно “срабатывание триггера” в трех последовательных наблюдениях. Это означает, что подавляющее большинство таких триггеров будет новым для каждого скана.

Для $M_{BH} = 5 \times 10^6$ и $10^7 M_\odot$, доля “старых” TDE, т.е. тех которые уже стали триггером в предыдущем скане, возрастает (см. Рисунки 3.5 и 3.6) ввиду положительной корреляции характерного времени спадания яркости вспышки с массой СМЧД (см. Раздел 3.2).

Для $M_{BH} > 10^7 M_\odot$, ожидаемый темп детектирования будет заметно меньше ввиду смещения максимума предсказываемого спектра вне диапазона чувствительности eROSITA. Помимо этого, приведенные выше оценки основывались на предположении, что максимальный темп аккреции захваченного вещества разрушенной звезды превышает Эддингтоновский предел, однако для больших R_p это может выполняться, так что для таких TDE фаза спадания яркости следует непосредственно за короткой фазой нарастания, т.е. без фазы, на которой светимость достигает Эддингтоновского предела и остается постоянной на этом уровне некоторое время. Доля таких событий мала для $M_{BH} \sim 10^6 M_\odot$, но, увеличиваясь с ростом M_{BH} в следствие увеличения абсолютной величины критического темпа аккреции и характерного времени возвращения вещества к СМЧД, достигает

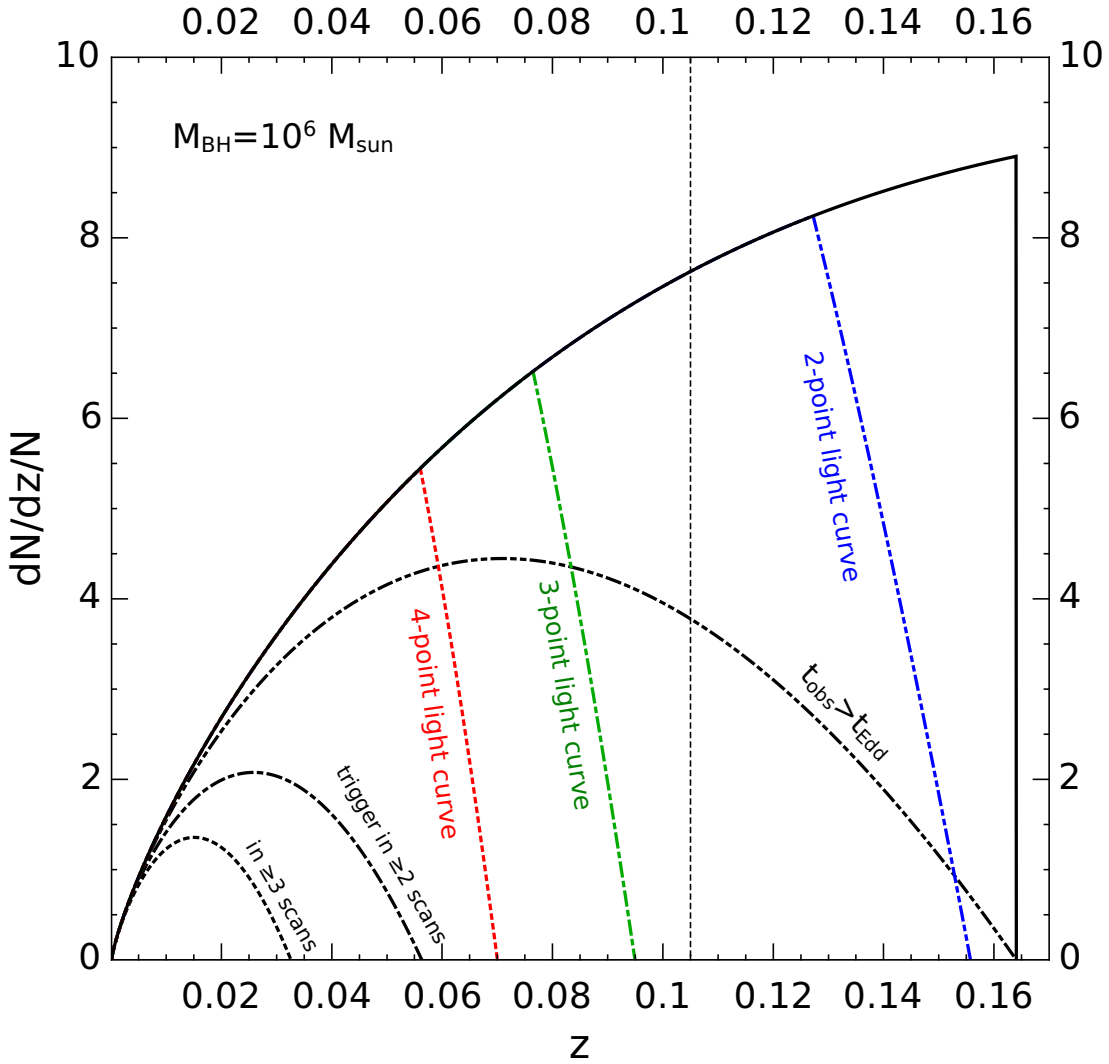


Рис. 3.4: Распределение кандидатов в TDE по красному смещению для $M_{BH} = 10^6 M_{\odot}$. Полная выборка показана сплошной черной кривой; события, зарегистрированные в фазе спада яркости штрих-пунктир-пунктирной; события, которые удовлетворяют условиям детектирования на уровне более чем в 10 раз выше фонового в более чем одном (двух) снимках неба показаны штрих-пунктирной (пунктирной) кривой. Синяя, зеленая и красная кривые соответствуют событиям, для которых будет получена 2-,3- и 4-точечная кривая блеска. Тонкая вертикальная кривая показывает красное смещение, на котором доли событий, зарегистрированных в сверхкритической фазе и в фазе спада потока, оказываются одинаковыми.

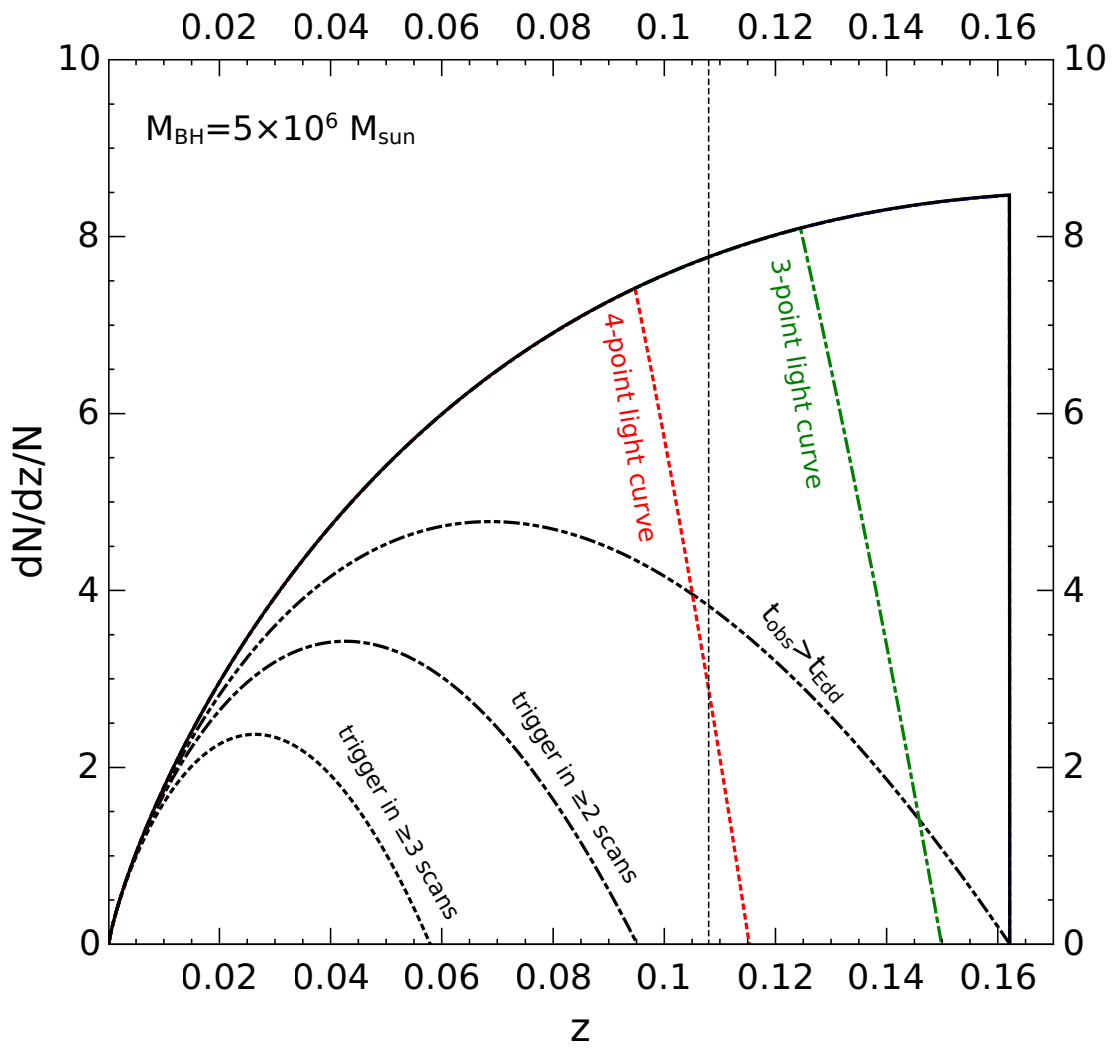


Рис. 3.5: То же, что и Рисунок 3.4, но для $M_{BH} = 5 \times 10^6 M_{\odot}$.

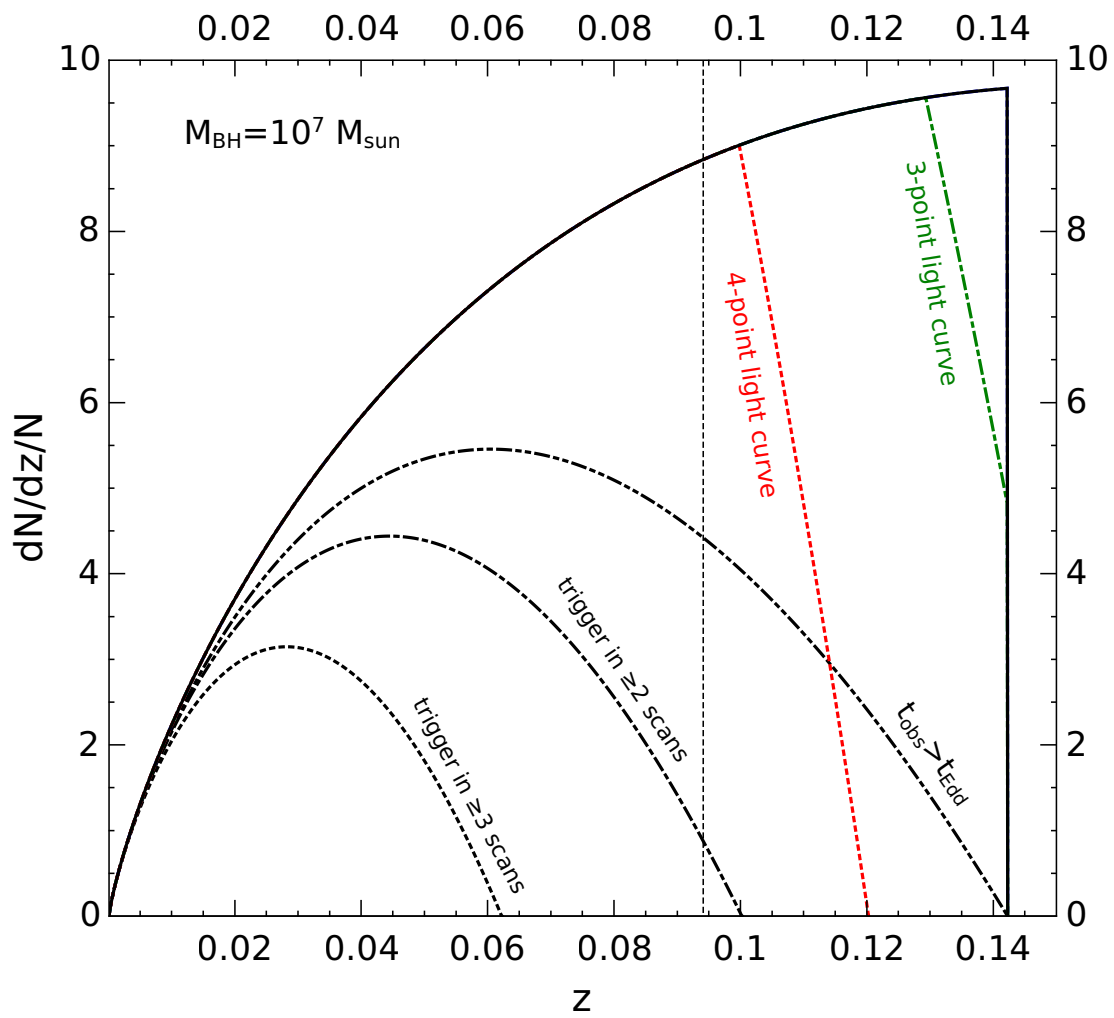


Рис. 3.6: То же, что и Рисунок 3.4, но для $M_{BH} = 10^7 M_{\odot}$.

$\sim 50\%$ для $M_{BH} = 10^7 M_\odot$ (Альмер, 1999), что приводит к дополнительному уменьшению темпа детектирования для $M_{BH} > 10^7 M_\odot$ при фиксированной частоте TDE на галактику.

В соответствии с соображениями в разделе 3.3.3, для большинства вспышек будет возможно значимое детектирование как минимум в двух снимках, для значительной же доли – в трех снимках, а для небольшой доли – в четырех (см. Таблицу 3.1). Таким образом, будет получена уникальная выборка кривых блеска TDE, содержащих 2–4 значимые точки исключительно по данным *eROSITA* (см. Рисунки 3.4–3.6)) даже без проведения последующих специальных наблюдений обсерваториями *XMM-Newton* или *Chandra*.

Как отмечалось в Разделе 3.2.1, существует вероятность детектирования TDE в фазе нарастания рентгеновской яркости, в особенности для наиболее массивных СМЧД и больших R_p . Верхний предел на число таких событий можно примерно оценить как $N_{rise}/N_{Edd} \lesssim \tau_i/\tau_{Edd}$, где N_{Edd} число событий, обнаруженных в сверх-Эддингтоновской фазе.

Для $M_{BH} = 10^7 M_\odot$, вплоть до ~ 20 вспышек TDE в фазе нарастания могут быть обнаружены в каждом скане (см. Таблицу 3.1). Поскольку ожидается, что фаза нарастания длится от доли часа до нескольких дней (см. оцененный выше “вязкостный” масштаб времени), может оказаться возможным непосредственное измерение нарастания яркости внутри серии из 6 последовательных проходов источника через поле зрения с интервалом в 4 часа.

Как мы отмечали выше, в ходе *eRASS* области с центром в Южном и Северном полюсах эклиптики (ЮПЭ и СПЭ) получают значительно большую экспозицию, чем средняя по небу, т.к. произвольная точка этих областей будет проходить через поле зрения *eROSITA* не шесть, а более 20 раз. Для обоих полюсов эклиптики $|b| \simeq 30^\circ$, так что формально только примерно половина каждой из этих областей удовлетворяет нашему критерию внегалактического расположения $|b| > 30^\circ$.

Помимо этого, внегалактическая часть области вблизи ЮПЭ содержит Большое Магелланово Облако, что осложнит детектирование и идентификацию потенциальных кандидатов в TDE.

Что касается области СПЭ, то здесь TDE вспышки с заданной максимальной светимостью могут быть обнаружены с ~ 1.5 раза большего красного смещения, чем в среднем по небу. Следовательно, в соответствии с Уравнениями 3.15 и 3.17, можно ожидать в ~ 4 раза более высокий темп детектирования (на единицу телесного угла) в области СПЭ по сравнению со средним по небу.

3.4.3 Обнаружение TDE путем сравнения данных *eRASS* и *RASS*

Дополнительная возможность обнаружения TDE в данных *eRASS* связана с использованием архивных данных обзора всего неба обсерватории *ROSAT*(*RASS*)³, что особенно актуально для самого первого снимка неба, для которого изначально

3

Данные точечных наблюдений *XMM-Newton* *Chandra* типично характеризуются большей глубиной, но при этом только небольшой площадью покрытия (см. (Брандт & Хазингер, 2005) и следующую главу), в то время как данные обзора перенаведений *XMM-Newton*(*XMM-Newton Slew Survey*) имеют сравнимую с *RASS* глубину при в несколько раз меньшей площади покрытия (см. Эскей и др. (2008), а также Уорвик, Сакстон, & Рид (2012)).

не будет возможности проведения eRASS-eRASS кросс-корреляции.

Характерное значение предельного (поправленного на поглощение) потока в диапазоне 0.5–2 кэВ для точечных источников в RASS равно 3×10^{-13} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ (Брандт & Хазингер, 2005)(точное значение зависит от предполагаемого спектра источника, характеристик экспозиции и фона, см. следующую главу и Фогес и др. (1999)). Следовательно, чтобы обнаружить изменение яркости источника в 10 раз, потенциальный кандидат должен иметь поток $> 3 \times 10^{-12}$ эрг/с/см² в данных первого снимка eRASS, что соответствует болометрическому потоку $f_{lim} \simeq 4.6 \times 10^{-12}$ эрг $\text{с}^{-1}/\text{см}^2$ для спектральной модели, соответствующей $M_{BH} = 10^6 M_{\odot}$.

Этот предел примерно в 4 раза выше предельного потока, принятого нами для поиска TDE путем сравнения последовательных снимков eRASS (см. Таблицу 3.1). Решая уравнение (3.10) для такого f_{lim} , мы находим $z_{lim} \simeq 0.095$. Используя (3.17), мы находим, что в результате кросс-корреляции первого снимка eRASS и обзора RASS будет найдено ~ 100 кандидатов в TDE (предполагая $\mathcal{R} = 5 \times 10^{-6}$ в год на Мпк³, $\omega = 2\pi$ и $M_{BH} = 10^6 M_{\odot}$).

3.4.4 TDE с релятивистскими джетами

На данный момент надежно известно только два кандидата в TDE с релятивистскими джетами⁴, оба обнаруженные при помощи широкоугольного монитора неба в жестком рентгеновском диапазоне (15–50 кэВ) BAT (Burst Alert Telescope) обсерватории *Swift* (Леван и др., 2011; Барроус и др., 2011; Ценко и др., 2012). Как следствие, достаточно трудно точно оценить, как много таких событий будет обнаружено в ходе eRASS. Приблизительную оценку можно получить, полагая, что свойства TDE с релятивистскими джетами в среднем похожи на свойства Sw J2058+05, наиболее изученного кандидата из найденных обсерваторией *Swift*. Пиковый рентгеновский поток этого транзиента, отождествленного с родительской галактикой на $z = 1.185$, соответствовал изотропной светимости $L_{X,iso} = 3 \times 10^{47}$ эрг/с в диапазоне 0.3–10 кэВ, форма спектра – степенному закону с наклоном $\Gamma \simeq 1.6$ и поглощением на уровне $N_H \simeq 2.6 \times 10^{21}$ см^{-2} (Ценко и др., 2012).

Мы смоделировали наблюдение источника с таким спектром на $z = 1$ и нашли, что принятый нами пороговый темп счета соответствует непоглощенному потоку $F_{0.3-10} = 2.3 \times 10^{-12}$ эрг/с/см² в диапазоне 0.3–10 кэВ. Точное вычисление K-поправки для вспышек на $z \gtrsim 1$ затруднительно из-за отсутствия измерений спектра выше 10 кэВ, экстраполяция же спектра с низких энергий дает $K \simeq const$ для $z \gtrsim 1$ (т.к. подверженная поглощению в родительской галактике часть спектра оказывается вне диапазона чувствительности eROSITA).

Наконец, предполагая эквивалентную изотропную рентгеновскую (0.3–10 кэВ) светимость в максимуме вспышки равной $L_{X,iso} \sim 5 \times 10^{47}$ эрг/с, предельное красное смещение будет $z_{lim} \simeq 4.5$. Это означает, что TDE с джетами будут доступны для обнаружения в очень отдаленной Вселенной, так что реальный темп детектирования будет в значительной степени подвержен эффектам эволюции галактик, их СМЧД и окружающего звездного населения на космологическом масштабе времени. Если же пока пренебречь такой эволюцией, то на основе выборки *Swift* можно очень приблизительно ожидать обнаружение ~ 1 такого TDE в каждом снимке eRASS.

⁴Совсем недавно был также обнаружен третий кандидат (Swift J1112.2-8238) в архивных данных обсерватории *Swift* (Браун и др., 2015).

Независимый верхний предел на частоту TDE с джетами можно получить на основе данных по транзиентам, похожим на TDE, но имеющим “жесткий” спектр, обнаруженным в ходе обзора всего неба обсерваторией *ROSAT*. В результате поиска таких транзиентов, выполненном Данли и др. (2002), была обнаружена только одна вспышка амплитудой ≥ 20 с наклоном спектра $\Gamma < 2$ в диапазоне чувствительности *ROSAT*, которая была идентифицирована с возможно Сейфертовской галактикой второго типа SBS 1620+545 (Карраско и др., 1998) на красном смещении $z = 0.0516$.

На цветовой диаграмме по данным обзора неба в среднем ИК диапазоне обсерватории *WISE* (Райт и др., 2010) эта галактика оказывается на границе между Сейфертами и спиральными галактиками, имея цвета $[W1-W2]=0.6$ и $[W3-W2]=2.9$, что не позволяет однозначно судить о ее природе.

Если рентгеновская вспышка действительно связана с этой галактикой, то направленная на поглощение светимость в диапазоне 0.2–2.4 кэВ оказывается на уровне $\sim 10^{43}$ эрг/с в максимуме вспышки (Данли и др., 2002), что, конечно, гораздо меньше светимости кандидатов в TDE с джетами, но вполне согласуется с возможной ассоциацией со вспышкой от Сейфертовской галактики второго типа. Наблюдения этого источника в ходе eRASS позволят прояснить ситуацию, что, помимо связи с TDE, имеет значение и для исследования механизмов переменности АЯГ большой амплитуды.

Поскольку поиск Данли и др. (2002) привел к обнаружению 5 кандидатов в TDE с “мягким” спектром, можно полагать, что темп детектирования TDE с джетами должен быть как минимум в 5 раз ниже, чем для обычных TDE, что соответствует ~ 100 событий в каждом снимке eRASS.

Для поиска таких событий можно использовать тот же самый порог детектирования, что и для обычных TDE (см. раздел 3.3.2), однако условие “мягкости” спектра должно быть опущено, либо модифицировано в соответствии с ожидаемой в этом случае формой спектра.

3.5 Обсуждение

Для проверки действительности связи найденных источников-кандидатов с TDE требуется провести идентификацию родительской галактики по существующим данным различных обзоров или же при помощи специализированных последующих наблюдений интересующей области. Ниже мы обсуждаем перспективы и конкретные способы использования каждого из этих методов.

3.5.1 Кросс-корреляция с другими обзорами

Точность локализации точечных источников, обнаруженных в ходе обзора eRASS, определяется шириной пространственной функции отклика *eROSITA*, усредненной по полю зрения телескопа (диаметром $\approx \varnothing 1^\circ$). Для источников на пороге детектирования ожидается, что половина отсчетов источника будет сконцентрирована в круге диаметром $\approx 29''$ (т.н. HPD, от *Half-Power Diameter*), что примерно соответствует 1σ неопределенности координат на уровне $\sigma \approx 12''$ (Мерлони и др., 2012)).

Для ярких источников, таких как кандидаты в TDE, обнаруженные по предлагаемой методике, точность локализации может быть значительно улучшена, т.к.

неопределенность положения центра гауссианы обратно пропорциональна корню из количества отсчетов от источника.

Помимо этого, для ярких источников может оказаться статистически оправданным использованием только отсчетов, задетектированных вблизи центра поля зрения, где ожидаемая величина НРД достигает $\sim 15''$, т.е. примерно в два раза меньше, чем в среднем по полю зрения (Мерлони и др., 2012). Имея ввиду такие возможности, будем консервативно считать, что для кандидатов в TDE будет типична 1σ неопределенность локализации на уровне 10 секунд дуги.

Такой точности локализации должно быть достаточно для поиска родительской галактики TDE среди источников в каталогах по данным обзоров в видимом (например, SDSS⁵, Коллоборация SDSS-III и др. 2012, и Pan-STARRS⁶, Кайзер и др. 2010) и инфракрасном (например, WISE⁷, Райт и др. 2010) диапазонах спектра.

Для красного смещения типичного кандидата в TDE в данных eRASS, $z \simeq 0.1$, такая точность локализации соответствует линейному размеру < 20 кпк, так что подтверждение совпадения координат вспышки с ядром родительской галактики будет возможно лишь для наиболее ярких и близких событий.

Однако, поскольку ожидаемая пиковая светимость превосходит значения, наблюдаемые для ярчайших точечных источников галактик, не связанных с аккрецией СМЧД – ультраярких рентгеновских источников, – наличие измеренного расстояния до родительской галактики позволит исключить возможность происхождения вспышки от таких источников.

Вспышки от АЯГ могут быть выделены при помощи различных методик, основанных на данных оптической спектроскопии (например, Веллье & Остерброк (1987)) или фотометрии в среднем инфракрасном диапазоне (Райт и др., 2010) идентифицированной с рентгеновским источником галактики. Имея очень большую амплитуду, такие вспышки сами по себе представляют интерес для исследования механизмов переменности, а значит и деталей процесса аккреции, в АЯГ.

Итак, кросс-корреляция с существующими обзорами в различных спектральных диапазонах действительно позволит провести первичную проверку возможности идентификации источников-кандидатов с TDE и отобрать наиболее перспективные из них в качестве мишеней последующих дополнительных наблюдений.

3.5.2 Последующие наблюдения

Ожидаемая частота детектирования кандидатов в TDE в ходе eRASS оказалась на уровне одного события в день (см. Раздел 3.4), что хорошо подходит для планируемой частоты передачи данных с обсерватории на Землю (также один раз в день). Не для всех кандидатов отождествление с родительской галактикой исключительно по архивным данным существующих обзоров будет возможным. В связи с этим, последующие оптические наблюдения могут потребоваться для прояснения природы кандидата и, возможно, исследования спадающего излучения вспышки в случае их проведения достаточно оперативно после обнаружения кандидата. Однако, для исследования спадающего излучения вспышки больше подходят последующие наблюдения в рентгеновском (например, обсерваториями *Chandra* и

⁵<http://www.sdss3.org/>

⁶<http://pan-starrs.ifa.hawaii.edu/public/home.html>

⁷Wide-field Infrared Survey Explorer, <http://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/wise.html>

XMM-Newton) и УФ (например, при помощи *GALEX*⁸) диапазонах. При этом по данным наблюдений *Chandra* может быть получена очень точная локализация источника ($\lesssim 1''$), позволяющая подтвердить (или опровергнуть) ассоциацию источника с центральной областью родительской галактики, а также высококачественный спектр в диапазоне 0.3–7.0 кэВ при времени экспозиции в несколько килосекунд (см. пример такого исследования в Вон, Эдельсон, & Уорвик 2004). Спектр с еще лучшим отношением сигнала к шуму может быть получен при помощи наблюдения обсерваторией *XMM-Newton* тем же временем экспозиции.

Для TDE в галактиках на $z \lesssim 0.1$ и с СМЧД большой массы ($M_{BH} \sim 10^7 M_{\odot}$) лучше подходят наблюдения в экстремальном УФ диапазоне, которые при этом комплиментарны по отношению к данным *eROSITA* в плане построения широкополосного спектра вспышки и оценки ее полной энергетики (Гезари и др., 2009).

Что касается последующих наблюдений в радио-диапазоне, то их важность в первую очередь связана с возможностью обнаружения релятивистских джетов на ранней стадии явления, т.к. достаточно глубокие наблюдения “канонических” TDE (т.е. имеющих мягкий рентгеновский спектр) на поздней стадии не выявили однозначных следов их наличия (Боуер и др., 2012; ван Вельцен и др., 2012). В случае же TDE с жестким рентгеновским спектром, открытых обсерваторией *Swift* и основой для объяснения природы которых является как раз является предположение о запуске (и благоприятной ориентации относительно луча зрения) релятивистских джетов (Метцгер, Джианниос & Мимика, 2012; Джианниос & Метцгер, 2011; ван Вельцен, Кёрдинг & Фальк, 2011), наблюдения в радио-диапазоне позволяют получить ограничения на параметры джета. В этой связи стоит отметить схожесть таких TDE со вспышками блазаров, которые, по-видимому, также связаны с излучением релятивистского джета, направленного на наблюдателя.

Тем не менее, свойства двух транзиентов, открытых обсерваторией *Swift*, все же отличались от типичных свойств блазарных вспышек, в том что, во-первых, характеризовались очень высокой рентгеновской светимостью, а во-вторых, оказывались вне так называемой блазарной последовательности, связывающей спектральные свойства с яркостью вспышки (в частности, отношение оптической светимости к рентгеновской было ниже характерного для блазарных вспышек уровня, см. Рисунки 4 и 6 в работе Ценко и др. 2012). Таким образом, последующие наблюдения в различных спектральных диапазонах являются ключевым фактором для идентификации природы кандидатов в TDE с “жестким” спектром, найденных в ходе eRASS, учитывая также, что исследование популяции блазарных источников также представляет собой одну из задач проекта Спектр-РГ, сравнимую с работами по отождествлению и поиску новых блазаров по данным обзора всего неба в среднем ИК диапазоне обсерваторией *WISE* (Массаро и др., 2011).

3.6 Выводы

В данной работе нами была рассмотрена методика обнаружения вспышек излучения в результате приливного разрушения звезд СМЧД в ходе обзора eRASS и продемонстрирована ее ожидаемая эффективность – уникальная выборка размером порядка нескольких тысяч кандидатов будет получена по окончании обзора, что позволит с большой точностью измерить темп TDE в локальной Вселенной

⁸Galaxy Evolution Explorer, <http://www.galex.caltech.edu/>

(до $z \sim 0.15$) в диапазоне масс СМЧД от $\sim 10^6$ до $\sim 10^7 M_{\odot}$, а значит получить представления о свойствах популяции СМЧД и окружающего звездного населения в галактиках без активного ядра.

Ожидается, что примерно половина вспышек будет обнаружена в сверхкритической фазе, оставшаяся же часть – преимущественно в фазе спадающей яркости, и лишь небольшая доля ($\lesssim 10^2$) в фазе нарастающей яркости, когда вещество разрушенной звезды только начинает возвращаться к СМЧД. При этом, для большинства кандидатов излучение вспышки будет надежно зарегистрировано как минимум в двух сканах, для значительной же доли – в трех и более. Таким образом, будет получена уникальная выборка кривых блеска TDE с 2–4 значимыми точками без привлечения дополнительных наблюдений, что позволит ограничить значения параметров степенной модели спадающей яркости и на количественном уровне сравнить их с теоретическими предсказаниями.

Важно отметить, что идентификация кандидатов в TDE может быть проведена достаточно быстро (в течении дня), что должно позволить быстро организовать программу последующих наблюдений в различных диапазонах спектра. Такие специализированные наблюдения помогут не только исследовать аккрецию вещества на СМЧД для широкого набора режимов, определяемых удельным темпом аккреции, но также обнаружить тонкие детали отдельных событий, отражающие свойства разрушенной звезды и СМЧД (например, спин).

Важной задачей также является прояснение ситуации с природой TDE с релятивистскими джетами, темп детектирования которых ожидается (со значительной неопределенностью) на уровне одного события в каждом из восьми сканов eRASS с возможностью обнаружения вплоть до $z \sim 4$, т.е. до расстояний, на масштабе которых может проявиться космологическая эволюция СМЧД и окружающего их звездного населения *неактивных* галактик.

Приложение

Поскольку нас интересовали только TDE в галактиках без активного ядра, наиболее вероятно, что сигнал от родительской галактики в “спокойном” состоянии (т.е. до или сильно после вспышки) окажется ниже уровня фона *eROSITA*, оцениваемого как 3.74×10^{-3} отсчетов в секунду на кв. минуту дуги в диапазоне 0.2–2 кэВ (Мерлони и др., 2012)⁹.

Это соответствует 0.165 отсчета фона за 240-секундную экспозицию внутри круга, диаметром равным HPD усредненной по полю зрения функции отклика (29 секунд дуги). Предполагая пуассоновскую статистику это означает, что вероятность детектирования за это время более двух фотонов фона внутри этой области равна $P_{bg} = 0.00066$, т.е. меньше 10^{-3} .

Поскольку мы ищем вспышки с амплитудой изменения яркости более чем в 10 раз, то в поток в максимуме должен быть по крайней мере в 10 раз выше уровня фона, т.е. от источника должно быть зарегистрировано $2 \times 10 = 20$ отсчетов

⁹Эта оценка включает вклад космического рентгеновского фона и фона частиц, который доминирует выше 2 кэВ. Ниже 0.5 кэВ основной вклад в космический рентгеновский фон дает диффузное излучение нашей Галактики, интенсивность которого значительно ($\geq 35\%$) меняется от точки к точке на небесной сфере (Ламб и др., 2002). Для учета таких вариаций при анализе реальных данных можно воспользоваться картой этого излучения, построенной на основе данных обзора *ROSAT* (Сноуден и др., 1997).

за 240 секундную экспозицию внутри области диаметром HPD. Следовательно, предельный темп счета для вспышки в максимуме наблюдаемой кривой блеска равен $C_{lim} = 0.167$ отсчетов в секунду в диапазоне 0.2–2 кэВ. При этом вероятность ложного отбрасывания вспышки из-за флуктуации фона будет $\lesssim 10^{-3}$, что вполне достаточно, учитывая ожидаемый размер выборки (не более нескольких тысяч кандидатов).

Имея 20 зарегистрированных фотонов с энергией от 0.2 до 2 кэВ (внутри круга диаметром HPD), можно провести проверку их спектрального распределения на соответствие с ожидаемым в случае ассоциации с TDE “мягким” спектром, либо же с типичным для АЯГ “жестким” спектром. Такая проверка может быть выполнена при помощи спектрального отношения $SR = C_{0.4-1}/C_{1-2}$ на основе темпов счета в диапазоне 0.4–1 и 1–2 кэВ

Это отношение несильно зависит от числа атомов водорода на луче зрения N_H : для степенного спектра с наклоном $\Gamma = 2$ имеем $SR(N_H = 10^{20} \text{ см}^{-2}) \simeq 1.9$ and $SR(N_H = 5 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}) \simeq 1.6$; для $\Gamma = 3$, $SR(N_H = 10^{20} \text{ см}^{-2}) \simeq 4.0$ и $SR(N_H = 5 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}) \simeq 3.3$.

Таким образом, требуя $SR > 2$ для 20 отсчетов, зарегистрированных внутри области диаметром HPD, по крайней мере $\sim 50\%$ источников с жестким ($\Gamma = 2$) спектром может быть выявлена и отброшена, в то время как источники с мягким спектром преимущественно отброшены не будут : даже для $\Gamma = 3$ и $N_H = 5 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$, имеем $SR > 2$ с вероятностью $\simeq 80\%$. В случае TDE ожидается (и наблюдается) на самом деле еще более мягкий спектр ($\Gamma \simeq 5$ в диапазоне 0.4–2 кэВ), так что лишь очень небольшая доля истинных кандидатов в TDE будут отброшены в результате применения фильтра $SR > 2$.

Дополнительной возможностью является использование чувствительности *eROSITA* на энергиях от 2 до 10 кэВ – темп счета от источника на пороге детектирования, имеющего “мягкий” спектр ($\Gamma = 3$ и $N_H = 5 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$) будет на уровне 0.30 отсчетов внутри области диаметром HPD за 240 секунд, в то время как для имеющего “жесткий” ($\Gamma = 2$ и $N_H = 5 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$) спектр – 1.12 отсчета за 240 секунд. При этом, ожидаемый уровень фоне в диапазоне 2–10 кэВ равен 0.04 отсчета за 240 секунд, хотя эта оценка имеет значительную неопределенность в связи с недостатком данных о фоне частиц в области точки Лагранжа L2.

Таким образом, для $\gtrsim 1/2$ источников с “жестким” спектром ожидается ненулевой темп счета в диапазоне 2–10 кэВ при потоке в диапазоне 0.2–2 кэВ на пороге детектирования, рассмотренном выше, что представляет дополнительную возможность отсева вспышек АЯГ большой амплитуды от кандидатов в TDE.

По мере накопления информации о точной форме функции отклика *eROSITA* в зависимости от положения источника в поле зрения станет статистически оправданным использование отсчетов и вне области диаметром HPD. В частности, взвешивая отсчеты в соответствии с вероятностью, предсказываемой функцией отклика, можно увеличить отношение сигнала к шуму вплоть до $\sim \sqrt{2}$ раз, и, как следствие, долю не отбрасываемых по спектральному признаку $SR > 2$ источников с “мягким” ($\Gamma = 3$ and $N_H = 5 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$) спектром до $\sim 90\%$.

Резюмируя, мы принимаем предел детектирования на уровне, соответствующем 20 отсчетам, зарегистрированным от источника в ходе 240 секунд экспозиции, т.е. со средним темпом счета $C_{lim} = 0.167$ отсчетов в секунду в диапазоне 0.2–2 кэВ.

В качестве разграничения между источниками с мягким и жестким спектром

мы предлагаем использовать значение спектрального соотношения $SR = C_{0.4-1}/C_{1-2} = 2$, использование которого позволяет отбросить значительную долю “загрязняющих” источников, потеряв при этом минимальное количество потенциальных кандидатов.

Для участков неба с измеренными характеристиками фона или поглощения на луче зрения сильно отличающимися от средних значений, предполагавшихся в наших расчетах, потребуется некоторая модификация критериев отбора, но доля таких областей должна быть невелика.

Литература

- Александр (Alexander T.), 2012, EPJWC, 39, 5001
- Альмер (Ulmer, A.) 1999, ApJ, 514, 180
- Аял, Ливио & Пира (Ayal S., Livio M., Piran T.), 2000, ApJ, 545, 772
- Барроус и др. (Burrows D. N., et al.), 2011, Natur, 476, 421
- Боуер и др. (Bower G. C., Metzger B. D., Cenko S. B., Silverman J. M., Bloom J. S.), 2012, arXiv, arXiv:1210.0020
- Брандт & Хазингер (Brandt W. N., Hasinger G.), 2005, ARA&A, 43, 827
- Браун и др. (Brown G. C., Levan A. J., Stanway E. R., Tanvir N. R., Cenko S. B., Berger E., Chornock R., Cucchiaria A.), 2015, MNRAS, 452, 4297
- Брокэм, Баумгардт & Кроупа (Brockamp M., Baumgardt H., Kroupa P.), 2011, MNRAS, 418, 1308
- Ван & Мерритт (Wang J., Merritt D.), 2004, ApJ, 600, 149
- ван Вельцен и др. (van Velzen S., et al.), 2011, ApJ, 741, 73
- ван Вельцен, Кёрдинг & Фальк (van Velzen S., K rding E., Falcke H.), 2011, MNRAS, 417, L51
- ван Вельцен и др. (van Velzen S., Frail D. A., Koerding E., Falcke H.), 2012, arXiv, arXiv:1210.0022
- Велле & Остерброк (Veilleux S., Osterbrock D. E.), 1987, ApJS, 63, 295
- Вон, Эдельсон, & Уорвик (Vaughan S., Edelson R., Warwick R. S.), 2004, MNRAS, 349, L1
- Данли и др.(2002) (Donley, J. L., Brandt, W. N., Eracleous, M., & Boller, T.) 2002, ApJ, 124, 1308
- Джианниос & Метцгер (Giannios D., Metzger B. D.), 2011, MNRAS, 416, 2102
- Джуиллохон & Рамирез-Руиз (Guillochon J., Ramirez-Ruiz E.), 2013, ApJ, 767, 25
- Дорман & Арно (Dorman, B., & Arnaud, K. A.) 2001, Astronomical Data Analysis Software and Systems X, 238, 415
- Гезари и др. (Gezari S., et al.), 2009, ApJ, 698, 1367

Грин & Хо (Greene J. E., Ho L. C.), 2007, ApJ, 667, 131

Гурзадян & Озерной (Gurzadian V. G., Ozernoi L. M.), 1981, A&A, 95, 39

Кайзер и др. (Kaiser N., et al.), 2010, SPIE, 7733,

Капеллутти и др. (Cappelluti N., et al.), 2009, A&A, 495, L9

Карраско и др. (Carrasco L., Tovmassian H. M., Stepanian J. A., Chavushyan V. H., Erastova L. K., Valdés J. R.), 1998, AJ, 115, 1717

Кесден (Kesden M.), 2012, PhRvD, 86, 064026

Коллоборация SDSS-III и др. (SDSS-III Collaboration, et al.), 2012, arXiv, arXiv:1207.7137

Комацу и др. (Komatsu E., et al.), 2011, ApJS, 192, 18

Комосса (Komossa, S.) 2002, Reviews in Modern Astronomy, 15, 27

Комосса и др. (Komossa S., Halpern J., Schartel N., Hasinger G., Santos-Lleo M., Predehl P.), 2004, ApJ, 603, L17

Комосса (Komossa S.), 2012, AdAst, 2012

Корменди & Ричстоун (Kormendy J., Richstone D.), 1995, ARA&A, 33, 581

Корменди & Хо (Kormendy J., Ho L.), 2001

Кролик & Пира (Krolik J. H., Piran T.), 2012, ApJ, 749, 92

Ламб и др. (Lumb D. H., Warwick R. S., Page M., De Luca A.), 2002, A&A, 389, 93

Лагуна и др. (Laguna P., Miller W. A., Zurek W. H., Davies M. B.), 1993, ApJ, 410, L83

Леван и др. (Levan A. J., et al.), 2011, Sci, 333, 199

Лей & Чжан (Lei W.-H., Zhang B.), 2011, ApJ, 740, L27

Лидский & Озерной (Lidskii V. V., Ozernoi L. M.), 1979, SvAL, 5, 16

Лин и др. (Lin D., Carrasco E. R., Grupe D., Webb N. A., Barret D., Farrell S. A.), 2011, ApJ, 738, 52

Лодато и др. (Lodato, G., King, A. R., & Pringle, J. E.) 2009, MNRAS, 392, 332

МакЛеод, Джуиллохон & Рамирез-Руиз (MacLeod M., Guillochon J., Ramirez-Ruiz E.), 2012, ApJ, 757, 134

Массаро и др. (Massaro F., D'Abrusco R., Ajello M., Grindlay J. E., Smith H. A.), 2011, ApJ, 740, L48

Мерлони и др. (Merloni A., et al.), 2012, arXiv, arXiv:1209.3114

- Метцгер, Джианниос & Мимика (Metzger B. D., Giannios D., Mimica P.), 2012, MNRAS, 420, 3528
- Мэксим, Альмер & Эраклес (Maksym W. P., Ulmer M. P., Eracleous M.), 2010, ApJ, 722, 1035
- Николаюк & Уолтер (Nikolajuk M., Walter R.), 2013, arXiv, arXiv:1304.0397
- Павлинский и др. (Pavlinsky M., et al.), 2012, SPIE Proc., in press
- Пиблс (Peebles, P. J. E.) 1993, Principles of Physical Cosmology by P.J.E. Peebles. Princeton University Press, 1993. ISBN: 978-0-691-01933-8
- Райт и др. (Wright E. L., et al.), 2010, AJ, 140, 1868
- Рис (Rees, M. J.), 1988, Nature, 333, 523
- Сакстон и др. (Saxton R. D., Read A. M., Esquej P., Komossa S., Dougherty S., Rodriguez-Pascual P., Barrado D.), 2012, A&A, 541, A106
- Симбэй & Уэст (Sembay S., West R. G.), 1993, MNRAS, 262, 141
- Сноуден и др. (Snowden S. L., et al.), 1997, ApJ, 485, 125
- Стоун, Сари & Лёб (Stone N., Sari R., Loeb A.), MNRAS, 435, 1809
- Страббе & Кватаерт (Strubbe, L. E., & Quataert, E.) 2009, MNRAS, 400, 2070
- Уолл и др. (Wall, J. V., Jenkins, C. R., Ellis, R., et al.) 2003, Practical statistics for astronomers, by J.V. Wall and C.R. Jenkins. Cambridge observing handbooks for research astronomers, vol. 3. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2003
- Уорвик, Сакстон, & Рид (Warwick R. S., Saxton R. D., Read A. M.), 2012, A&A, 548, A99
- Финни (Phinney E. S.), 1989, IAUS, 136, 543
- Хабибуллин, Сазонов & Сюняев (Khabibullin I., Sazonov S., Sunyaev R.), 2012, MNRAS, 426, 1819
- Халперн, Гезари & Комосса (Halpern J. P., Gezari S., Komossa S.), 2004, ApJ, 604, 572
- Хиллс (Hills J. G.), 1975, Natur, 254, 295
- Хо (Ho, L. C.) 2008, ARA&A, 46, 475
- Хогг (Hogg, D. W.) 1999, arXiv:astro-ph/9905116
- Хопкинс, Ричардс & Эрнкуист (Hopkins P. F., Richards G. T., Hernquist L.), 2007, ApJ, 654, 731
- Ценко и др. (Cenko S. B., et al.), 2012, ApJ, 753, 77
- Чуразов и др. (Churazov E., Gilfanov M., Forman W., Jones C.), 1996, ApJ, 471, 673

Шакура & Сюняев (Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A.) 1973, A&A, 24, 337

Эванс & Кочанек (Evans C. R., Kochanek C. S.), 1989, ApJ, 346, L13

Эскей и др. (Esquej, P., Saxton, R. D., Komossa, S., et al.) 2008, A&A, 489, 543

Глава 4

Поиск вспышек излучения в результате приливного разрушения звезд СМЧД с помощью кросс-корреляции данных каталога ярких источников *ROSAT* и наблюдений обсерватории XMM-Newton

4.1 Введение

Согласно теоретическим предсказаниям, приливное разрушение звезд сверхмассивной черной дырой (СМЧД) в центре типичной галактики локальной Вселенной происходит достаточно редко - раз в $10^3 - 10^6$ лет (Ван & Мерритт, 2004). При этом, согласно канонической картине, около $\sim 10\%$, Аял, Ливио & Пиран 2000) вещества разрушенной звезды оказывается захваченным СМЧД и аккрецируется ей на временном масштабе порядка одного года (Гурздян & Озерной, 1981; Рис, 1988; Эванс & Кочанек, 1989; Финни, 1989; Альмер, 1999). В результате, образуется аккреционный диск, излучающий квази-тепловым образом преимущественно в рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазоне со светимостью $10^{43} - 10^{45}$ эрг/с в пике (Страббе & Кватаерт, 2009). Таким образом, до этого тусклая в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазоне галактика становится “активной” на короткое время, пока СМЧД аккрецирует вещество разрушенной звезды, а потом возвращается к первоначальному “спокойному” состоянию. Как следствие, события приливного разрушения звезд СМЧД (TDE) могут быть обнаружены при помощи повторяющихся обзоров широких площадок неба, если повторные наблюдения разнесены по времени более чем или порядка одного года (Симбэй & Уэст, 1993; Комосса, 2002; Гезари и др., 2009; ван Вельцен и др., 2011b; Стоун, Сари & Лёб, 2013; Хабибуллин, Сазонов & Сюняев, 2014).

Таким способом было обнаружено около двух десятков кандидатов в события подобного рода (см. Комосса 2012; Гезари 2012 в качестве недавних обзоров), большая часть – по наблюдениям в рентгеновском диапазоне (Комосса, 2002; Данли и

др., 2002; Эскей и др., 2008; Капеллути и др., 2009; Мэксим, Альмер & Эраклес, 2010; Лин и др., 2011; Сакстон и др., 2012; Мэксим и др., 2013). При этом, ключевую роль в идентификации первых кандидатов сыграл обзор всего неба обсерваторией *ROSAT* (RASS, Фогес и др. 1999), который послужил опорной точкой для поисков кандидатов в TDE в данных последующих точечных наблюдений *ROSAT* (Комосса, 2002; Данли и др., 2002), а также более поздних наблюдений обсерваторий *Chandra* и *XMM-Newton* (например, Эскей и др. 2008). Несмотря на то, что ожидаемое количество TDE, доступных для детектирования в ходе RASS было достаточно велико (до нескольких тысяч, Симбэй & Уэст (1993)), из-за недостатка предшествующих и последующих наблюдений фактически идентифицировано было всего лишь 5 кандидатов (Комосса, 2002; Данли и др., 2002). Это означает, что в данных RASS должно оставаться большое количество не идентифицированных кандидатов в TDE, которые в конечном итоге будут обнаружены в ходе предстоящего обзора всего неба телескопом *eROSITA* обсерватории *SRG* (eRASS, Хабибуллин, Сазонов & Сюняев 2014).

Дополнительная возможность по идентификации TDE в данных RASS связана с использованием данных точечных наблюдений современных обсерваторий (таких как *Chandra* и *XMM-Newton*), которые покрывают значительную часть небесной сферы ($\sim 1\%$), имея при этом по крайней мере в 10 раз лучшую чувствительность чем RASS, типичный пороговый поток для которого $\sim 3 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ в диапазоне 0.5–2 кэВ (Брандт & Хазингер, 2005). Так, данные наблюдений обсерватории *XMM-Newton* доступны для $\sim 2\%$ небесной сферы с пороговой чувствительностью $\sim 10^{-14} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ в диапазоне 0.5–2 кэВ. Текущая база данных включает наблюдения с февраля 2000 года по декабрь 2012 года, т.е. все они проводились более 10 лет спустя RASS, а это значит в случае ассоциации яркого во время RASS источника с приливным разрушением звезды СМЧД ожидается, что данные *XMM-Newton* продемонстрируют многократное уменьшение его яркости вплоть до невозможности детектирования. В данном исследовании мы провели систематический поиск таких источников в Каталоге Ярких Источников обзора RASS (RASS Bright Source Catalogue, RASS-BSC, Фогес и др. 1999), которые попали в поля наблюдений *XMM-Newton*.

Похожий систематический поиск был проведен Данли и др. (2002) с использованием точечных наблюдений *ROSAT*, имеющих большую площадь покрытия, но средняя глубина которых значительно меньше, чем глубина наблюдений *XMM-Newton*. В результате, наш поиск позволяет находить TDE с гораздо меньшим пиковым потоком (по сути вплоть до предела надежного детектирования в RASS), т.е. могут быть обнаружены события в более далеких галактиках (до красного смещения $z \lesssim 0.2$). Просматриваемые объемы для этих двух подходов оказываются сопоставимы, т.е. можно ожидать, что количество найденных кандидатов должно быть в обоих случаях также примерно одинаковым. С другой стороны, сравнение данных наблюдений *XMM-Newton* и *ROSAT* также уже использовалось для поиска TDE, но при этом искались источники, яркие в данных обзора перенаведенный *XMM-Newton* (*XMM-Newton Slew Survey*), которые не были задетектированы в ходе RASS (Эскей и др., 2008). Характеристики (чувствительность и площадь покрытия) этого обзора *XMM-Newton* схожи с обзором, построенным на основе данных точечных наблюдений *ROSAT*, в результате эффективный исследуемый в таком поиске объем оказывается невелик, и как итог было обнаружено только два кандидата в TDE. Тем не менее, последующие более глубокие наблюдения

этих источников, возможные во многом благодаря хорошей точности локализации *XMM-Newton*, позволили более детально исследовать каждого кандидата в отдельности и проверить совместимость их свойств с предсказаниями в случае ассоциации с TDE.

В свете предыдущего, такой подход к поиску TDE похож на ситуацию с будущим значительно большим обзором eRASS (Хабибуллин, Сазонов & Сюняев, 2014). Очевидным недостатком такого подхода является невозможность последующих более глубоких наблюдений найденных кандидатов из-за недостаточной точности локализации и длительности времени, прошедшего с предполагаемого момента их пиковой светимости. Вкратце, цель нашего исследования – увеличить выборку известных на данный момент кандидатов в TDE, при этом впервые за счет событий вне локальной ($z < 0.1$) Вселенной.

Данная глава будет иметь следующую структуру: в части 4.2 делается обзор используемых баз данных и методов кросс-корреляции; в части 4.3 приводятся результаты поиска, а в части 4.4 обсуждается ограничение на частоту TDE в локальной Вселенной, которое может быть поставлено, исходя из числа обнаруженных кандидатов. Заключение по этой главе представлено в части 4.5.

4.2 Методика поиска

Как и в предшествующих работах основой метода является поиск источников с большой (> 10 раз) амплитудой уменьшения потока на масштабе года, имеющих “мягкий спектр”, т.к. в случае ассоциации с TDE ожидается спектр близкий к чернотельному с температурой ~ 0.05 кэВ (Комосса, 2002; Данли и др., 2002; Эскей и др., 2008; Капеллути и др., 2009; Мэксим, Альмер & Эраклес, 2010; Лин и др., 2011; Сакстон и др., 2012; Мэксим и др., 2013). Мы искали источники, яркие во время проведения обзора RASS, но сильно ослабевшие или же совсем исчезнувшие ко времени случайного наблюдения телескопом *XMM-Newton* 10–20 лет спустя, т.к. на столь поздней стадии темп аккреции вещества разрушенной звезды должен упасть до ненаблюдаемого уровня.

4.2.1 Каталог ярких источников RASS

Каталог ярких источников RASS (RASS-BSC) построен на основе данных обзора всего неба, проведенного обсерваторией *ROSAT* за шесть месяцев в 1990–1991 годах (*ROSAT* All-Sky Survey, RASS, Фогес и др. (1999)). Он содержит 18 811 источников с темпом счета выше 0.05 отсчета в секунду в диапазоне 0.1–2.4 кэВ, что соответствует по меньшей мере 15 фотонам, зарегистрированным от источника. Типичная точность локализации составляет 30 секунд дуги при полном покрытии неба (для предельного темпа счета 0.1 отсчета в секунду (8 547 источников) площадь покрытия будет 92 %). Для каждого источника в каталоге также указывается формальная протяженность – величина, на которую размер изображения источника превосходит ширину функции отклика (point spread function, PSF) –, которую можно использовать для разделения точечных и протяженных источников.

Для описания спектральных свойств источников полный энергетический диапазон делится на 4 спектральных канала: A (~ 0.1 – 0.4 кэВ), B (~ 0.5 – 2.0 кэВ), C (~ 0.5 – 0.9 кэВ) и D (~ 0.9 – 2.0 кэВ), и вводятся рассматриваются отношения, отражающие

“жесткость” спектра, так называемые функции жесткости:

$HR1=(CR(B)-CR(A))/(CR(B)+CR(A))$ и $HR2=(CR(D)-CR(C))/(CR(D)+CR(C))$, где $CR(X)$ - темп счета в спектральном канале X .

Для перевода измеряемого темпа счета в RASS-BSC в поправленный на поглощение поток от источника в диапазоне 0.1–2.4 кэВ стандартно используются два метода, которые отличаются предполагаемой формой спектра источника. Так, один из них предполагает степенной спектр с наклоном $\Gamma = 2.3$, что отражает типичную ситуацию для внегалактических источников с колонкой поглощения, фиксированной на значении в Галактике вдоль данного луча зрения (Flux 1). Второй метод основан на эмпирическом соотношении между потоком и темпом счета, которое изначально было установлено для звезд (Flux 2) (Фогес и др., 1999). Для этих методов предельный темп счета 0.05 отсчетов в секунду соответствует предельным потокам (для точечных источников) в диапазоне 0.1–2.4 кэВ на уровне $Flux1 \sim 7 \times 10^{-13}$ эрг s^{-1} cm^{-2} (предполагая $N_H = 10^{20}$ cm^{-2}) и $Flux2 \sim 2 \times 10^{-13}$ эрг s^{-1} cm^{-2} (для $HR1=-1$, см. формулу пересчета в Части 3.3.5 в Фогес и др. 1999).

Мы использовали FITS-файл с каталогом, доступный через ftp-сервер [ftp.xray.mpe.mpg.de](ftp://ftp.xray.mpe.mpg.de)¹, при помощи стандартных инструментов работы с FITS-файлами набора FTOOLS пакета FTTOOLS² (Блэкбёрн, 1995).

4.2.2 Каталог источников, зарегистрированных в точечных наблюдениях XMM-Newton

Каталог 3XMM-DR4³ является третьим поколением каталога рентгеновских источников, задетектированных в ходе точечных наблюдений обсерватории Европейского Космического Агентства XMM-Newton (Уотсон и др., 2009, 2013).

Текущая версия каталога содержит все детектирования в ходе 7427 наблюдений прибором EPIC (European Photon Imaging Cameras), проведенных в период с 3 февраля 2000 года по 8 декабря 2012 года. Соответствующая площадь покрытия неба составляет 794 кв. градуса с учетом перекрытий. Типичная точность локализации – ~ 2 секунды дуги (Уотсон и др., 2009). Медианный среди задетектированных источников поток в мягком энергетическом диапазоне (0.5–2 кэВ) – $\sim 6 \times 10^{-15}$ эрг s^{-1} cm^{-2} , т.е. в ~ 100 раз меньше порога детектирования для источников каталога RASS-BSC (см. выше).

В данной работе нас интересуют не только (и не столько) источники, задетектированные XMM-Newton, но и возможность установить верхний предел на поток возможного, но не задетектированного источника, а также полный поток из некоторой области с заданными координатами внутри зоны покрытия, что производится при помощи специализированного сервера FLIX (⁴).

¹ Или напрямую с <ftp://ftp.xray.mpe.mpg.de/rosat/catalogues/rass-bsc/>

² <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/ftools/>

³ http://xmmssc-www.star.le.ac.uk/Catalogue/xcat_public_3XMM-DR4.html

⁴ <http://www.ledas.ac.uk/flix/flix3>

4.2.3 Обнаружение уменьшения яркости источника из RASS-BSC по данным *XMM-Newton*

Нашей целью является получение выборки кандидатов в TDE посредством кросс-корреляции каталога источников RASS-BSC с данными наблюдений *XMM-Newton*. Обычной практикой в такого рода исследованиях является выбор оптимального уровня для полноты и надежности ожидаемой выборки. Здесь нам предпочтительнее выбрать методику отбора, обеспечивающую большую надежность, т.к. проведение дальнейших наблюдений, которые позволили бы подтвердить или отвергнуть гипотезу ассоциации источника с TDE, представляется едва ли возможным.

Поэтому, в качестве первого шага, мы оставляем только источники вне плоскости Галактики, а именно с $|b| > 30^\circ$, чтобы избежать значительного “загрязнения” выборки Галактическими источниками на луче зрения (в первую очередь катаклизмическими переменными), а также ввиду необходимости уменьшить влияние поглощения внутри Галактики, так как в случае ассоциации источника с TDE ожидаемый спектр излучения очень мягкий. При этом, даже при таком достаточно консервативном выборе отсечки по $|b|$, доля “загрязняющих” источников оказывается $\sim 50\%$ после первоначального отбора только на основе переменности (см. ниже). Мы отсеиваем надежно-протяженные источники (в основном яркие скопления галактик), требуя, чтобы указанная в каталоге протяженность источника не превышала ширину угловой функции отклика (30 секунд дуги). Как результат, мы получаем усеченную версию каталога, координаты источников из которого используются в качестве входных данных для сервера верхних пределов FLIX.

На следующем шаге список координат источников загружается на сервер FLIX, который возвращает таблицу с полными потоками внутри окружности заданного радиуса с координатами центра, совпадающими с координатами соответствующего источника из RASS-BSC, для стандартного набора энергетических диапазонов. Нами использовался диапазон 0.2–2 кэВ и радиус окружности в 60 секунд дуги, что для повышения надежности превышает типичную неопределенность локализации источников в RASS. Важно отметить, что такая оценка потока будет включать вклад всех источников (как точечных, так и протяженных), оказавшихся внутри этой области. На энергиях выше 1 кэВ основной вклад дает почти постоянный фон внегалактических источников с полной поверхностной яркостью на уровне 4×10^{-15} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2} \text{кв. мин}^{-1}$, в то время как ниже 1 кэВ основной вклад дают диффузное Галактическое и локальное квази-тепловое излучение, которые варьируются в зависимости от направления при суммарной поверхностной яркости того же порядка (Хикокс & Маркевич, 2006). Как следствие, есть предпосылки для некоторой “дискриминации” потенциальных кандидатов в TDE в полях с повышенной концентрацией точечных источников, а также вблизи источников протяженного излучения.

Наконец, отсеяв источники, для которых оценка потока по данным *XMM-Newton* имеет большую неопределенность вследствие малого времени экспозиции или неблагоприятного расположения в поле зрения, мы рассчитываем отношение потока, приводимого в RASS-BSC (наименьшего из Flux1 и Flux2, см. выше), к соответствующему потоку в таблице, полученной при помощи FLIX. Если это отношение оказывается больше 10, мы рассматриваем такой источник как кандидат в TDE.

В результате, получается “сырая” выборка из 24 кандидатов, отобранных по

сути лишь на основе переменности большой амплитуды, т.е. пока без привлечения спектральных и кросс-корреляционных аргументов. Типичное количество фотонов, задетектированных от источников-кандидатов, оказывается только ~ 20 , так что наложение дополнительных спектральных ограничений (например, используя спектральные отношения HR1 и HR2) выглядит весьма затруднительным, поэтому мы не проводим соответствующего отбора по мягкости спектра.

С другой стороны, возможны ситуации, когда положение и яркость источника, приводимые в RASS-BSC, оказываются подвержены влиянию таких факторов как засветка близлежащим ярким источником или попадание в область с протяженным излучением сравнимой поверхностной яркости. Для выявления такого рода проблем в первую очередь обращается внимание на соответствующие отметки, выставляемые для каждого источника алгоритмом детектирования. Так, для источников с отметкой 'd' характерна сложная квази-протяженная морфология, отметка же 'n' означает наличие близкого яркого источника. Для всех отобранных кандидатов мы проверяем наличие подобного рода отметок, а также визуально сравниваем соответствующие изображения, построенные по данным *ROSAT* и *XMM-Newton*.

В частности, один из первоначально отобранных кандидатов (1RXS J132654.5-271104), указываемый в каталоге RASS-BSC как точечный, но имеющий при этом отметку 'd', по-видимому связан со скоплением галактик Abell 1736. В результате, приводимый для него поток на самом деле складывается из протяженного излучения, попадающего в область экстракции (радиусом примерно 5 минут дуги), которая значительно больше области, используемой нами для определения верхнего предела на поток источника по данным *XMM-Newton* (радиусом 1 минута дуги). В следствии этого, поток приводимый в RASS-BSC значительно превышает соответствующую оценку по данным *XMM-Newton*.

Похожая ситуация имеет место для двух других кандидатов, 1RXS J003406.7-020935 и 1RXS J012605.2-012151, однако для них протяженное излучение (от RXC J0034.6-208, возможного скопления галактик из Бёрингер и др. 2004, и скопления галактик Abell 194 соответственно) играет сравнимую роль с большим количеством точечных источников, достоверно детектируемых *XMM-Newton*, но не разрешаемых в данных *ROSAT* (см., например, работу Худаверди и др. 2006 по данным *XMM-Newton* для Abell 194). В результате, в обоих случаях центроид источника в RASS-BSC оказывается вблизи ярчайшего точечного источника, но на расстоянии, значительно превышающем приводимую величину неопределенности локализации и, что особенно важно, радиус области, по потоку в которой устанавливается верхний предел по данным *XMM-Newton*. Так, в первом случае ярчайший точечный источник области 3XMM J003410.7-021039 (IC 0029) имеет поток $2.8 \pm 0.5 \times 10^{-13}$ эрг/с/см² (в диапазоне 0.2–12 кэВ) и расположен на расстоянии 88 секунд дуги от указанного центроида 1RXS J003406.7-020935 (для которого 1σ приводится неопределенность локализации 15 секунд дуги). Во втором случае ярчайший источник области 3XMM J012600.6-012041 (близкая пара галактик NGC547/NGC545) имеет поток $6.0 \pm 0.2 \times 10^{-13}$ эрг/с/см² и расположен на расстоянии 98 секунд дуги от указанного центроида 1RXS J012605.2-012151 (при 1σ -неопределенности локализации в 25 секунд дуги). Предполагая, что именно эти источники определяют приводимые в RASS-BSC потоки, эти два кандидата перестают удовлетворять критерию отбора по амплитуде уменьшения потока более чем в 10 раз и поэтому далее больше не рассматриваются.

Таким образом, в нашей выборке остается 21 кандидат, некоторые из которых имеют отметку о наличии близлежащего яркого источника. Влияние этого обстоятельства в каждом конкретном случае обсуждается в соответствующем разделе части 4.3.

4.2.4 Кросс-корреляция с другими обзорами

Поскольку со времени своего открытия многие источники из RASS-BSC были отождествлены и классифицированы в ходе специализированных программ, направленных, например, на поиск катаклизмических переменных или активных ядер галактик, поиск по таким базам данных как NED (NASA/IPAC Extragalactic Database⁵) и SIMBAD (SIMBAD Astronomical Database⁶), позволяет провести отсев заведомо несвязанных с TDE кандидатов.

Девять из первоначальных кандидатов оказались идентифицированы с источниками в нашей Галактике - семь аккрецирующих белых карликов (RX J0132.7-6554, Бурвиц и др. 1997, EF Eri, Фербунт и др. 1997, RX J0527.8-6954, Трюмпер и др. 1991; Грайнер и др. 1996а, RX J1039.7-0507, Аппенцеллер 1998, WGA J1047.1+6335, Сингх и др. 1995, RX J1957.1-5738, Томас и др. 1996, RX J2022.6-3954, Бурвиц и др. 1997), одна симбиотеческая двойная система CD-43°14304 (Мюрси, Вольфф & Джордан, 1997) и горячий белый карлик WD J2324-546 (Паундс и др., 1993), исключительно мягкий спектр которого делает сравнение потоков, посчитанных стандартными методами по данным *ROSAT* и *XMM-Newton*, некорректным. *Четыре* других кандидата были отождествлены с внегалактическими источниками, демонстрирующими следы активности галактического ядра в оптическом спектре - KUG 1624+351 – сейфертовская галактика типа 1.5 (Sy1.5) на красном смещении $z = 0.0342$ (Бадэ и др., 1998; Верон-Сетти & Верон, 2006), RX J1225.7+2055 – сейфертовская галактика первого типа с узкими линиями (NLSy1) на красном смещении $z = 0.335$ (Грайнер и др., 1996b), MCG -01-05-031 – сейфертовская галактика второго типа (Sy2) на красном смещении $z = 0.0182$ (Панесса & Бассани, 2002) и WPVS 007 – сейфертовская галактика первого типа с узкими линиями на $z = 0.028$. Последний из этих объектов известен своими необычными свойствами в рентгеновском диапазоне - мягкая рентгеновская светимость этого источника менялась на два порядка величины в течении трех лет (Группе и др., 1995), и поэтому он уже рассматривался в контексте поиска TDE (Данли и др., 2002). Тем не менее, недавний продолжительный мониторинг WPVS 007 обсерваторией *Swift* выявил, что переменность этого источника носит скорее хаотический характер и, по-видимому, вызвана вариациями доли излучения аккреционного диска, перехватываемой подслащающим веществом на луче зрения (Группе и др., 2013).

По данным наблюдения *XMM-Newton* 11 июня 2010 продолжительностью ~ 100 килосекунд, WPVS 007 был зарегистрирован как точечный источник 3XMM J003915.8-511701 со средним потоком $(1.12 \pm 0.16) \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ в диапазоне 0.2–12 кэВ, т.е. в ~ 500 раз слабее, чем в данных RASS. Три других связанных с АЯГ источника также были зарегистрированы *XMM-Newton* на пороге детектирования, и мы приводим краткую сводку соответствующей информацией в Таблице 4.1.

⁵<http://ned.ipac.caltech.edu/>

⁶<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

Таблица 4.1: Сильнопеременные рентгеновские источники, найденные в результате поиска TDE, но идентифицированные как АЯГ.

Имя источника	Тип ^a	z^a	3XMM-DR4			RASS-BSC ^c			Амплитуда ^d
			3XMM ID	Дата (UTC)	Поток ^b	Темп счета	Flux1	Flux2	
WPVS 007	NLSy1	0.028	J003915.8-511701	2010-06-11.9	1.12±0.16	0.96±0.068	19.4	3.04	> 270
MCG-01-05-031	Sy2	0.018	J014525.4-034938	2008-08-03.2	5.97±0.7	0.17±0.03	3.5	0.92	> 15
RX J1225.7+2055	NLSy1	0.335	J122541.9+205503	2003-06-12.7	9.95±1.19	0.33±0.03	6.7	1.63	> 16
KUG 1624+351	Sy1.5	0.034	J162636.5+350241	2007-08-17.1	3.68±0.71	0.08±0.01	0.97	0.67	> 18
				2007-08-19.2	3.61±0.59				> 18

^a См. ссылки в тексте.

^b Поток в диапазоне 0.2–12 кэВ по данным наблюдения *XMM-Newton*, 10^{-14} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$.

^c Темп счета в наблюдении *ROSAT* с 1σ -неопределенностью (отсчеты в секунду) и соответствующие оценки для потока в диапазоне 0.1–2.4 кэВ (Flux1 и Flux2, см. текст), 10^{-12} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$.

^d Консервативная оценка амплитуды уменьшения потока между эпохами RASS-BSC и 3XMM-DR4, полученная для наименьшего из измерений потока Flux1 и Flux2.

Оставшиеся *восемь* кандидатов (см. Таблицу 4.2 и Таблицу 4.3) либо не имеют достоверной идентификации, либо идентифицируются с галактиками без проявлений активного ядра. Мы провели поиск соответствующих источников внутри области локализации *ROSAT* в данных оптических обзоров GSC-II (Guide Star Catalog II, ⁷), построенного на основе обзора всего неба DSS (Digitized Sky Survey, (Ласкер и др., 2008)) и SDSS (Sloan Digital Sky Survey, ⁸), а также обзоров в ИК диапазоне *2MASS* (Two Micron All Sky Survey, Скрутские и др. 2006)⁹ и *WISE* (*Wide-field Infrared Survey Explorer* ¹⁰, (Райт и др., 2010)). Кросс-корреляционный анализ проводился при помощи программного пакета TOPCAT (Тэйлор, 2005), и его результаты представлены ниже.

4.3 Результаты

Данные каталога RASS-BSC по потенциальным кандидатам в TDE приведены в Таблице 4.2, информация же по ограничениям на их яркость на основе наблюдений *XMM-Newton* более десяти лет спустя приводится в Таблице 4.3. Поскольку точность локализации источников в RASS-BSC типично составляет $r_{1\sigma} \sim 15$ секунд дуги, однозначная ассоциация кандидатов в TDE с источниками в ИК, оптических и рентгеновских обзорах с лучшим угловым разрешением и чувствительностью не всегда оказывается возможной. В следствие этого, на предмет возможной ассоциации приходится рассматривать все источники в таких обзорах, попавшие в область локализации кандидата в TDE. В качестве последней мы используем 2σ -доверительную область (соответствует вероятности $\approx 95\%$), т.е. области радиусом $r_{2\sigma} \approx 1.6r_{1\sigma}$, предполагая гауссово распределение вероятности. Такой выбор, с учетом размера нашей выборки, обеспечивает маловероятность потери ассоции-

⁷<http://archive.eso.org/gsc/gsc>

⁸<http://www.sdss3.org/>

⁹<http://www.ipac.caltech.edu/2mass>

¹⁰<http://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/wise.html>

Таблица 4.2: Информация из RASS-BSC по потенциальным кандидатам в TDE.

1RXS ID	RA	Dec	PosErr ^a	CR ^b	eCR ^b	Exp ^b	HR1 ^c	eHR1 ^c	HR2 ^c	eHR2 ^c	Flux1 ^d	Flux2 ^d	N _H ^e
J002048.5-253823	5.20208	-25.63986	16(26)	0.0563	0.0167	280	-0.32	0.27	-0.82	0.87	9.78	3.72	2.3
J005626.3-010615	14.10958	-1.10431	15(24)	0.0999	0.0202	312	0.65	0.18	0.61	0.19	21.5	11.7	3.4
J101326.2+061202	153.35918	6.20069	15(25)	0.0618	0.0154	434	-1	0.13	0	0	11.6	3.7	2.0
J112312.7+012858	170.80292	1.48292	17(28)	0.052	0.0143	375	0.08	0.27	0.15	0.35	13.7	4.53	3.5
J114727.1+494302	176.86292	49.71722	9(15)	0.414	0.0402	299	-0.97	0.02	1	1.3	63.3	13.1	1.7
J130547.2+641252	196.44666	64.21445	9(15)	0.167	0.0207	544	-0.82	0.06	-0.62	0.28	23.2	6.61	1.5
J215101.5-302852	327.75626	-30.48111	14(23)	0.0534	0.0159	333	-0.34	0.24	0.42	0.47	8.29	3.47	1.7
J235424.5-102053	358.60208	-10.34806	24(39)	0.0523	0.0153	310	1	0.25	-0.13	0.29	10.8	7.12	2.7

^a 1σ -неопределенность локализации и соответствующий радиус 95%-ной доверительной области, секунды дуги.

^b Средний темп счета от источника и его 1σ неопределенность (отсчеты в секунду), а также время экспозиции в секундах.

^c Спектральные отношения (см. определение в тексте) с 1σ неопределенностью.

^d Оценки потока в диапазоне 0.2–2.4 кэВ, 10^{-13} эрг/с/см².

^e Полная величина Галактического поглощения на луче зрения (в единицах 10^{20} см⁻²), найденная при помощи утилиты `nH` пакета `FTOOLS`, использующей карту поглощения Кальберла и др. 2005).

рованных с кандидатами в TDE источников в других обзорах за счет случайных флуктуаций.

Обычно в области локализации оказывается несколько возможных ассоциированных источников. В особенности это верно для областей, попавших в зону покрытия SDSS. В таком случае можно проверить, не является ли один из этих источников АЯГ или катаклизмической переменной, что было бы сильным аргументом против связи кандидата с TDE, т.к. вспышки рентгеновского излучения большей амплитуды от таких источников более вероятны, чем TDE.

Проверка подобного рода может быть проведена различными способами. Во-первых, излучение за счет аккреции вещества разрушенной звезды на момент наблюдений *XMM-Newton* должно стать слабее излучения родительской галактики, детектирование которого наиболее вероятно лежит вне пределов чувствительности обзора 3XMM-DR4. Напротив, в случае ассоциации кандидата с АЯГ или катаклизмической переменной, переменность носит хаотический характер, при этом светимость источника в “спокойном” состоянии хоть и будет как минимум в 10 раз меньше, чем во вспышке, но все же, с большой долей вероятности, на доступном для детектирования в 3XMM-DR4 уровне. Во-вторых, оптический спектр во многих случаях позволяет достаточно достоверно судить о природе источника, однако, такого рода информация доступна лишь для небольшого числа возможных ассоциированных источников. Наконец, существуют диагностические методы, основанные на фотометрии в ИК диапазоне, например, используя данные обзора всего неба обсерватории *WISE*. Для того, чтобы оценить потенциал этих методик в нашем случае, можно провести простой расчет ожидаемой яркости ассоциированных источников в оптическом и ИК диапазонах в случае связи кандидата с TDE.

Действительно, если масса центральной СМЧД галактики равна M_{BH} , то максимальную детектированную рентгеновскую светимость TDE-вспышки можно записать в виде

$$L_X = kL_{Edd}(M_{BH}) = kL_{Edd,\odot} \frac{M_{BH}}{M_\odot}, \quad (4.1)$$

где $L_{Edd,\odot} \simeq 1.4 \times 10^{38}$ эрг/с – Эддингтоновская светимость для объекта одной солнечной массы, а множитель $k \sim 0.1$ представляет собой влияние болометрической поправки, геометрических эффектов, зависящих от степени коллимированности излучения и относительной ориентации луча зрения, а также того обстоятельства, что детектирование имело место уже после Эддингтоновской фазы (см., например, Хабибуллин, Сазонов & Сюняев 2014).

С другой стороны, оптическая светимость родительской галактики может быть (грубо) выражена как

$$L_V \simeq \frac{L_{V,bulge}}{P_b} \simeq \frac{200}{P_b} L_{V,\odot} \frac{M_{BH}}{M_\odot}, \quad (4.2)$$

где $L_{V,\odot} \simeq 4.6 \times 10^{32}$ эрг/с – светимость Солнца в фильтре V, $P_b \sim 0.1$ – доля балжа в полной светимости галактики¹¹, и переход от $L_{V,bulge}$ к M_{BH} осуществлен при помощи $M_{BH} - L$ -соотношения из работы Гюльтекин и др. (2009) для $M_{BH} \sim 10^7 M_\odot$ (в действительности, зависимость $M_{BH} - L$ близка к линейной, поэтому численный множитель в уравнении 4.2 слабо зависит от M_{BH}).

В результате, мы получаем соотношение между потоком в мягком рентгеновском диапазоне ($\sim 0.2-2$ кэВ) во время вспышки и оптическим потоком от родительской галактики, скажем, в фильтре V:

$$F_V = F_X \frac{L_V}{L_X} \simeq \frac{F_X}{k} \frac{200}{P_b} \frac{L_{V,\odot}}{L_{Edd,\odot}} \simeq 0.064 \frac{F_X}{k_1 P_{b,1}}, \quad (4.3)$$

где введены обозначения $k_1 = k/0.1$ и $P_{b,1} = P_b/0.1$.

Так, для $F_X = 3 \times 10^{-13}$ эрг/с/см², что примерно соответствует порогу детектирования в RASS-BSC, получаем $F_V = 1.9 \times 10^{-14}$ эрг/с/см², т.е. $m_V = 2.5(-5.5 - \log F_V) \simeq 20.55$. Для $F_X = 1 \times 10^{-12}$ эрг/с/см², что типично для кандидатов в нашей выборке (см. Таблицу 4.2)), получаем $m_V \simeq 19.25$.

Таким образом, маловероятно, что родительская галактика для кандидатов в TDE из нашей выборки окажется очень тусклой, если только она не “выпадает” сильно из среднего соотношения $M_{BH} - L_{V,bulge}$. В этой связи стоит отметить, что используемое нами $M_{BH} - L_{V,bulge}$ соотношение изначально получено на основе выборки галактик с достаточно массивными центральными СМЧД в сравнении с теми, которые, как ожидается, дают основной вклад в наблюдаемую выборку TDE.

Похожий расчет можно провести и для светимости родительской галактики в ближнем ИК диапазоне, например в фильтре K. Обозначив через L_K полную светимость галактики (диск+балж) в фильтре K, можно записать (Лэскер и др., 2014):

$$L_K \simeq 300 L_{K,\odot} \frac{M_{BH}}{M_\odot} \quad (4.4)$$

¹¹ Такое значение для P_b характерно для спиральных, но не эллиптических галактик. Тем не менее, масса СМЧД в эллиптических галактиках обычно превышает пороговую для возможности приливного разрушения звезд солнечного типа ($\sim 10^8 M_\odot$ для невращающейся СМЧД), поэтому мы не ожидаем сколько-нибудь значительного вклада от таких галактик в нашей выборке.

для $M_{BH} \sim 10^7 M_{\odot}^{12}$, где $L_{K,\odot} \simeq 8 \times 10^{31}$ эрг/с – светимость Солнца в фильтре K (см., например, Бинни & Мэррифилд 1998), что соответствует звездной величине в системе Веги $M_K = 3.28$. Следовательно,

$$F_K = \frac{F_X}{k} \frac{300 L_{K,\odot}}{L_{Edd,\odot}} \simeq 2 \times 10^{-3} \frac{F_X}{k_1}. \quad (4.5)$$

Тогда для $F_X = 1 \times 10^{-12}$ эрг/с/см², $F_K = 2 \times 10^{-15}$ эрг/с/см², или $m_K \simeq 19.4$, где пересчет из потока в звездную величину осуществлен по формуле $m_K = 2.5(-6.95 - \log F_K)$ в соответствии с фотометрической системой 2MASS (Коэн, Уитон & Мегиф, 2003).

Что касается различных классов конкурирующих источников, то для них можно воспользоваться более простыми вычислениями, поскольку уже накоплены большие выборки таких источников, что позволяет установить характерные для данного класса значения отношения поток в мягком рентгеновском и видимом диапазонах (в частности в фильтре V). Так, для АЯГ и катаклизмических переменных это отношение лежит в диапазоне $0.1 \lesssim F_X/F_V \lesssim 10$ (см., например, Маккакаро и др. 1988; Аирд и др. 2010), что означает $15.15 \lesssim m_V \lesssim 20.15$ для $F_X = 3 \times 10^{-13}$ эрг/с/см². Несколько более высокие значения отношения F_X/F_V могут наблюдаться для вспышек мощных блазаров (Маккакаро и др., 1988; Ценко и др., 2012).

При этом, конечно, не стоит забывать, что в случае АЯГ и катаклизмических переменных излучение в оптическом диапазоне также переменное и обычно хорошо скоррелировано с излучением в рентгеновском диапазоне. Поэтому, строго говоря, при расчете F_X/F_V отношения имеются в виду *одновременно измеренные* F_X и F_V (одновременность здесь следует понимать в широком смысле с учетом характерного временного масштаба, на котором светимость источника меняется не значительно). В нашем же случае типично приходится сравнивать рентгеновский поток от источника в относительно ярком состоянии (в эпоху проведения RASS) с неодновременно найденным оптическим потоком (например, в эпоху проведения SDSS), из-за чего F_X/F_V с большей вероятностью окажется больше характерных значений, приводимых выше.

Что касается рентгеновских вспышек от звезд, то для них типично отношение $F_X/F_V \sim 10^{-3}-10^{-2}$ (с редкими исключениями в вспышек от маломассивных звезд Фавата & Микела 2003; см. также относящееся к этому обсуждение в Части 6.5 Мерлони и др. (2012)). Это означает, что ожидаемая яркость ассоциированного оптического источника превышает $m_V \simeq 13$ в этом случае, что позволяет мгновенно идентифицировать такие объекты.

Резюмируя, оптические источники, ассоциированные с нашими кандидатами, должны с большой вероятностью присутствовать в фотометрическом каталоге SDSS (полном вплоть до $r \sim 22.2$, Абазян и др. 2004), даже если они связаны на самом деле с АЯГ или катаклизмической переменной (конечно, при условии, что интересующая нас область попадает в зону покрытия SDSS). Если же кандидат действительно связан с TDE, то ожидается, что ассоциированный с ним оптический источник должен быть достаточно яркий, чтобы быть задетектированным на изображениях обзора DSS, т.е. присутствовать в каталоге GSC-II (полном вплоть до $R_F \simeq 20$, Ласкер и др. 2008).

¹² В данном случае зависимость $M_{BH} - L_K$ также близка к линейной, а значит, численный множитель в уравнении 4.4 будет практически тем же и для $M_{BH} \sim 10^6 M_{\odot}$.

Таблица 4.3: Верхние пределы на поток из области локализации кандидатов в TDE по данным наблюдений *XMM-Newton*.

1RXS	XMM ObsID	OffAxis ^a	Дата	Экспозиция, с	Предел ^b	Ratio1 ^c	Ratio2 ^c
J002048.5-253823	201900301	4.386714	2004-05-26	9160	2.3 ± 0.3	43	16
	12440101	13.3243	2001-01-15	7711	3.1 ± 0.8	70	38
J005626.3-010615	402190501	8.833312	2006-06-16	6270	5.9 ± 1.8	37	20
	505211001	8.702417	2007-07-15	4905	3.6 ± 1.0	60	33
J101326.2+061202	600920301	4.105885	2009-05-26	4337	2.8 ± 0.5	41	13
J112312.7+012858	145750101	7.475069	2003-06-23	9966	5.4 ± 0.4	25	8.4
J114727.1+494302	604020101	1.638498	2009-11-21	1632	1.6 ± 0.7	410	84
J130547.2+641252	151790701	1.726202	2003-10-10	4456	0.4 ± 0.9	560	160
J215101.5-302852	103060401	10.47006	2001-05-01	7341	4.2 ± 0.6	20	8.2
J235424.5-102053	108460301	5.601944	2001-06-20	11009	1.1 ± 0.5	96	63

^a Расстояние между положением кандидата (первый столбец) и центром поля зрения телескопа в ходе наблюдения *XMM-Newton* (второй столбец), минуты дуги.

^b Оценка потока в диапазоне 0.2–2 кэВ из области радиусом 60 секунд дуги вокруг положения кандидата из RASS-BSC (с 1σ неопределенностью), 10^{-14} эрг/с/см². Стоит отметить, что данная оценка включает вклад рентгеновского фона.

^c Отношение потоков, измеренных *XMM-Newton* и *ROSAT* (оценки Flux1 и Flux2, приводимые в RASS-BSC, см. Таблицу 4.2).

4.3.1 1RXS J002048.5-253823

1RXS J002048.5-253823 расположен на расстоянии 5 угловых минут от скопления галактик Abell 022, которое также входит в каталог RASS-BSC как источник 1RXS J002048.5-253823, в ~ 6 раз более яркий чем 1RXS J002048.5-253823. Как следствие, приводимые значения для потока и координат 1RXS J002048.5-253823 могут быть несколько смещены от реальных значений. Тем не менее, построив изображение этой области по данным RASS, мы убедились, что оба источника хорошо разделяются пространственно, информация же по спектральным свойствам ($HR1 = -0.32 \pm 0.27$ и $HR2 = -0.82 \pm 0.87$ для 1RXS J002048.5-253823 против $HR1 = -0.31 \pm 0.14$ и $HR2 = -0.22 \pm 0.15$ для 1RXS J002041.8-254307) не позволяет сделать однозначный вывод о различности их природы ввиду большой неопределенности оценок $HR1$ и $HR2$ для более слабого источника.

При этом, в данных *XMM-Newton* детектируется слабый источник (3XMM J002049.3-253828 в каталоге 3XMM-DR4) внутри 1σ -области вокруг положения 1RXS J002048.5-253823 (на расстоянии 12 секунд дуги от его центроида), имеющий поток $(1.7 \pm 0.5) \times 10^{-14}$ эрг/с/см² в диапазоне 0.2–2 кэВ. С этим источником ассоциируется оптический источник на изображении DSS и, соответственно, в каталоге GSC-II с $R_F = 17.1$, а также ИК источник в данных обзоров 2MASS и *WISE* (см. Рис. 4.1 и Таблицу 4.4). При этом, цветовая диагностика по данным *WISE*, а именно тот факт, что $W2 - W1 = 1.24 > 0.8$, указывает на вероятную идентификацию этого источника как АЯГ (Стэрн и др., 2012). Поскольку в 2σ -области вокруг положения 1RXS J002048.5-253823 нет других потенциально ассоциированных источников, мы приходим к выводу, что этот кандидат, по-видимому, связан со вспышкой излучения от АЯГ очень большой амплитуды ($\gtrsim 50$ если использовать Flux1 в качестве оценки потока по данным RASS).

Таким образом, 1RXS J002048.5-253823 по-видимому не связан с TDE.

4.3.2 1RXS J005626.3-010615

Этот кандидат также расположен в относительной близости к скоплению галактик – на расстоянии примерно 10 угловых минут от центра скопления Abell 119, которое входит в каталог RASS-BSC как источник 1RXS J005617.5-011501, в ~ 5 раз более яркий, чем 1RXS J005626.3-010615, и имеющий протяженность $\gtrsim 2$ угловых минут. В данном случае мы также проверили по изображениям на основе RASS, что оба источника достаточно разнесены пространственно, так что более слабый из них не является “ложным” и вклад протяженного излучения скопления в сигнал внутри области детектирования 1RXS J005626.3-010615 (диаметром 10 угловых минут) исчезающе мал. В качестве дополнительной проверки различной природы этих источников можно упомянуть формальное различие их спектральных свойств: $HR1 = 0.65 \pm 0.18$, $HR2 = 0.61 \pm 0.19$ для 1RXS J005626.3-010615 против $HR1 = 0.88 \pm 0.05$, $HR2 = 0.29 \pm 0.08$ для 1RXS J005617.5-011501.

В область локализации 1RXS J005626.3-010615 попадает 7 довольно слабых ($r \gtrsim 20$) источников из каталога SDSS, недетектируемых на изображении DSS (см. Рис. 4.2). Для одного из них доступен оптический спектр, который позволяет классифицировать этот источник (на расстоянии 24 секунд дуги) как звезду М-класса. Несмотря на то, что такая звезда может быть ответственна за вспышку рентгеновского излучения, в таком случае она должна была бы быть значительно ярче – рентгеновский поток, измеренный *ROSAT*, превосходит 10^{-12} эрг/с/см²,

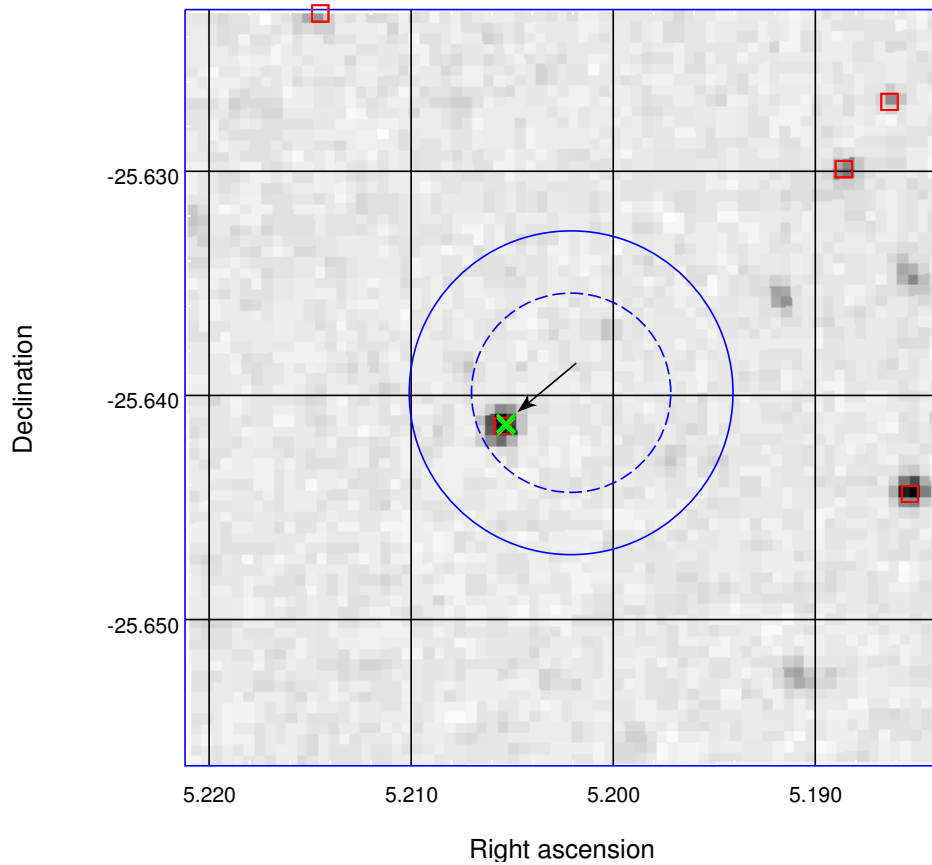


Рис. 4.1: Оптическое изображение области ($2' \times 2'$) вокруг 1RXS J002048.5-253823 по данным цифрового обзора неба DSS (Digitized Sky Survey). Штриховая и сплошная окружности ограничивают области локализации с достоверностью 1σ и 2σ соответственно. Красные квадраты отмечают положения источников из каталога 2MASS, зеленые крестики – источников из каталога 3XMM, если таковые имеются в данной области. В случаях, когда для данной области доступны данные обзора SDSS, черные ромбы отмечают положения источников из этого каталога. Стрелка указывает на наиболее вероятный ассоциированный оптический источник (см. текст).

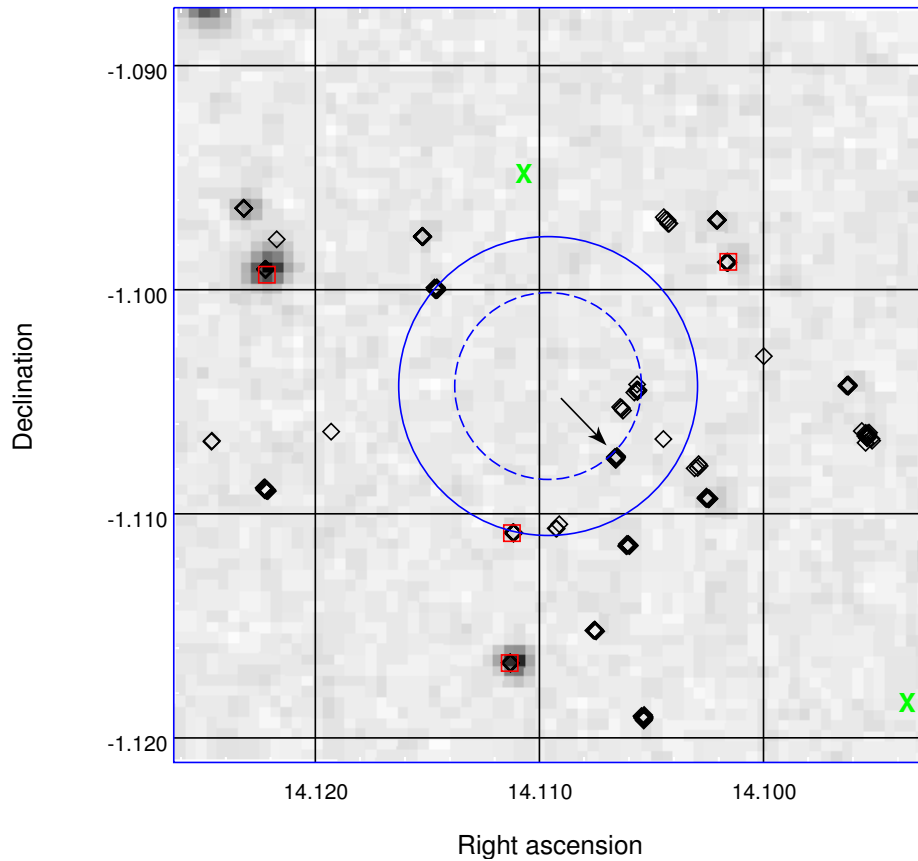


Рис. 4.2: Оптическое изображение области ($2' \times 2'$) вокруг 1RXS J005626.3-010615 по данным DSS. Символы, используемые для обозначения положений источников, те же, что и для Рисунка 4.1.

так что для $F_X/F_V \lesssim 1$ (что, в принципе, возможно для экстремальных звездных вспышек) ожидаемая звездная величина в фильтре V оказывается на уровне $m_V \lesssim 16.5$.

Среди оставшихся источников три классифицируются как протяженные, трое же других – как точечные (см. Таблицу 4.4), при этом наиболее яркий из протяженных источников (на расстоянии 16 секунд дуги от центроида 1RXS J005626.3-010615) также обнаруживается в ИК обзоре *WISE*. Диагностика по ИК цвету $W1 - W2$ указывает на возможную ассоциацию этого источника с АЯГ. Ввиду этого, 1RXS J005626.3-010615 вероятно связан с мощной вспышкой излучения от АЯГ с достаточно большим значением F_X/F_V отношения, что, однако, может быть во многом обусловлено неодновременностью определения рентгеновского и оптического потоков (см. раздел 4.2.4).

Таким образом, 1RXS J005626.3-010615 также наиболее вероятно не связан с TDE.

4.3.3 1RXS J101326.2+061202

На границе области локализации 1RXS J101326.2+061202 (на расстоянии 25 секунд дуги от его центроида) есть два источника из каталога SDSS (см. Рис. 4.3). Один

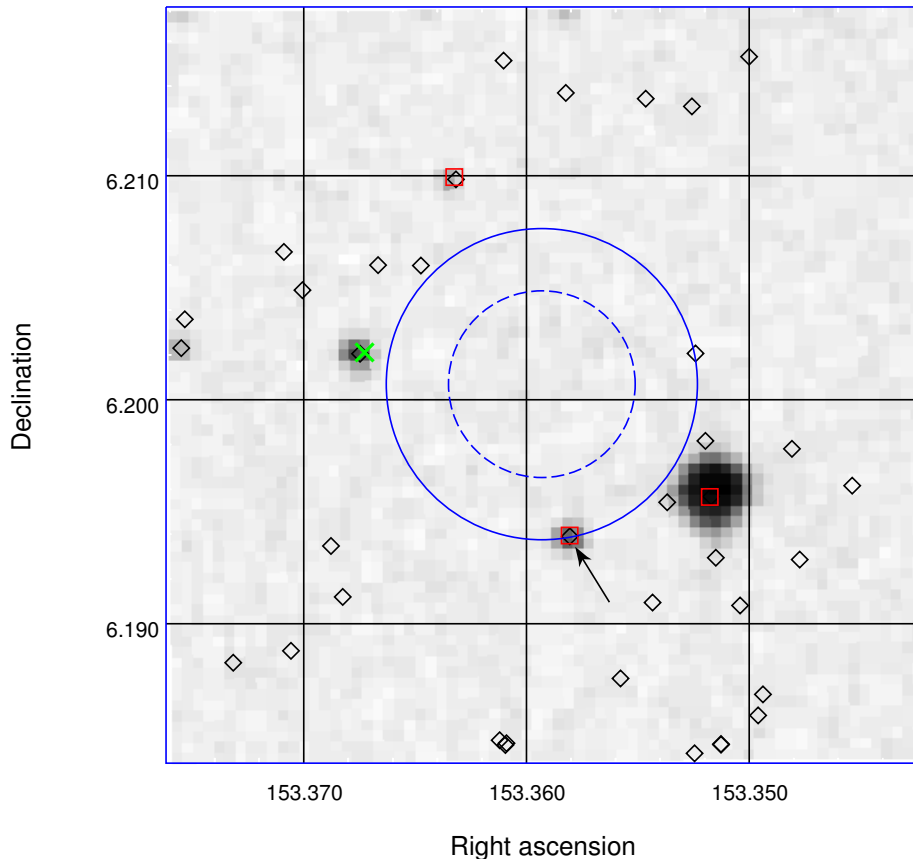


Рис. 4.3: Оптическое изображение области ($2' \times 2'$) вокруг 1RXS J005626.3-010615 по данным DSS. Символы, используемые для обозначения положений источников, те же, что и для Рисунка 4.1.

из них классифицируется (спектрально) как звезда К-типа, которая в принципе может быть ответственна за вспышку рентгеновского излучения. Её наблюдаемая звездная величина в фильтре V удовлетворяет условию $F_X/F_V \lesssim 1$ (см. Раздел 4.2.4), и она также детектируется в ИК диапазоне с наблюдаемыми звездными величинами 15.56, 14.86 и 14.82 в фильтрах *JH* и *K* по данным 2MASS, $W1 = 14.69$ и $W2 = 14.79$ по данным *WISE*. Другой же источник слишком слабый, чтобы рассматриваться в качестве родительской галактики в случае ассоциации с TDE (см. Таблицу 4.4).

Таким образом, наиболее вероятно, что 1RXS J101326.2+061202 связан со вспышкой рентгеновского излучения от звезды К-типа, ассоциация же данного кандидата с TDE маловероятна.

4.3.4 1RXS J112312.7+012858

Вблизи границы области локализации 1RXS J112312.7+012858 (на расстоянии 28 секунд дуги от его центроида) в данных *XMM-Newton* детектируется источник 3XMM J112313.1+012924, имеющий поток в диапазоне 0.2–2 кэВ на уровне $(6.0 \pm 0.8) \times 10^{-14}$ эрг/с/см². С ним ассоциируется слабый точечный источник в каталоге SDSS (см. Рис. 4.4), с наблюдаемыми звездными величинами 22.2, 21.3,

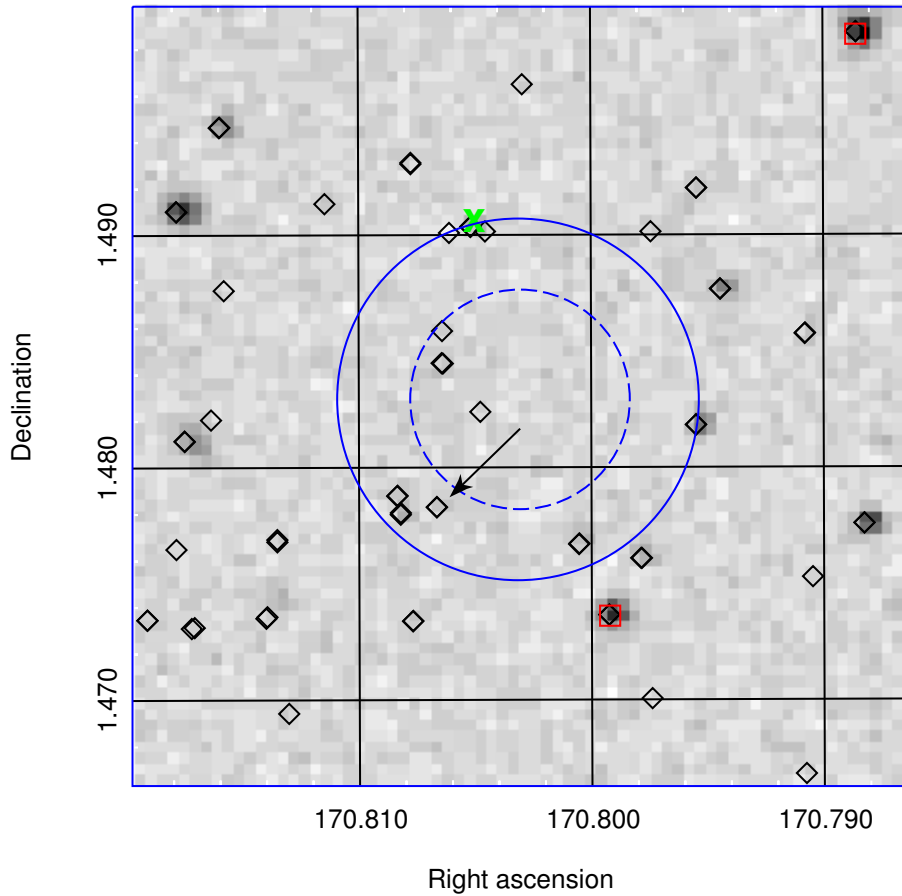


Рис. 4.4: Оптическое изображение области ($2' \times 2'$) вокруг 1RXS J112312.7+012858 по данным DSS. Символы, используемые для обозначения положений источников, те же, что и для Рисунка 4.1.

21.0, 21.4, 20.8 в фильтрах u, g, r, i и z , но без ассоциированного источника по данным ИК обзоров. Учитывая это, идентификация 1RXS J112312.7+012858 с этим источником маловероятна.

Помимо этого, внутри области локализации 1RXS J112312.7+012858 присутствует 11 источников из каталога SDSS, один из которых спектрально идентифицирован с звездой типа A0, информация же по остальным представлена в Таблице 4.4. Самый яркий из этих источников ($r = 19.9$) расположен на расстоянии 22 секунд дуги от центроида 1RXS J112312.7+012858, идентифицируется как протяженный, и ассоциируется с единственным ИК источником, обнаруженным *WISE* в этой области. Диагностика по ИК цвету $W1 - W2 = 15.114 - 14.831 = 0.283$ указывает на маловероятность присутствия мощного АЯГ в этой галактике, и она вполне может быть родительской галактикой TDE.

Таким образом, свойства 1RXS J112312.7+012858 не противоречат возможности ассоциации с TDE.

4.3.5 1RXS J114727.1+494302

Этот источник, также известный как RBS 1032, уже подробно исследовался в работе Гхош и др. (2006). Так, в этой работе было найдено, что рентгеновский спектр источника близок к чернотельному с температурой $kT_{bb} \approx 70$ эВ, а также, что с момента его обнаружения в ходе RASS поток уменьшился в три раза к моменту первого индивидуального наблюдения 2.1 года спустя (7 декабря 1992 года) и в ~ 6 раз к моменту второго наведения ~ 3.6 года спустя (5 июня 1994 года) (Гхош и др., 2006).

В этой работе RBS 1032 был идентифицирован с карликовой сфероидальной галактикой SDSS J114726.69+494257.8 на $z = 0.026$, оптический спектр которой указывает на отсутствие мощного активного ядра, что подтверждается и по ИК цвету $W1 - W2 = 0.115$ по данным *WISE*. В данных наблюдения этой области обсерваторией *XMM-Newton* в 2009 году обнаруживается источник на пороге детектирования с полным потоком в диапазоне 0.2–12 кэВ на уровне $(1.1 \pm 0.6) \times 10^{-14}$ эрг/с/см². Кроме этой галактики в области локализации присутствуют еще два протяженных источника из каталога SDSS, не детектируемые, однако, в обзорах 2MASS и *WISE* (см. Рис. 4.6 и Таблицу 4.4). Оба этих источника слишком слабы, чтобы быть связанными с родительской галактикой TDE в нашей выборке (см. раздел 4.2.4).

В качестве объяснения переменного рентгеновского излучения RBS 1032 Гхош и др. (2006) предложили модель, в которой черная дыра промежуточной массы ($M_{BH} \sim 10^3 - 10^4 M_\odot$) аккрецирует вещество белого карлика (Гхош и др., 2006). Однако, оцениваемая пиковая светимость в мягком рентгеновском диапазоне на уровне $\sim 10^{43}$ эрг/с/см² и близость спектра к чернотельному с температурой $kT_{bb} \approx 70$ эВ, вполне укладываются в менее экзотическую модель вспышки в результате TDE (Комосса, 2002; Эскей и др., 2008). При этом, амплитуда уменьшения потока (в 6 раз на масштабе 3.6 лет) выглядит недостаточной для полного согласия с ожидаемой в случае TDE картиной, но только в том случае, если первое детектирование (т.е. в ходе RASS) имело место на самой ранней стадии, когда яркость вспышки была близка к максимальной. Тем не менее, измеренная максимальная светимость не столь велика, чтобы полностью исключить возможность, когда первое детектирование имело место на относительно поздней стадии явления, когда яркость вспышки уже значительно уменьшилась по сравнению с пиковой. Действительно, предположим, что уменьшение яркости происходило в соответствии с канонической моделью Финни (1989):

$$\frac{L(\tau + \delta t)}{L(\tau)} = \left(\frac{\tau + \delta t}{\tau} \right)^{-5/3}, \quad (4.6)$$

где τ обозначает количество времени, прошедшее от начала вспышки до первого детектирования в ходе RASS, а $\delta t = 3.6$ года - промежуток времени между наблюдением в ходе RASS и вторым точечным наведением *ROSAT*. Поскольку поправленный на поглощение поток в диапазоне 0.1–2.4 кэВ уменьшился за это время с 6.0×10^{-12} эрг/с/см² до 1.1×10^{-12} эрг/с/см² (Гхош и др., 2006), легко найти, что $L(\tau + \delta t)/L(\tau) = 1.1/6.0$, а значит $\tau \approx 2.0$ года.

Это означает, что начало вспышки должно было иметь место приблизительно 5 ноября 1988 года. Так как продолжительность первоначальной (сверх-Эддингтоновской) фазы оценивается как $\tau_{Edd} \approx 0.25 (M_{BH}/10^7 M_\odot)^{2/5}$ года для минимально возможного прицельного параметра $R_p = 3R_S$, где $R_S = 2GM_{BH}/c^2$ - радиус Шварцшильда

для СМЧД массой M_{BH} (см. Страббе & Кватаерт 2009 и предыдущую главу), то рентгеновская светимость в пике должна была достигать $L_{peak} \simeq 30L(\tau) \simeq 3 \times 10^{44}$ эрг/с для $M_{BH} = 10^7 M_{\odot}$, что, очевидно, не превосходит соответствующий Эддингтоновский предел светимости. Тоже вычисление для $M_{BH} = 5 \times 10^6 M_{\odot}$ ($\tau_{Edd} \simeq 0.19$ лет) дает $L_{peak} \simeq 50L(\tau) \simeq 5 \times 10^{44}$ эрг/с, что формально также не нарушает Эддингтоновского предела, однако, не стоит забывать о необходимости применения болометрической поправки. Для чернотельного спектра с $\kappa T_{bb} \simeq 70$ эВ эта поправка записывается как $L_{bol} \simeq 1.1L_{X,0.1-2.4}$, что делает значения $M_{BH} \lesssim 5 \times 10^6 M_{\odot}$ маловероятными¹³.

Таким образом, рентгеновская кривая блеска RBS 1032 может быть описана в рамках сценария с приливным разрушением звезды СМЧД с массой $M_{BH} = 5 \times 10^6 - 10^7 M_{\odot}$, хотя ее экстраполяция к моменту проведения наблюдения XMM-Newton предсказывает на порядок величины больший поток, чем в действительности (см. Рис. 4.5), что, конечно, вполне объяснимо ввиду вероятной неприменимости канонической кривой блеска на столь поздней стадии, когда темп аккреции вещества уменьшился на несколько порядков величины.

Итак, свойства 1RXS J114727.1+494302=RBS 1032 в целом совместимы с предсказаниями в случае ассоциации с TDE на СМЧД с массой $M_{BH} \sim 5 \times 10^6 - 10^7 M_{\odot}$ при условии, что первое детектирование вспышки имело место уже на относительно поздней стадии (~ 2 года спустя ее начала). Стоит отметить, что такая масса СМЧД кажется слишком большой для карликовой сфероидальной родительской галактики (Гхош и др., 2006), что может быть указанием на отклонение реальной картины от шаблона “типичного” TDE, принимаемого при проведении расчетов, как в плане свойств разрушаемой звезды, так и СМЧД (в первую очередь ее спина, см. например, Кесден (2012)).

4.3.6 1RXS J130547.2+641252

Внутри области локализации 1RXS J130547.2+641252 присутствует всего лишь один источник из каталога SDSS (на расстоянии 3 секунд дуги от центроида), классифицируемый как протяженный и имеющий наблюдаемые звездные величины 22.5, 22.0, 20.9, 20.6, 20.4 в фильтрах u, g, r, i и z , т.е. он слабее ожидаемого в случае ассоциации с TDE уровня, но все же на вполне допустимую разбросом использованных для его получения соотношений величину.

Следовательно, мы можем рассматривать 1RXS J130547.2+641252 как потенциального кандидата в TDE.

4.3.7 1RXS J215101.5-302852

Вблизи границы области локализации 1RXS J215101.5-302852 (на расстоянии 22 секунд дуги от его центроида) в данных XMM-Newton детектируется слабый точечный источник 3XMM J215100.7-302832, имеющий поток $(4.1 \pm 0.8) \times 10^{-14}$ эрг/с/см² в диапазоне 0.2–2 кэВ. С этим источником ассоциируется оптический источник на изображении DSS и, соответственно, в каталоге GSC-II с $R_F = 18.6$, а также

¹³Строго говоря, данный вывод справедлив только для начального прицельного параметра R_p разрушенной звезды близкого к предположенному нами минимально возможному $R_{p,min} = 3R_S$. При этом, для приливного разрушения звезды солнечного типа требуется $R_p \leq R_T = 1.6 \times 3R_S (M_{BH}/10^7 M_{\odot})^{1/3}$ (см. предыдущую главу), так что $R_p \leq 2 \times R_{p,min}$ для $M_{BH} = 5 \times 10^6 M_{\odot}$.

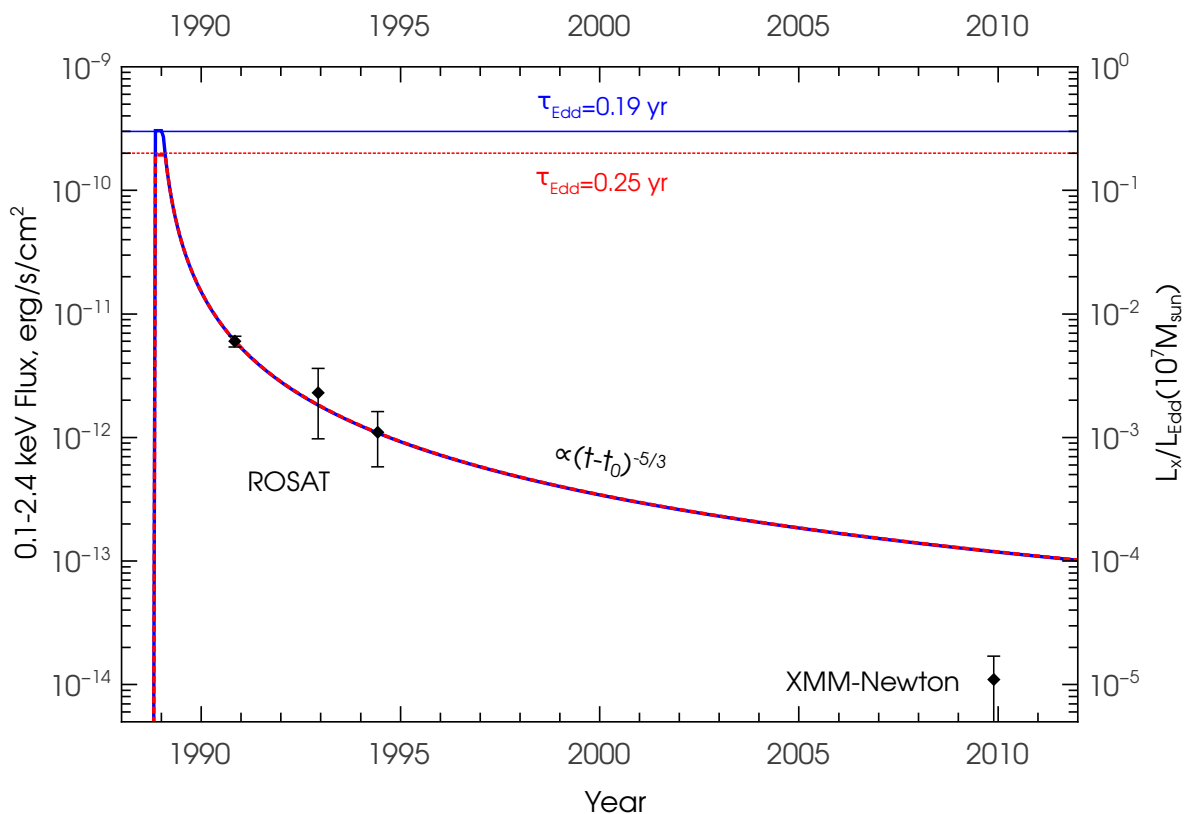


Рис. 4.5: Пример аппроксимации рентгеновской кривой блеска RBS 1032, полученной на основе наблюдений источника в ходе RASS и двух последующих точечных наведений, степенным законом спада яркости, т.е. $f \propto \left(\frac{t-t_0}{\tau_{Edd}}\right)^{-5/3}$, где t_0 обозначает момент вспышки, для двух значений характерного времени спада $\tau_{Edd} = 0.19$ (толстая синяя кривая) и 0.25 (толстая красная кривая) года. Соответствующие потоки и светимости (правая ось, фотометрическое расстояние до источника предполагалось равным $d_L = 114$ Мпк) показаны сплошной синей и штриховой красной прямыми. Помимо этого, показано маргинальное детектирование источника в ходе наблюдений XMM-Newton в конце 2009 года, по которому и было обнаружено уменьшение потока от источника на несколько порядков в течении 20 лет.

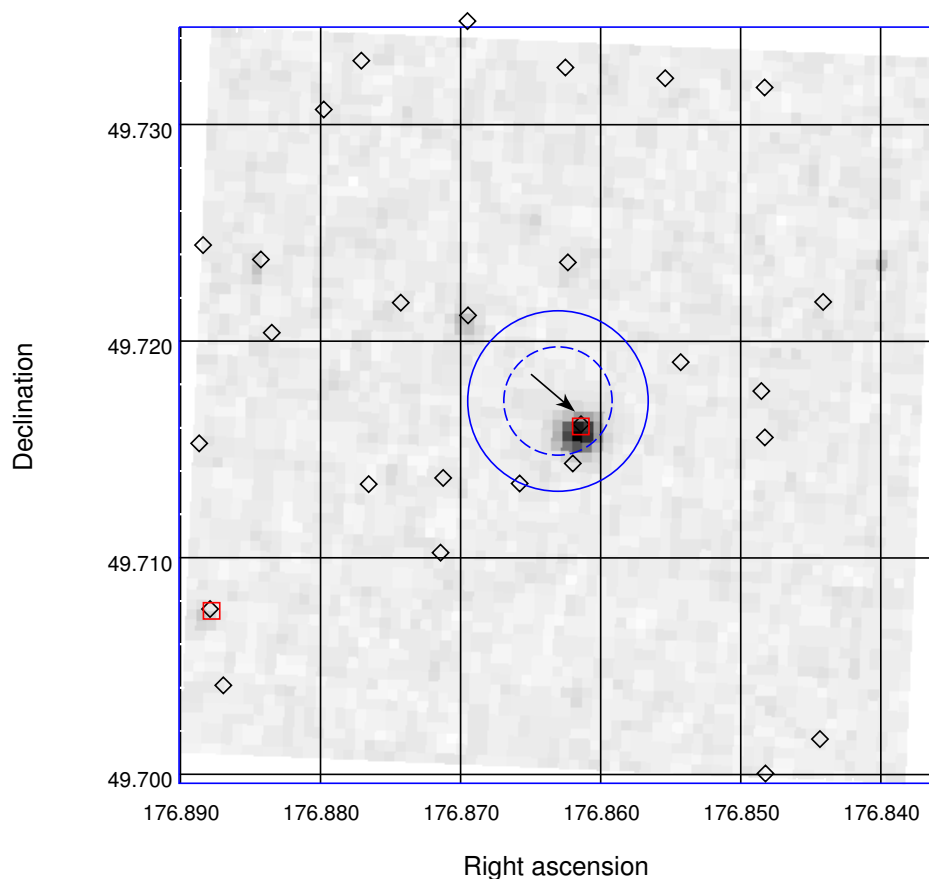


Рис. 4.6: Оптическое изображение области ($2' \times 2'$) вокруг 1RXS J114727.1+494302 по данным DSS. Символы, используемые для обозначения положений источников, те же, что и для Рисунка 4.1.

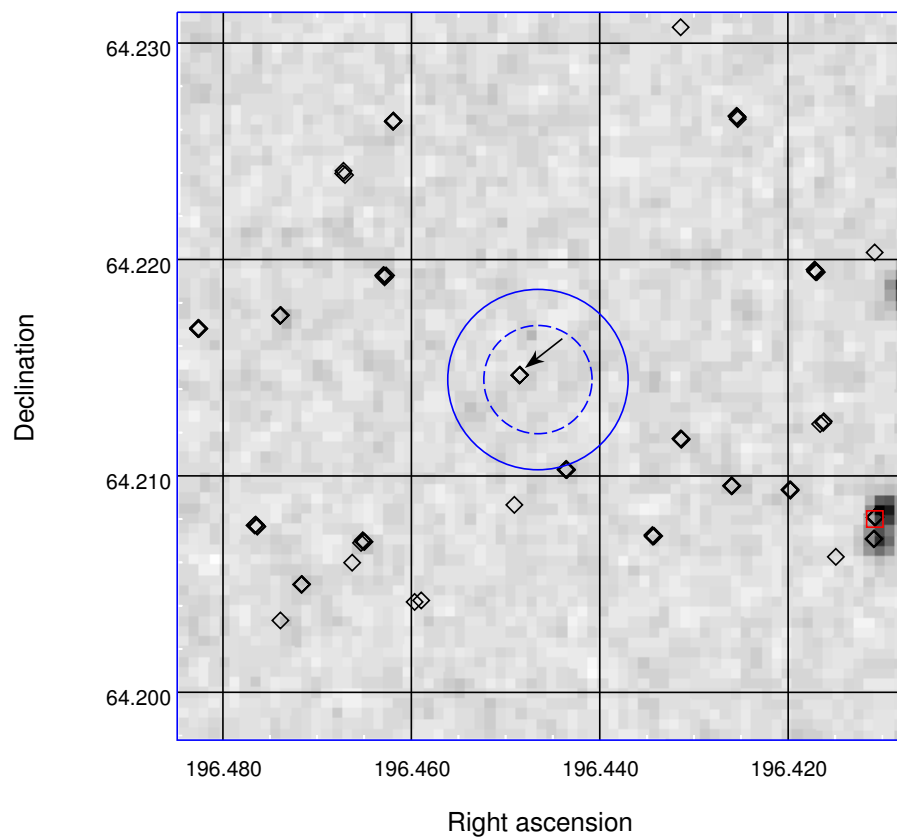


Рис. 4.7: Оптическое изображение области ($2' \times 2'$) вокруг 1RXS J130547.2+641252 по данным DSS. Символы, используемые для обозначения положений источников, те же, что и для Рисунка 4.1.

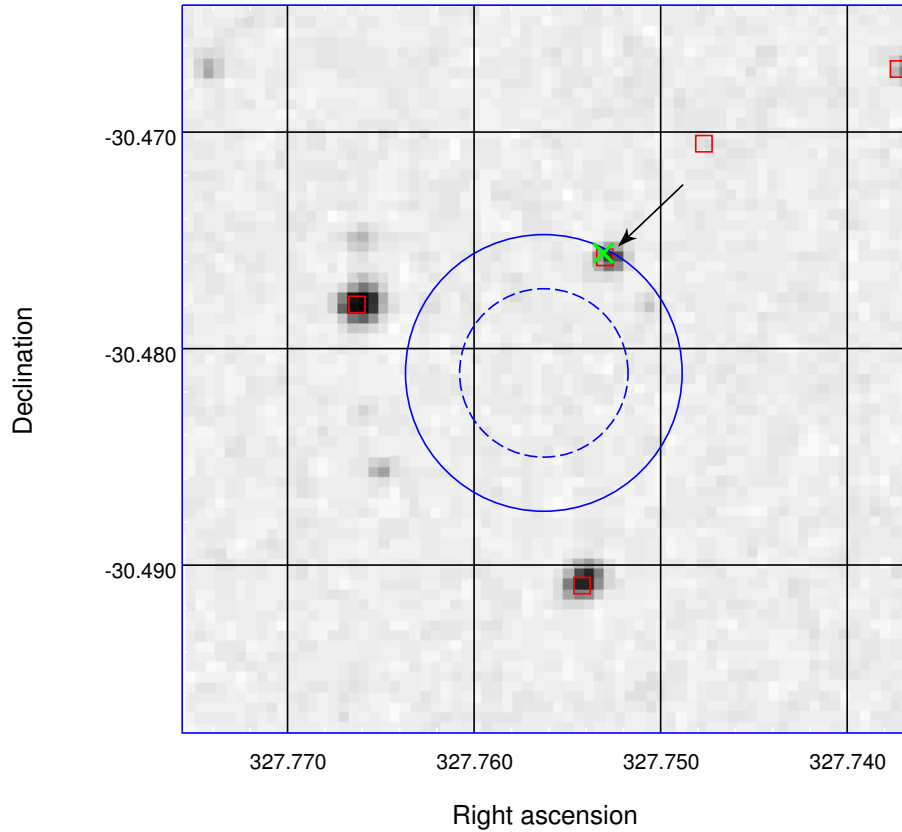


Рис. 4.8: Оптическое изображение области ($2' \times 2'$) вокруг 1RXS J215101.5-302852 по данным DSS. Символы, используемые для обозначения положений источников, те же, что и для Рисунка 4.1.

ИК источник в данных обзоров 2MASS и *WISE* (см. Рис. 4.8 и Таблицу 4.4). При этом, цветовая диагностика по данным *WISE*, а именно тот факт, что $W2 - W1 = 1.036 > 0.8$, указывает на вероятную идентификацию этого источника как АЯГ (Стэрн и др., 2012).

Это означает, что наиболее вероятно 1RXS J215101.5-302852 не связан с TDE.

4.3.8 1RXS J235424.5-102053

1RXS J235424.5-102053 расположен на расстоянии приблизительно 5 угловых минут от центра скопления галактик Abell 2670, которое входит в каталог RASS-BSC как источник 1RXS J235409.4-102506, который в ~ 10 раз более яркий чем 1RXS J235424.5-102053 и имеет протяженность ~ 1.5 минуты дуги. Неопределенности же в измеренных для 1RXS J235424.5-102053 спектральных отношениях слишком велики, чтобы можно было сделать однозначный вывод о различной природе этих источников, тем не менее, стоит отметить, что этот источник имеет $HR1 = 1.0 \pm 0.25$, что означает отсутствие отсчетов в диапазоне 0.1–0.4 кэВ, и $HR2 = -0.13 \pm 0.29$ (в то время как 1RXS J235409.4-102506 имеет $HR1 = 0.83 \pm 0.06$ и $HR2 = 0.24 \pm 0.1$).

Наиболее вероятным кандидатом в ассоциированный оптический источник является яркая галактика в обзоре SDSS на расстоянии 17 секунд дуги от центроида

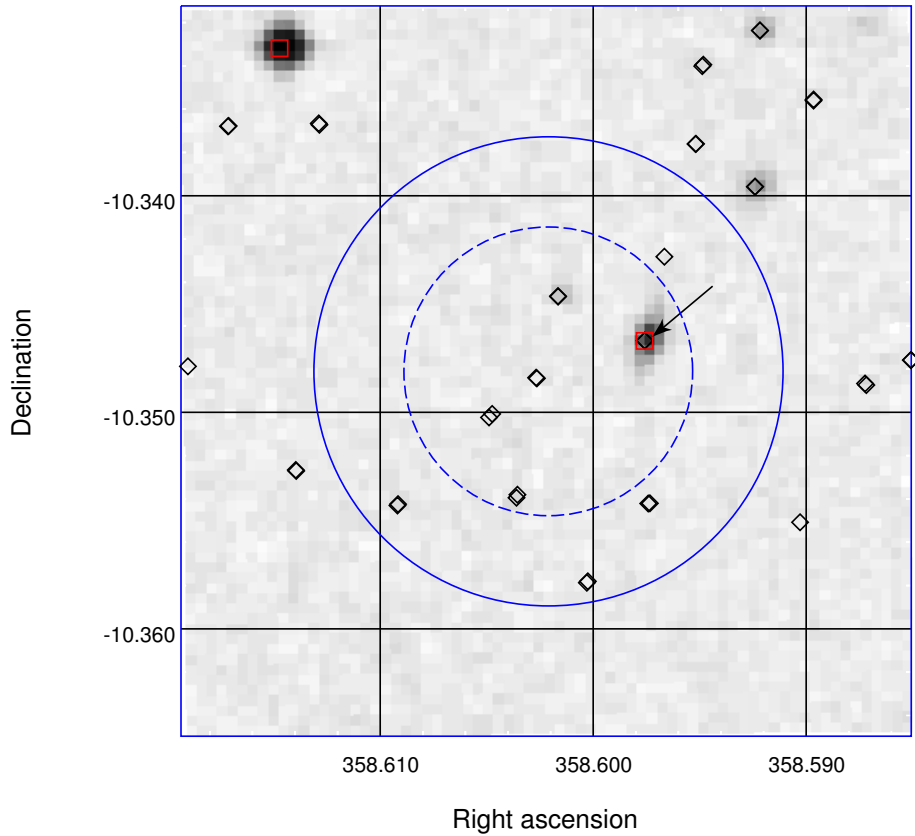


Рис. 4.9: Оптическое изображение области ($2' \times 2'$) вокруг 1RXS J235424.5-102053 по данным DSS. Символы, используемые для обозначения положений источников, те же, что и для Рисунка 4.1.

1RXS J235424.5-102053 (см. Рисунок 4.9)), расположенная на $z = 0.0805$, которая, в принципе, может быть отдаленным членом скопления Abell 2670 с $z = 0.076$. Оптический спектр этой галактики не несет в себе следов активности ядра, что подтверждается и диагностикой по цветам ассоциированного ИК источника в обзоре *WISE* ($W1 - W2 = 0.0$). Остальные восемь источников внутри области локализации достаточно тусклые в данных SDSS ($r > 20$), и не имеют ассоциированных источников в обзоре *WISE*. Возвращаясь к яркой галактике из каталога SDSS, стоит отметить, что на изображении она выглядит как спиральная галактика, наблюдаемая “с ребра”, что может объяснить избыток поглощения для этого источника, приводящий к отсутствию отсчетов в диапазоне 0.1–0.4 кэВ и значению HR1 близкому к единице.

Резюмируя, 1RXS J235424.5-102053 может рассматриваться как кандидат в TDE, однако в данном случае нельзя однозначно исключить возможность “ложной” природы источника, т.е. его связь с протяженным излучением близлежащего скопления галактик.

Таблица 4.4: Источники в оптических и ИК каталогах, возможно ассоциированные с кандидатами в TDE (координаты наиболее вероятного источника-компаньона выделены жирным шрифтом).

Кандидат (1RXS)	Потенциальный ассоциированный источник							
	RA	Dec	Dist ^a	WISE, W1-W2 ^b	2MASS, <i>JHK_s</i>	SDSS, Класс (<i>ugriz</i>) ^c	3XMM ^d	Объект
J002048.5-253823	5.2054	-25.6414	12	13.3-12.1	16.5-16.1-15.0	s(17.33,17.32,17.74) ^e	1.68 ± 0.46	АЯГ
	14.1057	-1.1045	13			s(25.0,23.5,22.6,22.3,22.5)		
	14.1063	-1.1053	13			g(22.5,22.2,21.7, 22.0,21.0)		
J005626.3-010615	14.1066	-1.1075	16	16.8-15.7		g(22.3,21.9,21.0,20.4,20.1)		АЯГ
	14.1045	-1.1067	20			s(22.6,25.4,24.3,24.3,23.0)		
	14.1093	-1.1106	23			s(23.4,24.0,22.8,22.9,21.6)		
	14.1146	-1.1000	24			g(23.9,24.3,22.5,21.4,20.9)		
	14.1110	-1.1108	24	14.8-14.6	15.8-15.1-14.9	s(22.6,21.8,20.1,18.3,17.3)		М-звезда
J101326.2+061202	153.3579	6.1939	25	14.7-14.8	15.6-14.9-14.8	s(21.4,18.7,17.4,17.0,16.7)		К-звезда
	153.3523	6.2021	25			s(24.6,24.0,24.1,22.6,22.1)		
	170.8046	1.4824	7			s(23.2,22.5,21.9,22.0,22.0)		
	170.8063	1.4845	13			g(22.0,22.4,21.6,20.3,19.8)		
	170.8063	1.4859	16			g(25.2,23.2,23.6,21.9,21)		
	170.8065	1.4783	21	15.1-14.8		g(24.1,21.6,19.9,19.2,18.8)		TDE
J112312.7+012858	170.8004	1.4767	24			s(22.4,22.1,21.7,21.4,21.1)		
	170.8082	1.4788	24			s(24.4,22.9,21.3,20.7,20.3)		
	170.8081	1.4781	26			g(21.6,21.4,20.7,20.5,21.5)		
	170.8044	1.4902	27			g(24.6,25.5,23.6,21.8,22.0)		
	170.7954	1.4818	27			s(21.3,20.5,20.2,20.0,20.0)		
	170.8050	1.4903	28			s(22.2,21.3,21.0,21.4,20.8)	6.0 ± 0.8	АЯГ/КП?
	170.8060	1.4901	28			s(25.1,25.4,25.5,21.9,23.0)		
J114727.1+494302	176.8613	49.7161	6	14.5-14.3	15.9-15.1-15.2	g(19.1, 17.7,17.1,16.8,16.6)		TDE(z=0.026)
	176.8618	49.7143	11			g(23.9, 23.7,22.7,23.2,22.0)		
	176.8656	49.7133	15			g(22.7, 22.7,22.4,23.1,23.9)		
J130547.2+641252	196.4486	64.2145	3			g(22.5,22.0,20.9,20.5,20.4)		TDE
J215101.5-302852	327.7528	-30.4758	22	14.0-13.0	16.8-16.3-15.3	g(18.34,18.56,17.74) ^e	4.1 ± 0.8	АЯГ
	358.6027	-10.3484	2			s(24.8, 23.6,21.8,20.9,20.3)		
	358.6047	-10.3501	12			g(22.7,23,21.7,21.5,21.7)		
	358.6017	-10.3446	13			s(21.4,20.8,20.9,21,21.2)		
	358.5976	-10.3467	17	13.7-13.7	15.4-14.7-14.3	g(19.6,17.7,16.8,16.4,16)		TDE?(z=0.081)
J235424.5-102053	358.6036	-10.3538	21			g(23.1,21.8,20.8,20.8,20.8)		
	358.5976	-10.3542	28			s(23,22.8,22.2,22.3,22.6)		
	358.597 3	-10.3542	28			g(23.6,22.7,22.1,22.3,22)		
	358.609 3	-10.3542	33	17.0-16.5		g(23.7,22.3,22,21.1,20.6)		
	358.6003	-10.3578	36	16.8-16.8		g(23.5,22.4,22.3,21,20.8)		

^a Расстояние до центроида кандидата из RASS-BSC, секунды дуги.

^b Фотометрические оценки *WISE* теряют надежность для величин выше $W1 = 14$, $W2 = 13.5$. Значения $W3 > 12$ (что типично для источников в нашей выборке) следует рассматривать как лишь маргинальное детектирование, поэтому мы не используем величину *W3* для наших целей.

^c Тип источника (*s* – точечный and *g* – протяженный), а также *ugriz* магнитуды источника.

^d Оценка рентгеновского (0.2–2 кэВ) потока источника из каталога 3XMM-DR4, 10^{-14} эрг/с/см².

^e В случае отсутствия данных SDSS, приводятся данные по источникам из каталога GSC (Guide Star Catalog, Ласкер и др. 2008), основанного на данных обзора DSS: тип источника – точечный *s* или протяженный *g*, а также (B_J , R_F , I_N) магнитуды. Характерное значение неопределенности приводимых звездных величин ≈ 0.2 для источников вне плоскости Галактики ($|b| > 30^\circ$) (Ласкер и др., 2008).

4.4 Обсуждение

Достаточно очевидно, что возможности дальнейшего индивидуального исследования перспективных кандидатов в TDE из нашей выборки весьма ограничены ввиду 25-летнего промежутка времени, прошедшего с наиболее активной фазы этого явления. В качестве примера исследования такого рода можно привести работу (Боуер и др., 2013), в которой проводился поиск избытка радио-излучения от родительских галактик кандидатов TDE, также обнаруженных в данных RASS. Тем не менее, полученную нами выборку можно использовать для изучения свойств *популяции* TDE в локальной Вселенной, а точнее, свойств TDE как класса внегалактических транзитных явлений.

4.4.1 Сравнение с результатами Данли и др.

Для начала мы сравним свойства полученной нами выборки со свойствами выборки кандидатов в TDE из работы Данли и др. (2002). Во-первых, пороговое значение потока во время вспышки для кандидатов из их выборки составляет $f_0 = 2 \times 10^{-12}$ эрг/с/см² в диапазоне 0.2–2.4 кэВ (предполагая степенной спектр с наклоном $\Gamma = 4$), что обусловлено пределом чувствительности, достигаемой в полях точечных наблюдений обсерватории *ROSAT*, которые использовались для обнаружения большой амплитуды уменьшения яркости источника по сравнению с данными RASS (Данли и др., 2002). Поскольку мы используем для этих целей гораздо более глубокие наблюдения *XMM-Newton*, пороговое значение потока во время вспышки для нашей выборки в точности соответствует порогу попадания источника в RASS-BSC, т.е. $f = 3 \times 10^{-13}$ эрг/с/см² (см. Таблицу 4.2). С учетом этого можно получить простую оценку ожидаемого количества кандидатов в TDE в нашей выборке, исходя из количества кандидатов N_0 , найденных в Данли и др. (2002):

$$N \simeq N_0 \times \frac{S}{S_0} \times \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-3/2}, \quad (4.7)$$

где S/S_0 есть отношение площадей покрытия точечных наблюдений *ROSAT* и обзора 3XMM-DR4, а f/f_0 – отношение соответствующих предельных потоков.

Такую оценку следует рассматривать лишь как приближительную, т.к. она не учитывает влияние “покраснения” спектра TDE в более далеких галактиках (так называемая K -поправка), а также ввиду используемого в ней предположения о степенной (с наклоном $-3/2$) форме $\log N - \log S$ распределения, что, конечно, не совсем верно (см., например, Хабибуллин, Сазонов & Сюняев 2014).

Площадь покрытия неба точечными наблюдениями *XMM-Newton*, на основе которых был построен каталог 3XMM-DR4, составляет 794 кв. градуса (с учетом перекрытий), т.е. почти 2% небесной сферы, что примерно в 9 раз меньше площади покрытия неба точечными наблюдениями обсерватории *ROSAT* (Данли и др., 2002). Считая $N_0 = 6$ (число кандидатов в выборке Данли и др. (2002), включая источник SBS 1620+545, имевший относительно жесткий спектр, и двух кандидатов со следами активности галактического ядра), ожидаемое полное число внегалактических кандидатов в нашей выборке согласно уравнению 4.7 будет $N = 11.5$, что в целом согласуется с реальным количеством найденных кандидатов (восемь), а также с соответствующим предсказанием для поиска посредством *XMM-Newton*-RASS-корреляции, приведенном в Данли и др. 2002.

При этом, как было показано в части 4.3, один из наших кандидатов вероятно связан со вспышкой от звезды К-типа (1RXS J101326.2+061202), в то время как трое других – с источниками, проявляющими следы активности галактического ядра (1RXS J002048.5-253823, 1RXS J005626.3-010615 и 1RXS J215101.5-302852). Свойства трёх из наших кандидатов совместимы с их ассоциацией со вспышками в результате TDE – 1RXS J114727.1+494302, 1RXS J130547.2+641252 и 1RXS J235424.5-102053 могут быть идентифицированы с достаточно яркими галактиками без проявлений АЯГ, хотя в случае 1RXS J235424.5-102053 нельзя также полностью исключить возможность того, что это в действительности был ложный источник, вызванный “загрязнением” протяженным излучением близлежащего скопления галактик. Наконец, для еще одного источника, 1RXS J112312.7+012858, ассоциация с TDE также возможна, но также нельзя достоверно исключить возможность его ассоциации с АЯГ.

Таким образом, среди восьми наших кандидатов, три или четыре могут быть связаны с АЯГ, один со звездной вспышкой, и от двух до четырех – с TDE. Интересно заметить, что похожая пропорция между кандидатами со следами АЯГ и без таковых была найдена и в работе Данли и др. (2002), что дополнительно подтверждает общую согласованность свойств полученных выборок.

4.4.2 Частота TDE в локальной Вселенной

Простые оценки, приведенные выше, не учитывают ряд факторов, важных для более точной оценки частоты TDE в локальной Вселенной. Во-первых, увеличение чувствительности обзора позволяет не только детектировать вспышки в более далеких галактиках, но также и на более поздней стадии их эволюции, т.е. близкие вспышки остаются доступными для обнаружения в течении большего промежутка времени. Во-вторых, при работе с TDE мы имеем дело с источниками, обладающими очень “мягким” рентгеновским спектром с пиком излучения вблизи или даже вне границы чувствительности *ROSAT*. Это обстоятельство, вместе с поглощением мягкого рентгеновского излучения межзвездной средой в нашей Галактике, делает необходимым учет эффектов, связанных с “покраснением” спектра источника в результате космологического красного смещения. Помимо этого, при работе с популяциями источников на красном смещении выше ~ 0.15 следует учитывать отклонение от простой кубической зависимости формулы для сопутствующего объёма Вселенной как функции расстояния. Наконец, наблюдения, на которых основан обзор 3XMM-DR4, не являются полностью независимыми от каталога источников RASS-BSC, некоторые из которых в действительности и были целью наблюдений *XMM-Newton*.

Для оценки влияния последнего из этих эффектов, можно заметить, что $\sim 8\%$ всех внегалактических ($|b| > 30^\circ$) источников из RASS-BSC попадают в поля наблюдений *XMM-Newton* (преднамеренно или по случайности), в то время как площадь пересечения областей покрытия 3XMM-DR4 и RASS составляет только около 2% (поскольку RASS эффективно покрывают всю небесную сферу). Однако, доля источников из RASS-BSC, попавших в поля наблюдений *XMM-Newton* *преднамеренно*, варьируется в зависимости от их предполагаемой классификации. Так, кандидаты в скопления галактик, обнаруженные в ходе RASS, достаточно часто становились мишенями для последующих наблюдений *XMM-Newton*. Но наше исследование было направлено на точечные переменные источники, поэтому среди

них доля наблюдавшихся преднамеренно меньше – из восьми найденных нами кандидатов, таковых только два, 1RXS J114727.1+494302 и 1RXS J130547.2+641252, в то время как все остальные попали в поле наблюдения *XMM-Newton* случайно, т.е. зависимость покрытия 3XMM-DR4 от положения такого типа источников в RASS-BSC невелико.

Тот же факт, что многие из областей пересечения обзоров 3XMM-DR4 и RASS содержат скопления галактик, может влиять на получаемую оценку темпа TDE двояко.

Во-первых, скопления содержат большое количество галактик, поэтому частота TDE на единицу объема в этой области должна быть гораздо выше чем в среднем по Вселенной. Тем не менее, глубина нашего обзора достигает красного смещения $z \sim 0.2$, так что проинтегрированное число галактик внутри случайно выбранного поля зрения *XMM-Newton* (размером $\sim 15' \times 15'$) значительно превышает типичное число галактик в богатом скоплении, поэтому суммарный вклад галактик скоплений в общее количество осматриваемых галактик весьма мал. Во-вторых, протяженное излучение скопления препятствует обнаружению вспышек в непосредственной близости направления на скопление ввиду недостаточного углового разрешения *ROSAT*, однако “испорченная” таким образом площадь должна все же быть невелика.

Более точная оценка частоты TDE на основе полученной выборки может быть получена, используя подход, описанный в предыдущей главе (см. также Хабибуллин, Сазонов & Сюняев (2014)). Для этого мы предполагаем некоторую характерную пиковую светимость, форму кривой блеска и спектр для вспышек излучения в результате TDE. Так, для СМЧД с массой $M_{bh} = 5 \times 10^6 M_{\odot}$ ожидается рентгеновский спектр близкий к чернотельному с температурой $kT_{bb} \simeq 50$ эВ, пиковой болометрической светимостью на уровне $L_0 \simeq 7 \times 10^{44}$ эрг/с, соответствующем Эддингтоновскому пределу, и характерным временем спада $\tau_{Edd} \simeq 0.19$ года (см. предыдущую главу).

Прежде чем быть задетектированным, излучение вспышки претерпевает поглощение межзвездной средой на луче зрения как в родительской, так и нашей в Галактике. Медианное значение для поглощения в Галактике среди источников в нашей выборке равно $N_H^0 \simeq 2.7 \times 10^{20}$ см⁻² (см. Таблицу 4.2). Поглощение межзвездной средой в родительской галактике может быть того же порядка величины, однако точное его значение априори неизвестно, а следовательно должно находиться из фитирования рентгеновского спектра источника, что в случае наших кандидатов, с учетом незнания точной формы непоглощенного спектра и невысокого качества данных, весьма затруднительно (см., например, попытку такого рода измерения для RBS 1032 в статье Гхош и др. 2006).

Исключительно ради удобства расчетов для поглощения в родительской галактике N_H^{host} мы используем значение 2.3×10^{20} см⁻², так что полное поглощение будет равно $N_H \simeq 5 \times 10^{20}$ см⁻² (стоит, однако, отметить, что Галактическое поглощение накладывается в системе отсчета наблюдателя, в то время как поглощение в родительской галактике – в ее системе отсчета, отличающейся соответствующим сдвигом в результате космологического красного смещения).

Для расчета предельного красного смещения, вплоть до которого вспышка в результате TDE может быть задетектирована как источник в каталоге RASS-BSC (т.е. иметь темп счета выше 0.05 отсчетов в секунду в ходе наблюдений обзора RASS), мы смоделировали такое наблюдение при помощи процедуры *fakeit*

пакета обработки спектральных данных XSPEC (Дорман & Арно, 2001), используя релевантную матрицу отклика ROSAT PSPC, доступную на сервере астрофизических данных HEASARC (High Energy Astrophysics Science Research Archive Center, ¹⁴).

Полагая $M_{bh} = 5 \times 10^6 M_{\odot}$, предельное красное смещение оказывается равным $z_{lim} \simeq 0.18$. При этом для массы СМЧД в диапазоне от $10^6 M_{\odot}$ до $10^7 M_{\odot}$ предельное красное смещение меняется слабо из-за взаимной компенсации увеличения пиковой болометрической светимости уменьшением ее доли, попадающей в область чувствительности ROSAT, при увеличении M_{bh} (см. соответствующее обсуждение в предыдущей главе и Хабибуллин, Сазонов & Сюняев (2014)).

Таким образом, это значение z_{lim} может рассматриваться для характеристики глубины нашего обзора. Используя это значение и повторяя вычисления, представленные в части 4.1 предыдущей главы, мы наконец получаем оценку для частоты TDE на уровне $\mathcal{R} \simeq 8(4) \times 10^{-7}$ Мпк⁻³ год⁻¹, принимая, что *четыре (три)* кандидата из нашей выборки действительно связаны с TDE (см. Таблицу 4.4 и относящееся к ней обсуждение в тексте).

Строго говоря, эту оценку следует воспринимать как верхний предел, т.к. достоверно подтвердить ассоциацию с TDE даже для лучших наших кандидатов на данный момент не представляется возможным. Оценка частоты TDE в пересчете на отдельную галактику получается делением приведенного выше значения на концентрацию галактик в локальной Вселенной, которая равна примерно 2×10^{-2} Мпк⁻³ (для галактик со звездной массой $M_* > 10^9 M_{\odot}$, см., например, Торри и др. (2015)), что дает $\mathcal{R} \simeq 3 \times 10^{-5}$ событий в год на галактику. Такое значение лежит между значением, полученным в работе Данли и др. (2002), 9.1×10^{-6} в год на галактику, и значением, найденным Эскей и др. (2008), 2.3×10^{-4} в год на галактику.

С теоретической точки зрения, частота TDE в типичной галактике может быть посчитана, совместно используя уравнение (29) из работы Ван & Мерритт (2004), которое предсказывает частоту TDE в зависимости от M_{BH} и дисперсии скоростей звезд балжа σ , и хорошо известное $M_{BH} - \sigma$ соотношение (см., например, Феррарез & Форд 2005; Гюльтекин и др. 2009). Такой подход дает значение \mathcal{R} на уровне $\sim 3 \times 10^{-4}$ событий в год на галактику. Тот факт, что все из приведенных выше оценок, основанных на наблюдаемом количестве кандидатов в TDE, оказываются значительно ниже теоретически предсказываемого уровня, возможно является следствием недооценки поглощения в родительской галактике вспышки (см. относящиеся к этому рассуждения в работах Симбэй & Уэст 1993 и Эскей и др. 2008), а также может быть связан с существующей неопределенностью в представлении об усредненных свойствах звездного населения в центральных областях галактик локальной Вселенной.

Стоит также отметить попытки систематического поиска TDE, используя мониторинг галактик в определенных выборках в течении длительного промежутка времени, например, галактик в регулярно наблюдаемых скоплениях или группах (Капеллути и др., 2009; Мэксим, Альмер & Эраклес, 2010; Мэксим и др., 2013). Несмотря на то, что в результате таких исследований было обнаружено всего несколько кандидатов, получаемые на их основе оценки частоты TDE также оказываются на уровне несколько на 10^{-5} в год на отдельную галактику (Мэксим и др., 2013).

¹⁴<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/roskof.html>

4.5 Выводы

В данной главе мы представили результаты систематического поиска вспышек излучения в результате приливного разрушения звезд СМЧД в центрах неактивных галактик среди источников каталога RASS-BSC, оказавшихся (случайно или преднамеренно) в полях наблюдений обсерватории *XMM-Newton*, проходивших спустя 10–20 лет после проведения обзора RASS. Источники проверялись на более чем десятикратное уменьшение потока в данных *XMM-Newton* по сравнению с данными *ROSAT*. Помимо ряда переменных нетранзиентных рентгеновских источников (таких как АЯГ, катаклизмические переменные и коронально-активные звезды), нами было обнаружено от двух до четырех источников, чьи свойства в целом совместимы с предсказываемыми в случае ассоциации с TDE. Это источники 1RXS J114727.1+494302, 1RXS J130547.2+641252 и 1RXS J235424.5-102053, хотя последний из них может быть ложным источником, связанным с протяженным излучением близлежащего скопления галактик. Для источника 1RXS J112312.7+012858 ассоциация с TDE также возможна, но его идентификацию как АЯГ нельзя достоверно исключить.

На основе такой выборки можно попытаться оценить среднюю частоту TDE в исследованном объеме Вселенной, и она оказывается на уровне $R \sim 3 \times 10^{-5}$ событий в год на галактику, что согласуется с найденными ранее значениями (Данли и др., 2002; Эскей и др., 2008). Поскольку чувствительность, достигаемая в точечных наблюдениях *XMM-Newton*, значительно превосходит чувствительность обзоров, использованных в предыдущих работах (Данли и др., 2002; Эскей и др., 2008), полученная нами выборка соответствует в среднем более далеким галактикам, а именно вплоть до красного смещения $z \sim 0.18$ (для некоторых характерных значений параметров вспышки).

Согласие найденной нами оценки для частоты TDE с оценками, полученными в предыдущих работах на основе менее глубоких обзоров, а следовательно относящимися к более близкой к нам области Вселенной, можно рассматривать как предварительное указание на отсутствие значительной эволюции удельной частоты TDE в диапазоне от $z = 0$ до $z \sim 0.2$. Помимо этого, найденная оценка частоты также согласуется с оценками, полученными в результате мониторинга галактик скоплений (см., например, Мэксим и др. 2013), что указывает на отсутствие зависимости удельной частоты TDE от крупномасштабного окружения галактики. Однако же, не стоит забывать о том, что действительность ассоциации с TDE ни для одного из наших кандидатов на данный момент достоверно не установлена, и требуется их дальнейшее исследование, в первую очередь посредством спектроскопии ассоциированных оптических источников для подтверждения отсутствия АЯГ и определения расстояния до родительской галактики. Такая информация позволит, во-первых, уточнить оценку удельной частоты TDE, а во-вторых, оценить светимость в пике вспышке, которую можно использовать для получения представления о массах СМЧД в неактивных галактиках (см. пример такого рода анализа для RBS 1032).

Побочным продуктом нашего исследования является небольшая выборка вспышек большой амплитуды от известных АЯГ. Дальнейшее детальное исследование таких источников может быть полезно для прояснения механизмов переменности АЯГ, а следовательно и физики аккреции вещества на СМЧД (как, например, в случае WPVS 007, Групе и др. 2013).

Литература

- Абазаян и др. (Abazajian K., et al.), 2004, AJ, 128, 502
- Агюэрос (Agüeros M. A., et al.), 2009, ApJS, 181, 444
- Аирд и др. (Aird J., et al.), 2010, MNRAS, 401, 2531
- Альмер (Ulmer, A.) 1999, ApJ, 514, 180
- Андерсон и др. (Anderson S. F., et al.), 2003, AJ, 126, 2209
- Андерсон и др. (Anderson S. F., et al.), 2007, AJ, 133, 313
- Аппенцеллер (Appenzeller I., et al.), 1998, ApJS, 117, 319
- Аял, Ливио & Пирани (Ayal S., Livio M., Piran T.), 2000, ApJ, 545, 772
- Бадэ и др. (Bade N., et al.), 1998, A&AS, 127, 145
- Бауэр и др. (Bauer F. E., Condon J. J., Thuan T. X., Broderick J. J., 2000, ApJS, 129, 547
- Бинни & Мэррифилд (Binney J., Merrifield M.), 1998, "Galactic Astronomy Princeton University Press
- Бёрингер и др. (Böhringer H., et al.), 2004, A&A, 425, 367
- Блэкбёрн (Blackburn, J. K.) 1995, in ASP Conf. Ser., Vol. 77, Astronomical Data Analysis Software and Systems IV, ed. R. A. Shaw, H. E. Payne, and J. J. E. Hayes (San Francisco: ASP), 367.
- Бойерманн и др. (Beuermann K., Thomas H.-C., Reinsch K., Schwobe A. D., Trümper J., Voges W., 1999, A&A, 347, 47
- Боуэр и др. (Bower G. C., Metzger B. D., Cenko S. B., Silverman J. M., Bloom J. S.), 2013, ApJ, 763, 84
- Брандт & Хазингер (Brandt W. N., Hasinger G.), 2005, ARA&A, 43, 827
- Бурвиц и др. (Burwitz V., Reinsch K., Beuermann K., Thomas H.-C.), 1997, A&A, 327, 183
- Ван & Мерритт (Wang J., Merritt D.), 2004, ApJ, 600, 149
- ван Вельцен и др. (van Velzen S., et al.), 2011, ApJ, 741, 73

- Верон-Сетти & Верон (Véron-Cetty M.-P., Véron P.), 2006, *A&A*, 455, 773
- Гезари и др. (Gezari S., et al.), 2009, *ApJ*, 698, 1367
- Гезари (Gezari S.), 2012, *EPJWC*, 39, 3001
- Грайнер и др. (Greiner J., Schwarz R., Hasinger G., Orio M.), 1996, *A&A*, 312, 88
- Грайнер и др. (Greiner J., Danner R., Bade N., Richter G. A., Kroll P., Komossa S.), 1996, *A&A*, 310, 384
- Группе и др. (Grupe D., Beuerman K., Mannheim K., Thomas H.-C., Fink H. H., de Martino D.), 1995, *A&A*, 300, L21
- Группе и др. (Grupe D., Komossa S., Scharwächter J., Dietrich M., Leighly K. M., Lucy A., Barlow B. N.), 2013, *AJ*, 146, 78
- Гурзадян & Озерной (Gurzadian V. G., Ozernoi L. M.), 1981, *A&A*, 95, 39
- Гхош и др. (Ghosh K. K., Suleymanov V., Bikmaev I., Shimansky S., Sakhbullin N.), 2006, *MNRAS*, 371, 1587
- Гюльтекин и др. (Gültekin K., et al.), 2009, *ApJ*, 698, 198
- Данли и др.(2002) (Donley, J. L., Brandt, W. N., Eracleous, M., & Boller, T.) 2002, *ApJ*, 124, 1308
- Дорман & Арно (Dorman, B., & Arnaud, K. A.) 2001, *Astronomical Data Analysis Software and Systems X*, 238, 415
- Джарретт и др. (Jarrett T. H., et al.), 2011, *ApJ*, 735, 112
- Кальберла и др. (Kalberla P. M. W., Burton W. B., Hartmann D., Arnal E. M., Bajaja E., Morras R., Pöppel W. G. L.), 2005, *A&A*, 440, 775
- Капеллутти и др. (Cappelluti N., et al.), 2009, *A&A*, 495, L9
- Коллоборация SDSS-III и др. (SDSS-III Collaboration, et al.), 2012, *arXiv*, arXiv:1207.7137
- Комосса (Komossa, S.) 2002, *Reviews in Modern Astronomy*, 15, 27
- Комосса (Komossa S.), 2012, *AdAst*, 2012
- Коэн, Уитон & Мегиф (Cohen M., Wheaton W. A., Megeath S. T.), 2003, *AJ*, 126, 1090
- Ласкер и др. (Lasker B. M., et al.), 2008, *AJ*, 136, 735
- Лин и др. (Lin D., Carrasco E. R., Grupe D., Webb N. A., Barret D., Farrell S. A.), 2011, *ApJ*, 738, 52
- Лэскер и др. (Läsker R., Ferrarese L., van de Ven G., Shankar F.), 2014, *ApJ*, 780, 70
- Маккакаро и др. (Maccacaro T., Gioia I. M., Wolter A., Zamorani G., Stocke J. T.), 1988, *ApJ*, 326, 680

Мерлони и др. (Merloni A., et al.), 2012, arXiv, arXiv:1209.3114

МкГлинн и др. (McGlynn T. A., et al.), 2004, ApJ, 616, 1284

Мэксим, Альмер & Эраклес (Maksym W. P., Ulmer M. P., Eracleous M.), 2010, ApJ, 722, 1035

Мэксим и др. (Maksym W. P., Ulmer M. P., Eracleous M. C., Guennou L., Ho L. C.), 2013, MNRAS, 435, 1904

Мэхони и др. (Mahony E. K., Croom S. M., Boyle B. J., Edge A. C., Mauch T., Sadler E. M.), 2010, MNRAS, 401, 1151

Мюрси, Вольфф & Джордан (Muerset U., Wolff B., Jordan S.), 1997, A&A, 319, 201

Панесса & Бассани (Panessa F., Bassani L.), 2002, A&A, 394, 435

Паундс и др. (Pounds K. A., et al.), 1993, MNRAS, 260, 77

Райт и др. (Wright E. L., et al.), 2010, AJ, 140, 1868

Ратлеж и др. (Rutledge R. E., Brunner R. J., Prince T. A., Lonsdale C.), 2000, ApJS, 131, 335

Рис (Rees, M. J.), 1988, Nature, 333, 523

Сакстон и др. (Saxton R. D., Read A. M., Esquej P., Komossa S., Dougherty S., Rodriguez-Pascual P., Barrado D.), 2012, A&A, 541, A106

Симбэй & Уэст (Sembay S., West R. G.), 1993, MNRAS, 262, 141

Сингх и др. (Singh K. P., et al.), 1995, ApJ, 453, L95

Скрутские и др. (Skrutskie M. F., et al.), 2006, AJ, 131, 1163

Стоун, Сари & Лёб (Stone N., Sari R., Loeb A.), MNRAS, 435, 1809

Страббе & Кватаерт (Strubbe, L. E., & Quataert, E.) 2009, MNRAS, 400, 2070

Стэрн и др. (Stern D., et al.), 2012, ApJ, 753, 30

Томас и др. (Thomas H.-C., Beuermann K., Schwobe A. D., Burwitz V.), 1996, A&A, 313, 833

Томас и др. (Thomas H.-C., Beuermann K., Reinsch K., Schwobe A. D., Truemper J., Voges W.), 1998, A&A, 335, 467

Торри и др. (Torrey P., et al.), 2015, arXiv, arXiv:1507.01942

Трюмпер и др. (Trümper J., et al.), 1991, Natur, 349, 579

Тэйлор (Taylor M. B.), 2005, ASPC, 347, 29

Уотсон и др. (Watson M. G., et al.), 2009, A&A, 493, 339

- Уотсон и др. (Watson M. G., et al.), 2013, "The XMM-Newton Serendipitous Survey. VII. The Third XMM-Newton Serendipitous Source Catalogue in preparation
- Фавата & Микела (Favata, F., Micela, G.) 2003, SSRv, 108, 577
- Фербунт и др. (Verbunt F., Bunk W. H., Ritter H., Pfeffermann E.), 1997, A&A, 327, 602
- Феррарез & Форд (Ferrarese L., Ford H.), 2005, SSRv, 116, 523
- Финни (Phinney E. S.), 1989, IAUS, 136, 543
- Фогес и др. (Voges W., et al.), 1996, rftu.proc, 637
- Фогес и др. (Voges W., et al.), 1999, A&A, 349, 389
- Хааконсен & Ратлеж (Haakonsen C. B., Rutledge R. E.), 2009, ApJS, 184, 138
- Хабибуллин, Сазонов & Сюняев (Khabibullin I., Sazonov S., Sunyaev R.), 2014, MNRAS, 2549
- Хикокс & Маркевич (Hickox R. C., Markevitch M.), 2006, ApJ, 645, 95
- Худаверди и др. (Hudaverdi M., Kunieda H., Tanaka T., Naba Y., Furuzawa A., Tawara Y., Ergun E. N.), 2006, PASJ, 58, 931
- Ценко и др. (Cenko S. B., et al.), 2012, ApJ, 753, 77
- Цикграф и др. (Zickgraf F.-J., et al.), 1997, A&AS, 123, 103
- Циммерманн и др. (Zimmermann H.-U., Boller T., Döbereiner S., Pietsch W.), 2001, A&A, 378, 30
- Шакура & Сюняев (Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A.) 1973, A&A, 24, 337
- Эванс & Кочанек (Evans C. R., Kochanek C. S.), 1989, ApJ, 346, L13
- Эскей и др. (Esquej, P., Saxton, R. D., Komossa, S., et al.) 2008, A&A, 489, 543

Глава 5

Моделирование рентгеновского излучения релятивистских струй

5.1 Введение

Запуск релятивистских струй (джетов) из внутренних частей аккреционного диска является одним из базовых предсказаний стандартной теории дисковой аккреции в тех режимах, когда одного только излучения недостаточно для уноса высвобождаемой в диске потенциальной энергии аккрецируемого вещества (Шакура & Сюняев, 1973). При этом, несмотря на многочисленные наблюдательные свидетельства запуска релятивистских струй в рентгеновских двойных и активных ядрах галактик (АЯГ), до сих пор нет полной ясности как с их составом (лептонные или барионные), так и с конкретным механизмом запуска (под действием магнитного поля или давления излучения) (см. Фендер (2006), а также Фендер & Галло (2014) и Уорэлл (2009) в качестве обзоров в контексте рентгеновских двойных и АЯГ соответственно). Типично, модели лептонных джетов позволяют неплохо описать форму спектра наблюдаемого излучения (в терминах синхротронного излучения релятивистских электронов), в то время как некоторая барионная “загрузка” джетов обычно привлекается для объяснения их большой кинетической мощности, необходимой для создания и поддержания окружающих некоторые рентгеновские двойные и АЯГ “коконы” и пустоты в межзвездной или межгалактической среде.

Основное же доказательство возможности существования условий для запуска барионных релятивистских джетов связано с уникальной галактической рентгеновской двойной системой SS 433, единственной Галактической системой, наблюдаемой в постоянно и значительно сверхкритическом режиме аккреции (Фабрика, 2004). Необычные свойства этой системы (в частности, наличие в спектре оптического (например, Борисов & Фабрика (1987)) и рентгеновского (например, Котани и др. (1996)) излучения пар противоположно смещенных линий с величиной смещения, периодически меняющейся во времени и в среднем соответствующей Доплеровскому сдвигу для $V \sim 0.2c$) получают естественное объяснение в модели прецессирующих узких (с углом раскрытия $\Theta \sim 1^\circ$) слаборелятивистских ($\beta \approx 0.2$) джетов, состоящих из обычной плазмы с близким к солнечному химическому составу (Фабрика, 2004). Согласно стандартной модели, позволяющей неплохо описать спектр и полную светимость источника в рентгеновском диапазоне (Котани и др., 1996), джеты, запускаемые из внутренних частей сверхкритического аккреционно-

го диска, становятся видны наблюдателю в момент, когда температура их вещества $T_0 \sim 20$ кэВ, после чего в результате адиабатического расширения они остывают ниже $T \sim 1$ кэВ, проходя при этом через различные степени ионизации атомов тяжелых элементов, электронные переходы на внутренних оболочках которых и приводят к формированию большого количества ярких линий на фоне континуума тормозного излучения наиболее горячих частей джетов. Таким образом, именно рентгеновское излучение позволяет получить представление о физических условиях в областях, наиболее близких к компактному объекту, в которых происходит формирование, ускорение и коллимация джетов.

За последние 10 лет достигнут значительный прогресс в понимании указанных фундаментальных механизмов благодаря наблюдениям в стандартном и жестком спектральных диапазонах рентгеновских обсерваторий *Chandra* (Маршалл и др., 2002), *XMM-Newton* (Бринкманн и др., 2005), *INTEGRAL* (Черепашук и др., 2005), *RXTE* (Филишова и др., 2006), *Suzaku* (Кубота и др., 2010). Так, по данным прибора IBIS/ISGRI обсерватории *INTEGRAL* было зарегистрировано жесткое рентгеновское излучение системы до 100 кэВ со степенной формой спектра, происхождение которого может быть связано с существованием горячей ($T_e \sim 20$ кэВ) короны, комптонизирующей излучение внутренних частей диска (Черепашук и др., 2009). Наблюдения в жесткой части стандартного рентгеновского диапазона выявили возможный вклад отраженного стенками канала сверхкритического диска излучения центральной его части, наиболее отчетливо проявляющего себя по избытку излучения выше 4кэВ и несмещенной флуоресцентной линии нейтрального железа Fe I 6.4 кэВ (Медведев и Фабрика, 2010). При помощи приборов высокого спектрального разрешения (прежде всего, *Chandra* HETGS) удалось измерить ширины и интенсивности линий, а по ним получить оценки величины угла раскрытия, плотности и температуры наиболее горячих частей джетов (Маршалл и др. (2002), Намики и др. (2003), Лопез и др. (2006)), которые, однако, потребовали корректировки принятой ранее стандартной модели джетов (Котани и др., 1996).

Так, оценка меры эмиссии наиболее горячих частей джета по интенсивности линий в высокоэнергетичной части спектра оказалась примерно в два раза меньше ожидаемого в рамках стандартной модели значения. Кроме того, для соответствия наблюдаемого континуума с предсказываемым по интенсивностям линий потребовалось предположение избыточного обилия (около 30 % по отношению к солнечному) железа, серы, кремния, магния и неона (Маршалл и др., 2002)). При этом, спектры, полученные прибором EPIC обсерватории *XMM-Newton*, указывают на более чем восьмикратный избыток излучения в области $K\alpha$ -триплета гелиеподобного никеля (Бринкманн и др. (2005), Медведев и Фабрика (2010)). Физическая интерпретация подобных расхождений зачастую сводилась, по сути, либо к уникальности феномена SS 433, либо к добавлению дополнительных излучающих или поглощающих компонент системы, ограничиваясь, при этом, использованием весьма простого сценария формирования рентгеновских линий. Как следствие, неопределенность физических параметров джетов (плотность, размер и угол раскрытия) остается существенной.

В данной работе впервые проводится детальное исследование влияния эффектов рассеяния внутри джетов на спектр выходящего излучения в линиях стандартного рентгеновского диапазона. Необходимость такого исследования следует из простых оценок поперечной оптической толщины джета по томсоновскому рассеянию (~ 0.1) и, что особенно важно, по резонансному рассеянию на электронных

переходах в высокоионизованных атомах тяжелых элементов (~ 100 для разрешенных K_α переходов в гелиеподобных ионах). Как следствие, важным становится эффект увеличения средней длины пути фотона до вылета из джета за счет многократных резонансных рассеяний, что, в свою очередь, приводит к увеличению вероятности рассеяться на “горячем” электроне и покинуть линию, уменьшая при этом ее интенсивность и образуя широкие крылья.

Использование техники методов Монте-Карло для задач переноса излучения, развитой в работе (Поздняков и др., 1983), позволило максимально точно смоделировать процесс формирования рентгеновских линий в спектре джетов, принимая во внимание мультиплетность наиболее важных из них, а также возможные отклонения от коронального приближения. В результате, были получены предсказания в отношении наблюдательных характеристик линий, имея ввиду высокую разрешающую способность планируемых спектроскопических экспериментов (в первую очередь, *ASTRO-H*, см., например, Такахашаши и др. (2010)).

5.2 Модель джета

Отправной точкой нашего исследования послужила стандартная многотемпературная модель джета SS433 (Котани и др., 1996; Маршалл и др., 2002). В рамках этой модели рентгеновский джет рассматривается как сильно сколлимированный (угол расхождения $\Theta \sim 1^\circ$) баллистический поток плазмы, направленный от компактного объекта перпендикулярно плоскости сверхкритического аккреционного диска. Компонента скорости, параллельная оси джета, постоянна в каждой точке и равна $0.26c$. Вещество распределено однородно внутри каждого слоя, перпендикулярного оси джета. В предположении осесимметричного характера течения, удобно ввести коническую систему координат $\vec{r}(r, \theta)$, где r - расстояние, отсчитываемое от вершины конуса вдоль оси джета, θ - угловое смещение от оси. Ближайшую к компактному объекту область джета, доступную непосредственному наблюдению, будем называть основанием джета. Входными параметрами модели являются местоположение r_0 , концентрация электронов n_{e0} и температура T_0 этой области, а также величина угла расхождения Θ ¹.

Из условия сохранения потока вещества вдоль джета с учетом однородности распределения вещества в слое $r = \text{const}$ вытекает закон изменения концентрации

$$n_e = n_{e0} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-2}. \quad (5.1)$$

Используя полученный профиль концентрации, уравнение теплового баланса можно записать в виде

$$\frac{dT}{dr} = -2(\gamma - 1) \frac{T}{r} - \frac{2n_e n_i}{3(n_e + n_i)} \frac{\Lambda(T)}{v}, \quad (5.2)$$

где первый член в правой части отвечает охлаждению за счет адиабатического расширения, а второй - потерям на излучение. Вводя безразмерные величины $\eta = T/T_0$, $\xi = r/r_0$, $X = n_i/n_e$, $\Lambda_{23}(\eta) = \Lambda(\eta T_0) / (10^{-23} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3})$ и полагая $\gamma = 5/3$, получим

$$\frac{d\eta}{d\xi} = -\frac{4\eta}{3\xi} - \alpha \frac{\Lambda_{23}(\eta)}{\xi^2}, \quad (5.3)$$

¹Здесь и далее температура выражается в энергетических единицах, а угол расхождения - в радианах. При этом, в силу малости последнего, полагается $\text{tg } \Theta \approx \Theta$.

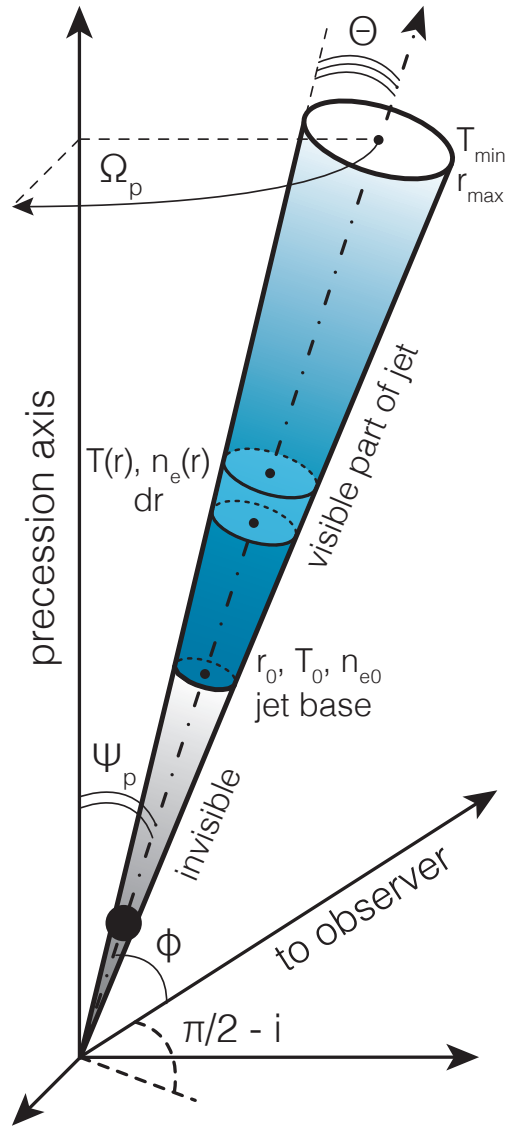


Рис. 5.1: Схематическое изображение предполагаемой геометрии джета, который рассматривается как узкий (угол раскрытия $\Theta \sim 1^\circ$) осесимметричный баллистический поток вещества, направленный от компактного объекта (отмечен черной точкой), положение которого, в принципе, может не совпадать с вершиной “конуса” джета. Ось джета образует угол ϕ с лучом зрения, и ϕ меняется во времени в результате прецессии с амплитудой ψ_p вокруг оси, составляющей угол i с направлением на наблюдателя. Период прецессии P_p значительно превосходит характерное динамическое время $t_d \sim r_0/\beta_{bc}$. В точке $r = r_0$, где джет становится впервые доступен для наблюдения (т.н. основание джета), его температура равна T_0 , а концентрация электронов – n_{e0} . В точке $r = r_{max}$, где температура джета падает ниже ~ 0.1 кэВ, расчет прекращается (см. текст).

$$\alpha = 10^{-23} \frac{\text{эрг см}^3}{\text{с}} \cdot \frac{2 n_{e0} r_0}{3} \frac{X}{v T_0 (1+X)}. \quad (5.4)$$

Подставляя характерные для джета SS 433 значения входных параметров и считая $X \approx 0.91$, находим

$$\alpha \approx 0.1272 \left(\frac{n_{e0}}{10^{14} \text{см}^{-3}} \right) \left(\frac{r_0}{10^{11} \text{см}} \right) \left(\frac{T_0}{20 \text{кэВ}} \right)^{-1} \left(\frac{v}{0.26c} \right)^{-1} \quad (5.5)$$

Предел малых α соответствует адиабатическому джету, предел больших α - квазицилиндрическому (см. далее и п. 4.3).

Излучательная способность $\Lambda(T)$ в уравнении (5.2) рассчитывается в модели горячей оптически тонкой плазмы с использованием АРЕС (Смит и др., 2001) в предположении солнечного обилия элементов (Лоддерс, 2003). Численное решение уравнения (5.3) с параметром α и начальным условием $\eta_\alpha|_{\xi=1} = 1$ дает профиль температуры вдоль джета $\eta_\alpha(\xi)$ или $T(r) = T_0 \eta_\alpha(r/r_0)$. Поскольку $\eta_\alpha(\xi)$ является монотонной по ξ функцией, существует обратная функция $\xi_\alpha(\eta)$, что позволяет определить границу расчетной области ξ_{max} , т.к. при $T_{min} \sim 0.1$ кэВ в джете начинают возникать тепловые неустойчивости (Котани и др., 1996): $\xi_{max}(\alpha) = \xi_\alpha(T_{min}/T_0)$.

Уменьшить число свободных параметров можно, зафиксировав полную рентгеновскую светимость :

$$L_X = n_{e0}^2 r_0^3 \Theta^2 I(\alpha), \quad (5.6)$$

где

$$I(\alpha) = \pi X \int_1^{\xi_{max}(\alpha)} \frac{\Lambda(T_0 \eta(\xi, \alpha))}{\xi^2} d\xi \quad (5.7)$$

При малых α охлаждение определяется адиабатическим расширением, т.е. $\eta_\alpha(\xi) \approx \eta_0(\xi) = \xi^{-4/3}$ и $\xi_{max} = (T_{min}/T_0)^{-3/4}$ не зависят от α . Следовательно, $I(\alpha) \approx const$, и $L_X = const$ означает

$$n_{e0}^2 r_0^3 \Theta^2 = const. \quad (5.8)$$

При больших α в силу уравнения (5.3) $\frac{\Lambda(T_0 \eta(\xi, \alpha))}{\xi^2} d\xi \propto \frac{d\eta}{\alpha}$. Следовательно, $I(\alpha) \propto 1/\alpha$, и $L_X = const$ означает

$$n_{e0} r_0^2 \Theta^2 = const, \quad (5.9)$$

что также соответствует постоянному темпу потери массы в джете $\dot{M}_j = const$.

5.3 Перенос излучения в линиях

Исследование переноса излучения удобно проводить в сопутствующей системе отсчета, избавившись от постоянной продольной компоненты скорости. Поле скоростей в такой системе имеет вид

$$v_{\parallel}(\vec{r}) = 0, \quad v_{\perp}(\vec{r}) = v_j * tg(\theta), \quad v_j = 0.26c \quad (5.10)$$

Во введенной системе отсчета рассмотрим фотон линии с энергией E , излученный на оси джета в направлении $\vec{\Omega}_0$, перпендикулярном оси джета. Поскольку в интересующей нас ситуации $E, T \ll m_e c^2 = 511$ кэВ, оптическая толщина до

края джета по рассеянию на свободных электронах для такого фотона есть просто $\tau_T(\xi) = n_e(\xi) \sigma_T r_0 \Theta \xi$, где $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ - томсоновское сечение.

Расчет оптической толщины до края джета по резонансному рассеянию на электронных переходах в ионах несколько усложняет наличие поля скоростей (5.10), поэтому мы сначала будем предполагать, что $E = E_0$, где E_0 -энергия соответствующего перехода. Тогда, с учетом доплеровского сдвига в поле скоростей (5.10), а также того факта, что направление $\vec{\Omega}_0$ в каждой точке сонаправлено с локальной скоростью вещества, получим

$$d\tau_{res}(\theta, \xi) = n_i(\xi) \sigma_0 \exp\left(-\left(\frac{v_{\perp}(\theta) E_0}{c \Delta E_D}\right)^2\right) r_0 \xi d\theta, \quad (5.11)$$

где $\theta \in [0, \Theta]$ и, в силу малости Θ , а вместе с ним θ , положено $tg(\theta) \approx \theta$. Также использованы стандартные обозначения: σ_0 -сечение резонансного рассеяния в центре линии, ΔE_D - ширина линии за счет теплового движения ионов (более детально в п. 5.4.1).

Вводя обозначения $x = \frac{\beta E_0 \Theta}{\Delta E_D}$ ($\beta = v_j/c = 0.26$), $y = x \frac{\theta}{\Theta}$, $\tau_{res}(\xi) = n_i(\xi) \sigma_0 r_0 \Theta \xi$ и интегрируя по y , получим полную оптическую толщину до края джета по резонансному рассеянию для фотона, излученного на оси в направлении $\vec{\Omega}_0$ -

$$\tau_{eff}(\xi) = \tau_{res}(\xi) \frac{\int_0^x e^{-y^2} dy}{x} = \tau_{res}(\xi) \frac{\Phi(x)}{x}, \quad (5.12)$$

где $\Phi(x) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} erf(x)$, $erf(x)$ - стандартная функция ошибок.

Рассмотрим теперь фотон, также излученный на оси джета в направлении $\vec{\Omega}_0$, но имеющий начальный сдвиг по энергии ΔE_0 относительно центрального значения E_0 , т.е. $E = E_0 + \Delta E_0$. Легко видеть, что для такого фотона

$$d\tau_{res}(\theta, \xi) = n_i(\xi) \sigma_0 e^{-\left(\frac{\Delta E_0 - \beta E_0 \theta}{\Delta E_D}\right)^2} r_0 \xi d\theta, \quad (5.13)$$

а полная оптическая толщина до края джета

$$\begin{aligned} \tau_{eff}(\xi, \Delta E_0) &= \tau_{res}(\xi) \frac{\int_0^{(1-\epsilon)x} e^{-y^2} dy}{x} = \\ &= \tau_{res}(\xi) \frac{\Phi((1-\epsilon)x) + \Phi(\epsilon x)}{x}, \end{aligned} \quad (5.14)$$

где $\epsilon = \frac{\Delta E_0}{\beta \Theta E_0}$ - параметр начального смещения (кроме того, мы воспользовались нечетностью $erf(x)$). Таким образом, в общем случае эффективная оптическая толщина по резонансному рассеянию при помощи введенных обозначений может быть записана в виде

$$\tau_{eff}(\xi, \Delta E_0) = \kappa_{\epsilon}(x) \tau_{res}(\xi). \quad (5.15)$$

Функция $\kappa_\epsilon(x) = \frac{\Phi((1-\epsilon)x) + \Phi(\epsilon x)}{x}$ (см. Рис. 5.2) такова, что:

- 1) $\kappa_\epsilon(x) < 1$ для любого x и ϵ ;
- 2) $\kappa_\epsilon(x)$ симметрична относительно $\epsilon = 0.5$,
т.е. $\kappa_{0.5-\delta\epsilon}(x) = \kappa_{0.5+\delta\epsilon}(x)$ для любого x и $\delta\epsilon$;
- 3) для любого x и $\epsilon \neq 0.5$ $\kappa_\epsilon(x) < \kappa_{0.5}(x)$;
- 4) при больших x $\kappa_0(x) \sim 1/x$;

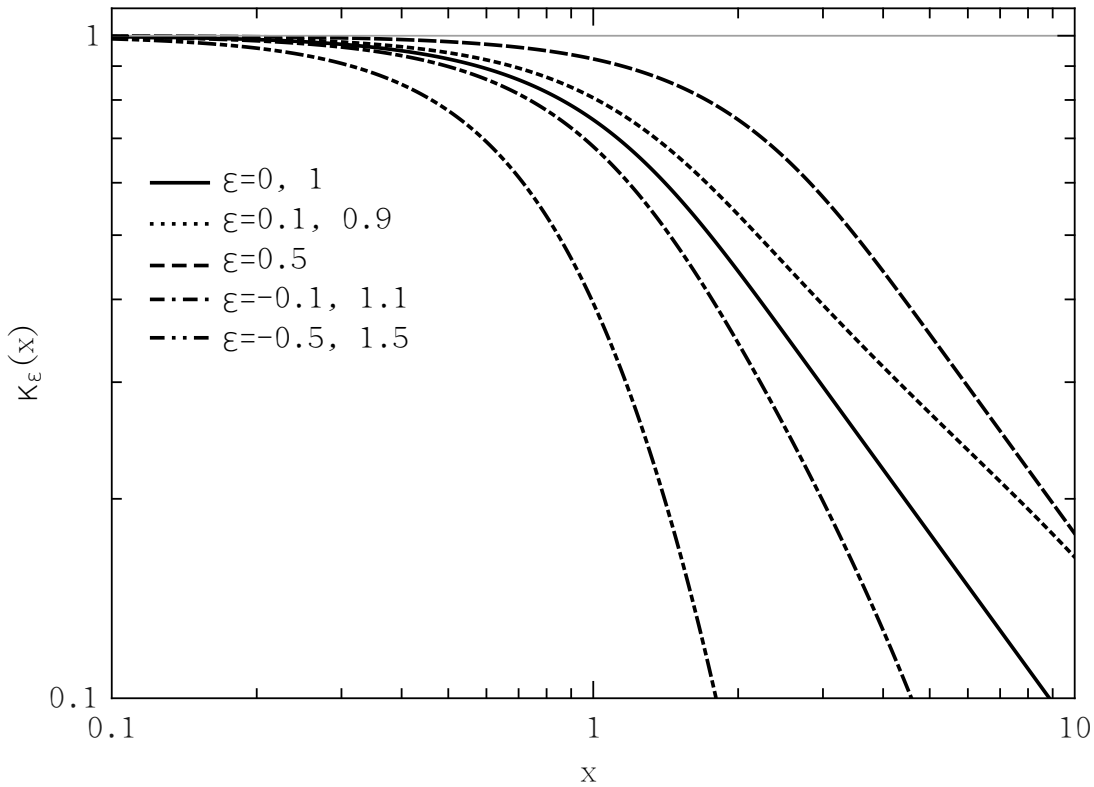


Рис. 5.2: Общий вид функции $\kappa_\epsilon(x)$, характеризующей эффективность резонансного рассеяния в зависимости от $x = \frac{\beta E_0 \Theta}{\Delta E_D}$ и параметра сдвига $\epsilon = \frac{\Delta E_0}{\beta \Theta E_0}$ согласно уравнению (5.15)

Таким образом, можно сделать вывод, что в резонансном рассеянии рассматриваемого фотона, участвует не вся оптическая толщина τ_{res} , а лишь некоторая ее часть τ_{eff} , тем меньшая, чем меньше отношение тепловой скорости ионов к направленной, задаваемой полем скоростей (5.10). Для фотона в центре линии ($\epsilon = 0$), ввиду асимптотики, определяемой свойством 4), этот эффект интерпретируется так, что при больших x рассеяние происходит только внутри цилиндра, на границе которого направленная скорость ионов становится равна тепловой. Это означает, что оценка $\tau_{eff}(\xi, 0)$ остается справедливой не только для фотонов, излученных на оси джета, но и в любой другой точке за исключением поверхностного слоя толщиной $r_0 \Theta \xi / x$.

Кроме того, ввиду свойств 2) и 3), можно предполагать асимметричность профилей относительно центрального значения из-за большей эффективной толщи для высокоэнергичных фотонов ($E > E_0, \epsilon > 0$). В качестве иллюстрации указанных свойств см. Рисунок (5.3).

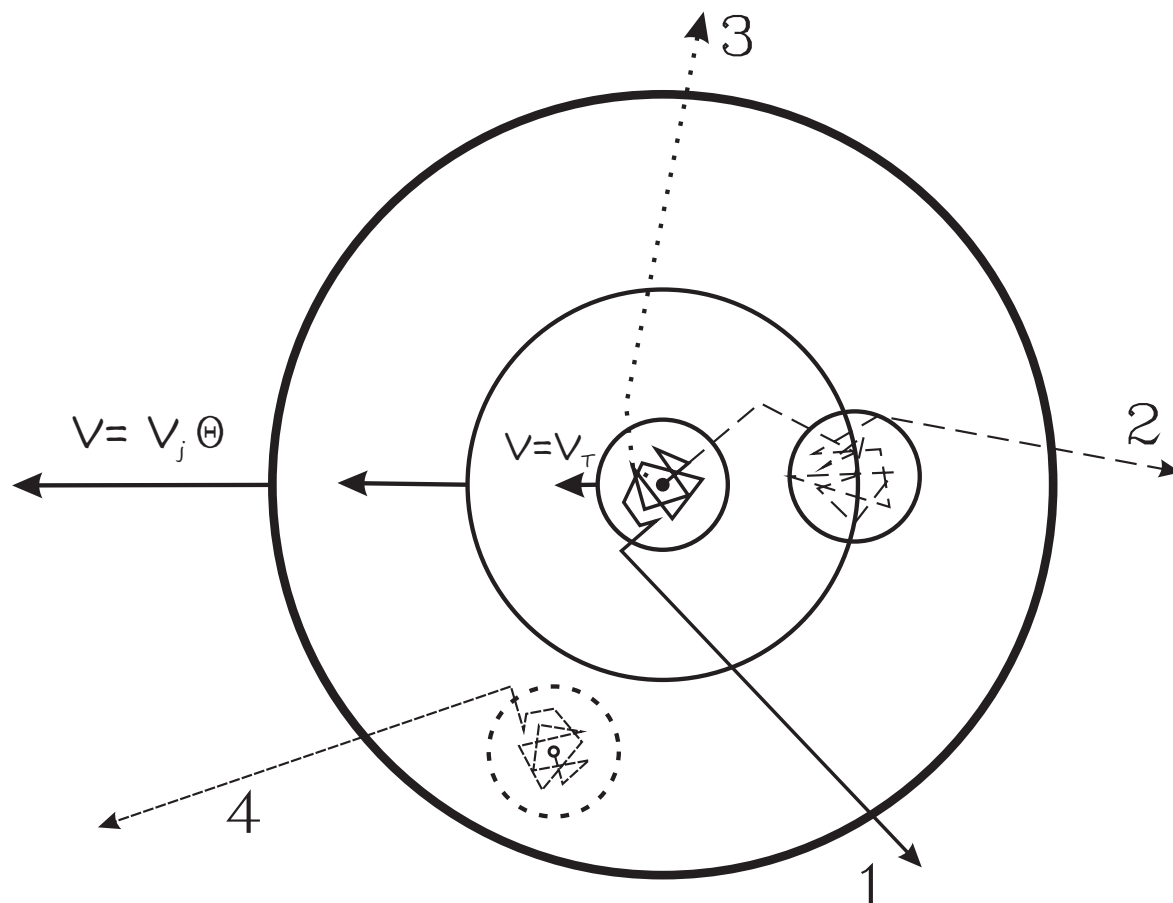


Рис. 5.3: Резонансное рассеяние фотонов в слое, перпендикулярном оси джета для $x = \frac{\beta E_0 \Theta}{\Delta E_D} = \frac{V_j \Theta}{V_T} \sim 5$. 1,2,3 - характер траектории фотонов, излученных на оси с $E = E_0, E > E_0, E < E_0$ соответственно. 4 - характер траектории фотона, излученного не на оси с $E = E_0$

Пусть теперь распределение источников вдоль джета определяется некоторой функцией $\phi(\xi)$, т.е. относительный вклад слоя $d\xi$ в полную фотонную светимость в линии есть $\phi(\xi) d\xi$, и $\int_1^{\xi_{max}} \phi(\xi) d\xi = 1$. Тогда, средневзвешенные толщины

$$\widehat{\tau}_T = \int_1^{\xi_{max}} \tau_T(\xi) \phi(\xi) d\xi, \quad (5.16)$$

$$\widehat{\tau}_{eff} = \int_1^{\xi_{max}} \tau_{eff}(\xi, \Delta E_0) \phi(\xi) d\xi \quad (5.17)$$

характеризуют влияние рассеяния на интегральное излучение в линии.

Для оценки вероятности рассеяния на свободном электроне можно, следуя (Поздняков и др., 1983), использовать критическую оптическую толщину

$$\tau_{cr} = \frac{1}{2 \ln(\widehat{\tau}_{eff}/\widehat{\tau}_T)}. \quad (5.18)$$

При $\widehat{\tau}_T < \tau_{cr} < 1$, джет можно считать оптически тонким по рассеянию на электронах даже для резонансных фотонов. При $\tau_{cr} < \widehat{\tau}_T < 1$, почти все фотоны рассеются на электроне только один раз и, покинув линию, образуют широкие крылья.

Безусловно, такие оценки имеют несколько качественный характер ввиду зависимости τ_{eff} от энергии фотона, распределенности источников внутри слоя $d\xi$ и наличия поля скоростей (5.10), а также перекрытия линий в случае дублетов и триплетов. Для детального анализа формирования линий приходится прибегать к численному моделированию.

Поскольку данная работа нацелена не на теоретическое исследование переноса излучения в линиях, а, скорее, на ее применение для конкретного физического объекта, мы ограничимся приведенным рассмотрением, т.к. полученные в его рамках оценки позволят дать ясную интерпретацию полученных в моделировании результатов (см. Результаты).

5.4 Моделирование спектра

5.4.1 Схема расчета

Используемый подход был развит в работе (Поздняков и др., 1983) и в дальнейшем успешно применялся для исследования переноса излучения в скоплениях галактик (Сазонов и др., 2002; Журавлева и др., 2010).

Излучение

Пусть нас интересует излучение джета в линии, соответствующей переходу с уровня UL на уровень LL в n-кратно ионизованном атоме элемента Z (например, для резонансных K_α линий гелиеподобных атомов $n=Z-2$, $UL=1s2p(^1P_1)$, $LL=1s^2(^1S_0)$).

Найденные выше зависимости $n_e(\vec{r})$ и $T(\vec{r})$ позволяют провести расчет локального ионизационного баланса в корональном приближении с использованием AtomDB 2.0.1². В результате, в каждом слое $\xi = const$ толщиной $d\xi$ ($d\xi \ll \Theta\xi$) получим концентрацию ионов данного сорта $n_i(\xi)$ и излучательную способность $J(T)$ плазмы в интересующей нас линии при температуре $T = T_0\eta_\alpha(\xi)$. Тогда темп рождения фотонов линии в таком слое определяется как

$$dL(\xi) = \pi n_{e0}^2 r_0^3 \Theta^2 \frac{J(T_0\eta_\alpha(\xi))}{\xi^2} d\xi. \quad (5.19)$$

Таким образом $\phi(\xi) = \frac{1}{L_0} \frac{dL}{d\xi}$, где интегральная светимость

$$L_0 = \pi n_{e0}^2 r_0^3 \Theta^2 \int_1^{\xi_{max}(\alpha)} \frac{J(T_0\eta_\alpha(\xi))}{\xi^2} d\xi. \quad (5.20)$$

²<http://atomdb.org/>;

Аналогично для непрерывного излучения

$$L_c(E) = \pi n_{e0}^2 r_0^3 \Theta^2 \int_1^{\xi_{max}(\alpha)} \frac{J_c(E, T_0 \eta_\alpha(\xi))}{\xi^2} d\xi, \quad (5.21)$$

где $J_c(E, T)$ - излучательная способность плазмы в континууме на единицу энергетического интервала с центром E при температуре T , рассчитываемая при помощи NoLine модели AtomDB 2.0.1 (любезно предоставленной Эдамом Фостером³). Тогда эквивалентная ширина линии с энергией перехода E_0 определяется как

$$EW = L_0/L_c(E_0). \quad (5.22)$$

Стоит, однако, заметить, что определяемая таким образом эквивалентная ширина не имеет прямого отношения к наблюдаемым величинам, так как в реальный континуум вносят вклад оба джета с учетом доплеровского сдвига и релятивистской коллимации излучения. Тем не менее, в предположении тождественности джетов, определение наблюдаемой эквивалентной ширины по используемой нами EW для произвольной прецессионной фазы не представляется проблематичным.

Рассеяние

Локальной характеристикой, определяющей вероятность рассеяния фотона, служит величина, обратная средней длине свободного пробега (коэффициент рассеяния) :

$$\Sigma_x = n_x \sigma_x, \quad (5.23)$$

где n_x - концентрация рассеивающих центров, σ_x - сечение соответствующего рассеяния. Так, для рассеяния на электронах $\Sigma_e = n_e \sigma_T$, $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ - томсоновское сечение. Для резонансного рассеяния на ионах

$$\Sigma_i = n_i \sigma_{res}, \sigma_{res} = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{\Delta E}{\Delta E_D} \right)^2 \right], \quad (5.24)$$

$$\sigma_0 = \frac{\sqrt{\pi} h r_e c f}{\Delta E_D}, \Delta E_D = E_0 \left[\frac{2T}{A m_p c^2} \right]^{1/2}, \Delta E = E - E_0 \left(1 + \frac{v_\perp}{c} \cos \psi \right), \quad (5.25)$$

где r_e - классический радиус электрона, m_p - масса протона, A - атомный вес иона, E - энергия фотона, ψ - угол между направлением фотона и локальной скоростью вещества, определяемой полем (5.10). Энергия E_0 и сила осциллятора f атомного перехода находятся с помощью базы данных AtomDB 2.0.1. Стоит отметить, что хотя сила осциллятора f существенно положительная величина, для упрощения расчетов мы здесь и далее (например, в Таблице 5.1) принимаем $f=0$ для переходов с $f < 0.0001$.

В то время как Σ_e зависит только от локальной концентрации электронов, Σ_i является функцией локальных характеристик плазмы (n_e и T), энергии и направления фотона.

Детальное моделирование спектра выходящего излучения в линиях проводится методом Монте-Карло. Мы использовали схему со статистическим "взвешиванием" пакетов фотонов вместе с методом постоянного полного сечения (Соболь,

³Описание для APEC v1.3.1 можно найти <http://cxc.harvard.edu/twiki/bin/view/SnrE0102/NoLine>

1973). Идея этого метода заключается во введении наряду с реальными типами рассеяния некоторого фиктивного рассеяния, такого, что

$$\Sigma_{fict} = \Sigma_0 - (\Sigma_e + \Sigma_i), \quad (5.26)$$

где константа Σ_0 больше или равна максимально возможному $\Sigma_{real} = \Sigma_e + \Sigma_i$. В результате, неоднородная (в смысле локальных характеристик рассеяния) среда заменяется однородной с маленькой средней длиной свободного пробега $\lambda = \Sigma_0^{-1}$. При каждом акте рассеяния, вероятность реализации того или иного типа определяется как $p_x = \Sigma_x/\Sigma_0$. В случае фиктивного рассеяния как направление, так и энергия пакета фотонов остаются неизменными. Резонансное рассеяние на ионах представляется в виде комбинации дипольной и изотропной составляющих. Вес дипольной составляющей w_d определяется полным угловым моментом нижнего уровня j_{LL} и разницей $\Delta j = j_{UL} - j_{LL}$ (Гамильтон, 1947).

Изложенная схема допускает расширение на случай моделирования неразрешаемых мультиплетов (в полный спектр фотоны попадают “взвешенными” пропорционально интенсивности родительской линии, а рассеяние на каждой компоненте мультиплета рассматривается как отдельный тип рассеяния). Также возможно добавление широкой непрерывной компоненты и расчет ее рассеяния.

5.4.2 Набор линий

Для формирования набора моделируемых линий необходимо ориентироваться на спектры наилучшего разрешения, полученные с помощью *Chandra* HETGS (Маршалл и др., 2002; Намики и др., 2003; Лопез и др., 2006). Наиболее яркие из наблюдаемых линий, подверженные сильному влиянию эффектов рассеяния, соответствуют K_α -переходам в гелиеподобных и Ly_α -переходам в водородоподобных ионах, имеющих значительные силы осцилляторов, параметры которых приведены в Таблице 5.1. При этом, K_α -переходы в гелиеподобных ионах имеют триплетную структуру (резонансная (w), интеркомбинационная (x+y) и запрещенная (z) линии).

Имея в виду важность этих линий для диагностики параметров плазмы джетов, мы провели детальное моделирование компонент с учетом возможного взаимодействия через оптические толщины, а также влияния столкновений на заселенность верхних уровней запрещенных и интеркомбинационных переходов при n_e больше некоторого $n_{e,crit}$ (Порке и др. (2010)). Кроме этого, в некоторых случаях необходимо учитывать влияние сателлитов на отношение интенсивностей указанных линий (см. ч. Результаты).

5.4.3 Входные параметры

Существует значительная неопределенность в значениях физических параметров джетов SS 433. На основе наблюдений, проведенных с помощью *Chandra* HETGS в фазе наибольшего раскрытия диска в направлении наблюдателя, Маршалл и др. (2002) получили значения $r_0 \simeq 2 \times 10^{10}$ см, $n_{e0} \simeq 2 \times 10^{15}$ см⁻³, $T_0 \simeq 13$ кэВ, $\Theta \simeq 0.01$ рад для приближающегося джета. Анализ спектров, полученных рентгеновской обсерваторией *XMM-Newton* также в фазе наибольшего раскрытия (Медведев и

Таблица 5.1: Набор моделируемых линий. (*) отмечены линии, для которых мы не приводим результатов моделирования, но которые используются при построении полного широкополосного спектра (см. Выводы). Выражение $f=0$ следует понимать в смысле $f<0.0001$ (также см. в тексте).

Спектроскопический символ	Переход	E_0 , кэВ	f	w_d
Fe XXV	$K_\beta : 1s^2 - 1s3p$ (1P_1)	7.881	0.14	1
Ni XXVII	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (1P_1)(w)	7.806	0.72	1
Ni XXVII	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (3P_2)(x)	7.799	0	-
Ni XXVII	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (3P_1)(y)	7.766	0.07	1
Ni XXVII	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (3S_1)(z)	7.744	0	-
Fe XXVI	$Ly_\alpha : 1s - 2p$ ($^1P_{3/2}$)	6.973	0.27	0.5
Fe XXVI	$Ly_\alpha : 1s - 2p$ ($^1P_{1/2}$)	6.952	0.14	0
Fe XXV	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (1P_1)(w)	6.700	0.78	1
Fe XXV	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (3P_2)(x)	6.682	0	-
Fe XXV	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (3P_1)(y)	6.667	0.07	1
Fe XXV	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (3S_1)(z)	6.636	0	-
Ca XIX ⁴	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (1P_1)	3.902	0.77	1
Ar XVII ⁴	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (1P_1)	3.133	0.77	1
S XVI ⁴	$Ly_\alpha : 1s - 2p$ ($^1P_{3/2}$)	2.623	0.27	0.5
S XVI ⁴	$Ly_\alpha : 1s - 2p$ ($^1P_{1/2}$)	2.620	0.14	0
S XV	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (1P_1)(w)	2.461	0.76	1
S XV	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (3P_2)(x)	2.449	0	-
S XV	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (3P_1)(y)	2.447	0.07	1
S XV	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (3S_1)(z)	2.430	0	-
Si XIV ⁴	$Ly_\alpha : 1s - 2p$ ($^1P_{3/2}$)	2.006	0.27	0.5
Si XIV ⁴	$Ly_\alpha : 1s - 2p$ ($^1P_{1/2}$)	2.004	0.14	0
Si XIII	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (1P_1)(w)	1.865	0.75	1
Si XIII	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (3P_2)(x)	1.855	0	-
Si XIII	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (3P_1)(y)	1.854	0.07	1
Si XIII	$K_\alpha : 1s^2 - 1s2p$ (3S_1)(z)	1.839	0	-

Фабрика, 2010), дает значения $r_0 \simeq 2 \times 10^{11}$ см, $T_0 \simeq 17$ кэВ для приближающегося джета. Исследования же, основанные на затмении джетов оптическим компаньоном, указывают на $r_0 \sim 1 \times 10^{12}$ см, $T_0 \sim 30$ кэВ (Филиппова и др., 2006).

С учетом этого, были сформированы два класса моделей, удовлетворяющих условию (5.6) сохранения полной рентгеновской светимости - для пары джетов $L_x \sim 10^{36}$ эрг/с (Медведев и Фабрика, 2010) в диапазоне от 0.1 до 50 кэВ,- либо в форме (5.8) (класс квазиadiaбатических моделей), либо в форме (5.9) (класс квазицилиндрических моделей), в зависимости от величины параметра α . Ввиду того, что имеющиеся наблюдения способны надежно поставить лишь верхний предел на величину угла расхождения (см. ч. 6), мы позволили Θ меняться в весьма широких пределах, в следствии чего, именно Θ послужила классообразующим параметром (в смысле разграничения по величине α).

В результате, моделирование проводилось на широкой сетке входных параметров, приводимой в Таблице 5.2 и охватывающей наиболее вероятные значения. Квазиadiaбатические модели соответствуют $\Theta = 0.01$ рад и $\Theta = 0.02$ рад, а квазицилиндрические - $\Theta = 0.003$ рад и $\Theta = 0.0001$ рад. 5.2). В качестве возможных значений температуры плазмы у основания джета рассматривались значения $T_0=20$ кэВ и $T_0=30$ кэВ. Предполагалось солнечное обилие тяжелых элементов (Лоддерс, 2003).

Стоит отметить, что если в случае квазиadiaбатических моделей r_0 примерно совпадает с расстоянием от основания джета до компактного объекта, то в случае квазицилиндрических моделей r_0 несет смысл лишь геометрического параметра течения, поэтому для описания той или иной модели в общем случае использование комбинации $r_0\Theta$, имеющей смысл поперечного размера джета у его основания, выглядит более предпочтительным.

Для иллюстрации физической картины, возникающей в принятой модели джета на построенной сетке параметров, удобно использовать профили температуры $T(\xi)$ (Рисунок 5.4), оптических толщин $\tau_x(\xi) = \Theta\xi r_0 \Sigma_x$ и потоков $\phi_i(\xi)$ (Рисунок 5.5) в линиях.

Таблица 5.2: Сетка входных параметров и соответствующие значения α при $T_0 = 20$ кэВ, а также светимость ($L_n = L/10^n$) и эквивалентная ширина (без учета рассеяния) линий из Таблицы 5.1, для которых приводятся детальные результаты моделирования (ч. Результаты). (*) отмечено использование квазицилиндрической калибровки (5.9) при переходе от $r_0 = 8 \times 10^{10}$ см к $r_0 = 4 \times 10^{10}$ см для $\Theta = 0.01$ рад и $\Theta = 0.02$ рад, поскольку в данном случае $\alpha \sim 1$.

$r_0\Theta$	n_{e0}	α	Fe XXV K_α		Fe XXVI $L_{\gamma\alpha}$		Ni XXVII K_α		Fe XXV K_β		S XV K_α		Si XIII K_α	
10^9 см	10^{14} см $^{-3}$		L ₃₃ , эрг/с	EW эВ	L ₃₃ эрг/с	EW эВ	L ₃₂ эрг/с	EW эВ	L ₃₂ эрг/с	EW эВ	L ₃₃ эрг/с	EW эВ	L ₃₃ эрг/с	EW эВ
Квазиadiaбатические модели														
$\Theta = 0.02$ рад														
10.0	0.16	0.10	8.7	227	5.00	164	5.59	21	9.11	34	0.99	13.3	1.48	15.4
6.4	0.31	0.13	8.4	230	4.73	163	5.34	21	8.74	35	0.91	13.7	1.44	15.8
3.6	0.75	0.17	8.4	234	4.63	163	5.34	22	8.7	35	0.85	14.2	1.44	15.9
1.6	2.5	0.25	7.4	239	4.00	162	4.66	22	7.7	36	0.65	14.3	1.23	15.4
0.8	10.0 ⁵	0.51	11.1	242	5.88	162	6.91	22	11.47	37	0.98	13.6	1.61	13.7
$\Theta = 0.01$ рад														
5.0	0.32	0.20	7.8	238	4.29	163	4.96	22	8.17	36	1.04	14.3	1.34	15.7
3.2	0.62	0.25	7.3	239	3.94	162	4.58	22	7.57	36	1.03	14.3	1.21	15.4
1.8	1.5	0.34	6.9	241	3.68	162	4.3	22	7.13	36	1.05	14.1	1.09	14.8
0.8	5.0	0.51	5.6	242	2.95	162	3.46	22	5.73	37	0.93	13.6	0.80	13.7
0.4	20.0 ⁵	1.02	7.0	240	3.76	162	4.38	22	7.24	36	1.30	12.4	0.89	12.1
Квазицилиндрические модели														
$\Theta = 0.003$ рад														
2.0	1.0	8.69	9.0	241	4.84	162	5.62	22	9.3	36	0.99	12.6	1.17	12.4
1.0	4.0	17.38	10.1	237	5.54	163	6.4	22	10.34	36	1.04	11.9	1.22	11.3
0.5	16.0	34.77	10.8	234	6.03	163	6.89	22	11.31	35	1.08	11.4	1.24	10.8
$\Theta = 0.0001$ рад														
2.0	1.0	26.07	11.5	231	6.59	163	7.46	21	12.22	35	1.12	10.9	1.28	10.3
1.0	4.0	52.15	11.5	231	6.52	163	7.35	21	12.03	35	1.10	10.8	1.26	10.3
0.5	16.0	104.30	11.5	231	6.52	163	7.37	21	12.06	35	1.10	10.8	1.26	10.4

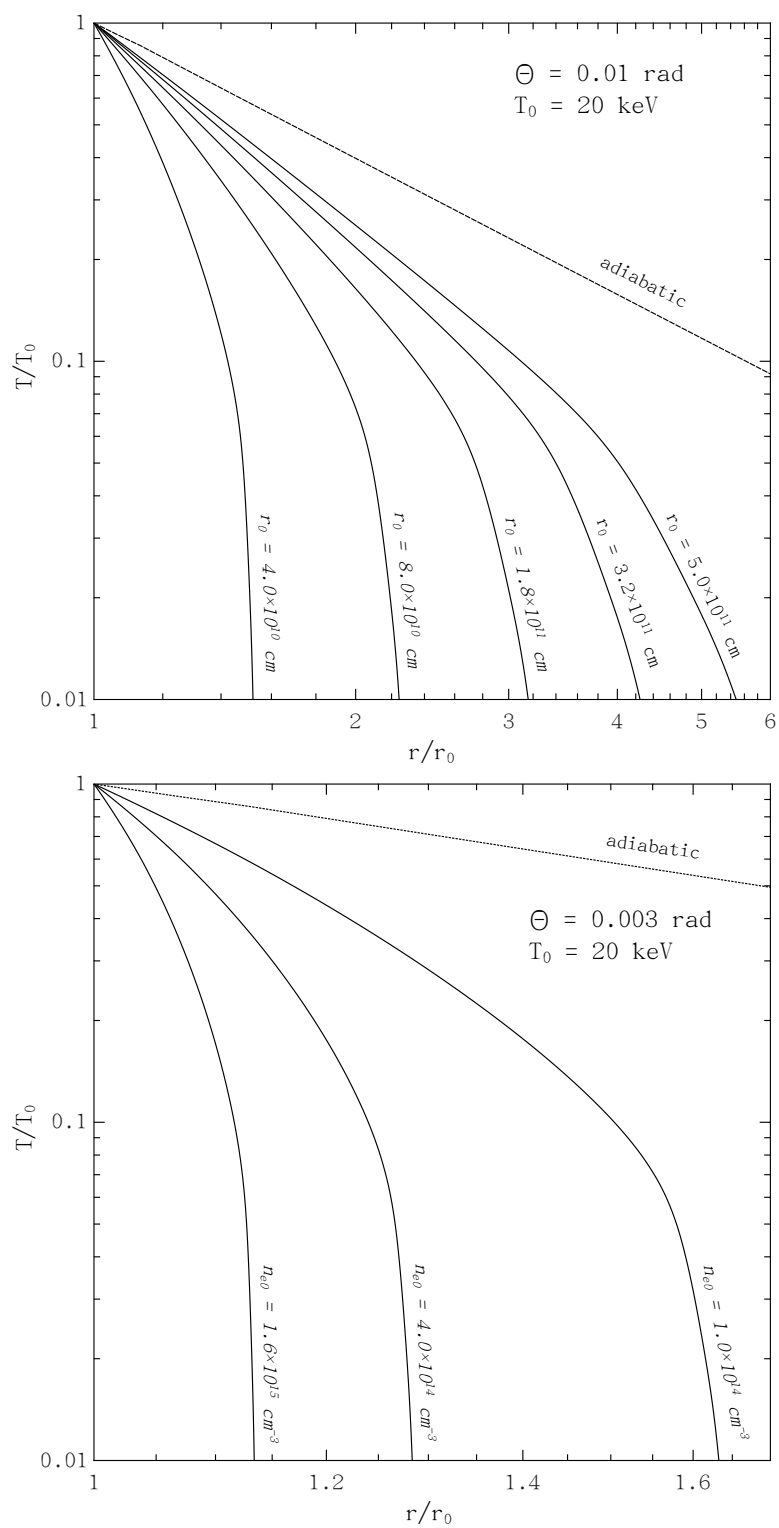


Рис. 5.4: Профили температуры вдоль джета для различных значений входных параметров из Таблицы 5.2.

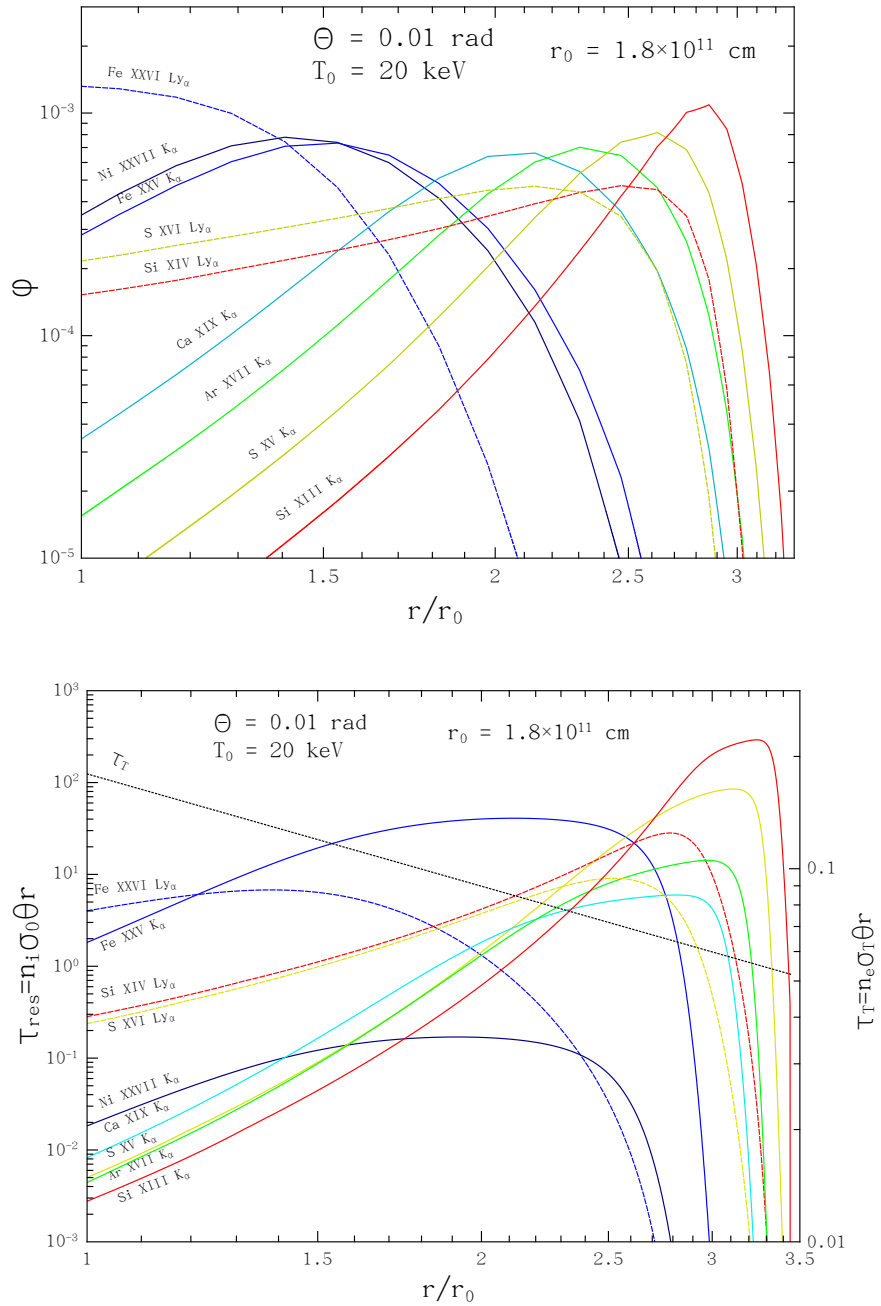


Рис. 5.5: **Верхняя панель** - вклад различных областей джета в интегральную светимость $\phi(\xi) = \frac{1}{L_0} \frac{dL}{d\xi}$ в некоторых линиях из Таблицы 5.1. **Нижняя панель** - профили поперечной оптической толщины джета по рассеянию на электронах и резонансному рассеянию в некоторых линиях из Таблицы 5.1.

5.5 Результаты

5.5.1 Линии

Ввиду ограниченности места мы приводим результаты расчетов только для наиболее важных (на наш взгляд) линий приближающегося джета с $T_0 = 20$ кэВ в фазе наибольшего раскрытия диска, соответствующей углу между осью джета и направлением на наблюдателя $\chi \approx 65^\circ$, т.е. красному смещению $z_b = -0.078$ ($z = \gamma(1 - \beta \cos \chi) - 1$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, $\beta = v_j/c = 0.26$). Результаты для остальных (отмеченных * в Таблице 5.1) линий используются лишь при построении полного широкополосного спектра (см. Выводы). Анализ расчетов для других прецессионных фаз и $T_0 = 30$ кэВ показал, что общие выводы (см. Выводы) и здесь остаются в силе, а большинство изменений эквивалентно, в смысле характеристик рассеянных линий, некоторому сдвигу на построенной сетке параметров.

Основной количественной характеристикой, отражающей влияние эффектов рассеяния на наблюдаемый спектр, является доля фотонов ζ , покинувших линию в результате рассеяния на свободном электроне и попавших в широкие крылья. Вместе с температурой T_e , обеспечивающей лучшее согласие формы широких крыльев с ядром однократного комптоновского рассеяния (Сазонов & Сюняев, 2000), ζ позволяет полностью описать вклад рассеянного излучения в континуум (более подробно в п. 5.2). Найти столь полный и универсальный способ описания формы самой рассеянной линии, по-видимому, не представляется возможным, поэтому при анализе полученных профилей приходится довольствоваться стандартными аппроксимациями. Такой подход оправдан с точки зрения наблюдательных характеристик существующих спектральных приборов (*Chandra* HETGS), в большинстве случаев не позволяющих исследовать тонкую структуру профилей линий, однако, явно не достаточен с точки зрения рентгеновских обсерваторий нового поколения (в первую очередь *ASTRO-H*). Ввиду этого, набор приводимых параметров, за исключением коэффициента ослабления интенсивности линии, равного $(1 - \zeta)$, определяется конкретной упрощающей моделью, наиболее адекватной для данной линии в разрешении того или иного прибора (*Chandra* HETGS (точнее HEG - High Energy Gratings) или *ASTRO-H* SXS).

Для анализа спектров в разрешении *Chandra* HEG мы использовали модельную функцию отклика в виде гауссианы с $FWHM_{Ch}(E_z) = 29.9$ эВ $\left(\frac{E_z}{6.4keV}\right)^2$ (в соответствии с *Chandra* Gratings Fact Sheet ⁶), где $E_z = E_0/(1 + z)$. Для *ASTRO-H* SXS использовалась гауссиана с $FWHM_{AH}(E_z) = 5eV = const$ (в соответствии с *ASTRO-H* Quick Reference ⁷).

Ввиду того, что все линии проявляют весьма схожие закономерности в различных режимах переноса излучения, мы ограничимся детальным описанием и интерпретацией результатов только для K_α триплета гелиеподобного железа, приводя, там где это необходимо, особенности рассеяния в конкретной линии.

Fe XXV K_α

Триплет гелиеподобного иона железа является наиболее яркой среди наблюдаемых линий (Таблица 5.2). При этом значительной собственной оптической толщи-

⁶https://icxc.harvard.edu/rws/peer_review/proc_docs/Fact_Sheet_gratings.pdf

⁷<http://ASTRO-H.isas.jaxa.jp/doc/ahqr.pdf>

ной по резонансному рассеянию могут обладать лишь компоненты, соответствующие разрешенным переходам с $f > 0$ (см. Таблицу 5.1). В то же время, при $\Theta \sim 0.01$ рад, уширения линий за счет поперечной составляющей скорости достаточно для перекрытия резонансной и интеркомбинационной линий, что делает возможным взаимодействие компонент через оптические толщины, а следовательно указывает на необходимость одновременного учета всех компонент при расчете локальных характеристик рассеивающей среды.

Расчет, произведенный с помощью Cloudy (версия 08.00, описанная в Ферланд и др. (1998)) в интересующем нас диапазоне температур, показал, что для гелие-подобного иона железа $n_{e,crit} \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ - концентрация, при которой столкновительные возбуждения с 3S_1 (верхний уровень запрещенной компоненты) на $^3P_{0,1,2}$ (верхние уровни интеркомбинационных компонент) начинают преобладать над излучательным переходом с 3S_1 на основной уровень. Таким образом, на заданной сетке параметров $n_0 \ll n_{e,crit}$, т.е. эффектом перераспределения интенсивностей запрещенной и интеркомбинационных линий для железа можно пренебречь. Забегая вперед, отметим, что подобный вывод справедлив также и для триплета никеля, т.к. $n_{e,crit} = \frac{A_{fg}}{C_{fi}} \propto Z^{13}$ (Меве, Шривер, 1978), где A_{fg} -темп радиационных переходов на основной уровень, C_{fi} -темп столкновительных возбуждений на верхние уровни интеркомбинационных линий.

Результаты анализа смоделированных спектров в разрешении *Chandra* HEG приведены в Таблице 5.3. Поскольку $FWHM_{Ch}$ при $E_z \simeq 7$ кэВ превосходит ожидаемую ширину линий $FWHM_0 = \sqrt{3}\gamma\beta\Theta \sin\chi E_z$ (Маршалл и др., 2002) ($\chi \approx 65^\circ$ -угол между осью джета и направлением на наблюдателя) для $\Theta \simeq 0.01$ рад (см. Рисунок 5.6), мы фитировали свернутый с модельной функцией отклика спектр **тремя** гауссианами одинаковой ширины FWHM, но с развязанными центроидами (E_f, E_i, E_r в системе покоя джета) и амплитудами f, i, r (без учета рассеяния ($f/r)_0 = 0.28, (i/r)_0 = 0.27$) (см. Таблицу 5.3). Здесь и далее в таблицах результатов приводится ширина линии W за вычетом аппаратного уширения (т.е., в случае анализа в разрешении *Chandra* HEG $W = \sqrt{FWHM^2 - FWHM_{Ch}^2}$, а в случае анализа в разрешении *ASTRO-H* $W = \sqrt{FWHM^2 - FWHM_{AH}^2}$).

Приводимый коэффициент ослабления $(1 - \zeta)$ рассчитан для триплета как единой линии с центроидом E_c (первый момент распределения количества фотонов по энергии), т.е. его границы определены по отношению к общим широким крыльям (см. Таблицу 5.3).

Спектры, свернутые с модельной функцией отклика *ASTRO-H*, невозможно описать подобным образом, поэтому мы лишь приводим некоторые из полученных профилей линий (Рис.5.6), иллюстрирующие характерные черты того или иного режима рассеяния. По оси абсцисс откладывается энергия E в системе отсчета наблюдателя, по оси ординат - доля всех фотонов линии имеющих энергию в диапазоне от $E - \Delta E/2$ до $E + \Delta E/2$, где $\Delta E \ll FWHM$ - размер спектрального бина.

Как отмечалось выше, при $\Theta \geq 0.01$ рад компоненты триплета активно взаимодействуют через оптические толщины, что заметно искажает форму линий. В случае $\Theta = 0.02$ рад поперечная оптическая толщина джета по томсоновскому рассеянию $\widehat{\tau}_T$ оказывается меньше критического значения $\tau_{cr} \approx 0.19$ (см. ч. *Перенос излучения в линиях*) для фотонов резонансной линии при $r_0 > 4 \times 10^{10}$ см, поэтому рассеяния на электронах приводят к подавлению всех линий триплета в примерно одинаковой степени. Доля фотонов, покинувших линию, ζ достигает 30% при

$r_0 = 4 \times 10^{10}$ см. Отметим, что в случае $\Theta = 0.02$ рад найденные при анализе величины E_f, E_i, E_r и f, i, r теряют физическую привязку к запрещенной, интеркомбинационной и резонансной компонентам соответственно, и, по сути, имеют только описательное значение.

В случае $\Theta = 0.01$ рад, взаимодействие компонент еще остается значительным, но основным его проявлением становится “продление” оптической толщины в низкоэнергетическую область для фотонов резонансной линии. При этом, $\widehat{\tau}_T$ оказывается больше $\tau_{cr} \approx 0.15$ для резонансных фотонов уже при $r_0 = 8 \times 10^{10}$ см. Это увеличивает выход в крылья ζ , а также увеличивает относительные интенсивности запрещенной (f/r) и интеркомбинационной (i/r) линий (см. Таблицу 5.3). Таким образом, доля фотонов, покинувших линию оказывается значительной, но, все же, $\zeta \leq 40\%$ для всего триплета за счет фотонов, испущенных внутри поверхностного слоя (см. ч. *Перенос излучения в линиях*), а также вклада запрещенной и интеркомбинационной компонент. Другим эффектом является увеличение ширины W линий в результате многократных рассеяний.

В случае $\Theta = 0.003$ рад, взаимодействие компонент уже не играет значительной роли, а $\widehat{\tau}_T$ оказывается больше $\tau_{cr} \approx 0.11$ для резонансных фотонов уже при $n_{e0} > 1 \times 10^{14}$ см⁻³, поэтому резонансная линия становится заметно подавлена в сравнении с запрещенной и интеркомбинационной. Наличие поперечного градиента скорости, сказывается на сильной асимметрии профиля резонансной линии, что согласуется с предсказаниями ч. *Перенос излучения в линиях*. Кроме того, более заметным становится и дополнительное уширение.

В цилиндрическом случае $\Theta = 0.0001$ рад поперечный градиент скорости пренебрежимо мал, и практически все фотоны резонансной линии, рожденные в глубине джета, в итоге испытывают рассеяние на электроны и оказываются в широких крыльях линии. Таким образом, реализуется, в некотором смысле, чистый случай, т.е. в центре резонансной линии остаются только фотоны, испущенные в поверхностном слое джета. В результате, весь триплет заметно теряет в интенсивности одновременно с увеличением относительного вклада запрещенной и интеркомбинационной компонент. При этом, ширина линий превосходит ширину нерассеянных линий при $\Theta = 0.003$ рад и всего лишь в 1.5 раза меньше ширины рассеянных линий при $\Theta = 0.01$ рад, что, с учетом дополнительных возможностей уширения (см. п. 5.3 Влияние других эффектов), указывает на сложность точного измерения Θ по наблюдениям *Chandra* HETGS $K\alpha$ -триплета гелиеподобного железа. В свою очередь, *ASTRO-H* идеально подходит для изучения тонкой структуры этой линии и диагностики по ней параметров джетов.

Fe XXVI Ly α

дублет Fe XXVI Ly α соответствует переходам в водородоподобном ионе железа, поэтому как излучательная способность, так и оптическая толщина плазмы джета в этих линиях имеют пик при несколько более высоких температурах, нежели в линиях $K\alpha$ -триплета гелиеподобного железа (см. Рисунок 5.5). Это обстоятельство позволяет использовать отношение интенсивностей Fe XXVI Ly α / Fe XXV $K\alpha$ для диагностики температуры наиболее горячих частей джета (Котани и др., 1996).

При этом, сила осциллятора f для Ly α переходов существенно (примерно в 3 раза для $1s-2p$ ($^1P_{3/2}$) и примерно в 6 раз для $1s-2p$ ($^1P_{1/2}$) перехода, см. Таблицу 5.1) меньше чем для резонансной компоненты $K\alpha$ -триплета, откуда, на первый взгляд, можно предполагать меньшую подверженность линий дублета эффектам рассея-

ния внутри джета. Однако же, доплеровский сдвиг энергии за счет поперечной составляющей скорости плазмы джета при $\Theta \sim 0.01$ рад позволяет фотонам более высокоэнергичной компоненты дублета эффективно рассеиваться на переходе, соответствующем низкоэнергичной компоненте. Как следствие, рассеянная линия в случае $\Theta = 0.01$ рад имеет совершенно иной, в сравнении с начальным, профиль (см. Рис.5.7), для описания которого в разрешении *ASTRO-H* мы использовали модель из двух гауссиан одинаковой ширины FWHM, с амплитудами A_1 и A_2 и центроидами, сдвинутыми на δz_1 и δz_2 относительно начальных положений для низко- и высокоэнергичной компоненты соответственно (Таблица 5.5).

При анализе спектров в разрешении *Chandra* HEG, мы использовали модель одной гауссианы шириной FWHM с центроидом, соответствующим средневзвешенной энергии нерассеянного дублета (Таблица 5.4). Коэффициент ослабления (1- ζ) приводится для дублета как единой линии. Характерные профили рассеянных линий приведена на Рисунке 5.7.

Несмотря на то, что в случае $\Theta = 0.02$ рад и $\Theta = 0.01$ рад $\widehat{\tau}_T$ меньше τ_{cr} для фотонов высокоэнергичной компоненты при всех r_0 кроме $r_0 = 4 \times 10^{10}$ см, полная интенсивность дублета значительно уменьшается. По-видимому, это является следствием уже упоминавшегося ранее эффекта продолжения оптической толщины в красную область для фотонов высокоэнергичной компоненты. Этот эффект хорошо иллюстрируется результатами анализа профилей рассеянного дублета в разрешении *ASTRO-H* (Таблица 5.5). Рост отношения A_1/A_2 с уменьшением r_0 позволяет судить о “выравнивании” профиля дублета, а смещения центроидов δz_1 и δz_2 указывают на отсутствие физической привязки фитирующих гауссиан к компонентам дублета. Кроме того, эффективное уширение линий оказывается весьма значительным (Таблица 5.4).

В случае $\Theta = 0.003$ рад и $\Theta = 0.0001$ рад, в отсутствие взаимодействия компонент, картина рассеяния становится совершенно идентичной детально описанной для K_α -триплета. При этом, ширина W рассеянной линии по анализу в разрешении *Chandra* HEG оказывается примерно равна ширине W_0 нерассеянной линии в случае $\Theta = 0.01$ рад.

Таким образом, благодаря взаимодействию компонент, влияние эффектов рассеяния оказывается значительным (в первую очередь на профили линии) даже при больших Θ почти на всей сетке параметров. Это делает тонкую структуру профиля $L\alpha$ -дублета весьма чувствительным инструментом диагностики самых горячих частей джета, в частности, по наблюдениям *ASTRO-H*.

Ni XXVII K_α + Fe XXV K_β

Имеющиеся на данный момент наблюдения в области K_α -триплета никеля указывают на избыток излучения в сравнении с ожидаемым по интенсивности линии FeXXV (6.7 кэВ) в рамках стандартной модели с солнечным обилием элементов (Таблица 5.2), что интерпретируется в терминах избыточного обилия никеля в плазме джетов (Бринкманн и др. (2005), Медведев и Фабрика (2010)).

Ввиду того, что современные приборы не позволяют уверенно разрешить Ni XXVII K_α и Fe XXV K_β , мы провели совместное моделирование этих линий, хотя заметное перекрытие имеет место только для $\Theta = 0.02$ рад (см. Рисунок 5.8).

Мы не приводим результатов анализа смоделированных спектров в разрешении *Chandra* HEG ввиду малой чувствительности этого прибора в области $E_z \simeq 8.5$ кэВ.

При анализе спектров в разрешении *ASTRO-H* мы используем модель из пяти гауссиан одинаковой ширины FWHM с развязанными амплитудами, но фиксированными центроидами. Коэффициенты ослабления $(1 - \zeta)$ определяются отдельно для триплета никеля и $K\beta$ гелиеподобного железа. (см. Таблицу 5.6).

В то время как $\widehat{\tau}_T$ гораздо меньше τ_{cr} для фотонов резонансной линии никеля на всей сетке параметров квазиadiaбатических моделей, для фотонов $K\beta$ линии железа τ_{cr} не столь велика и при $\Theta = 0.01$ рад и $r_0 = 4 \times 10^{10}$ см даже оказывается меньше $\widehat{\tau}_T$, что отражается, в частности, на разных зависимостях ζ от r_0 (см. Таблицу 5.6). В результате, несколько меняется отношение $F(\text{Ni})/F(\text{Fe})$, однако это изменение имеет место только при $r_0 = 4 \times 10^{10}$ см и по своей величине не превосходит 10%. Таким образом, почти на всей сетке параметров квазиadiaбатических моделей основным эффектом является общее уменьшение интенсивности за счет томсоновского рассеяния.

Для квазицилиндрических моделей общая картина переноса излучения очень похожа на случай K_α -триплета Fe XXV, с учетом того что для резонансной линии триплета никеля $\widehat{\tau}_T > \tau_{cr}$ только для $\alpha > 30$, а для K_β железа - для $\alpha > 10$ (см. Таблицу 5.2).

Таким образом, оказывается невозможным “перекачка” интенсивностей между линией $K\beta$ железа и триплетом K_α никеля за счет резонансного рассеяния. В тоже время, интенсивность всего комплекса линий испытывает не столь мощное уменьшение как K_α -триплет железа, что, однако, не способно полностью объяснить наблюдаемый избыток излучения в этой области относительно ожидаемого по интенсивности линии FeXXV $K\alpha(6.7$ кэВ) в предположении солнечного обилия элементов.

Наблюдения *ASTRO-H* позволят надежно разрешить линии триплета никеля и K_β железа, сделав, тем самым, возможным определение обилия никеля относительно железа в джетах SS 433.

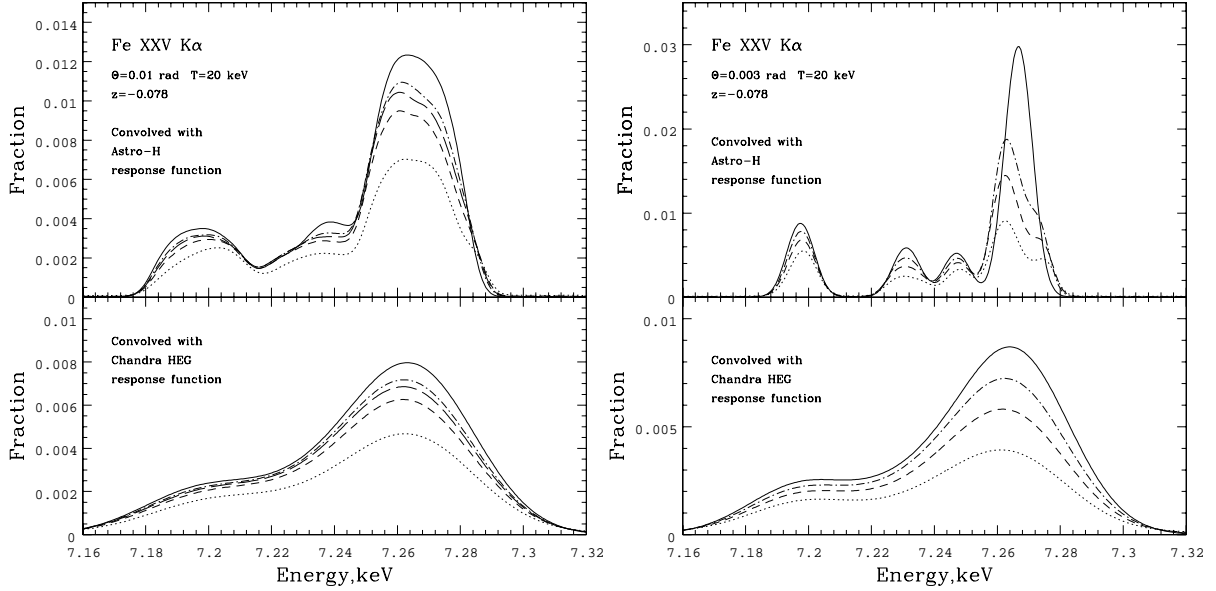


Рис. 5.6: Результаты моделирования триплета Fe XXV K_{α} для приближающегося джета с $T_0 = 20$ кэВ в фазе, соответствующей $z_b = -0.078$. **а.** $\Theta = 0.01$ рад; верхняя панель - спектр, свернутый с модельной функцией отклика *ASTRO-H*; нижняя панель - спектр, свернутый с модельной функцией отклика *Chandra HEG*; пунктир - $r_0 = 4 \times 10^{10}$ см, короткий штрих - $r_0 = 8 \times 10^{10}$ см, длинный штрих - $r_0 = 1.8 \times 10^{11}$ см, штрих-пунктир - $r_0 = 3.2 \times 10^{11}$ см, сплошная линия - профиль нерассеянной линии (одинаковый для всех r_0). **б.** $\Theta = 0.003$ рад; верхняя панель - спектр, свернутый с модельной функцией отклика *ASTRO-H*; нижняя панель - спектр, свернутый с модельной функцией отклика *Chandra HEG*; пунктир - $n_{e0} = 1.6 \times 10^{15}$ см $^{-3}$, короткий штрих - $n_{e0} = 4 \times 10^{14}$ см $^{-3}$, штрих-пунктир - $n_{e0} = 1.0 \times 10^{14}$ см $^{-3}$, сплошная линия - профиль нерассеянной линии (одинаковый для всех n_{e0}).

Таблица 5.3: Анализ результатов моделирования триплета Fe XXV K α в разрешении *Chandra* для приближающегося джета с $T_0 = 20$ кэВ в фазе, соответствующей $z_b = -0.078$. Ширины нерассеянных линий равны $W_0 = 37.8$ эВ при $\Theta = 0.02$ рад, $W_0 = 24.0$ эВ при $\Theta = 0.01$ рад, $W_0 = 13.3$ эВ при $\Theta = 0.003$ рад, $W_0 = 11.9$ эВ при $\Theta = 0.0001$ рад.

	1- ζ	E_c , кэВ	W , эВ	f/r	i/r	E_f , кэВ	E_i , кэВ	E_r , кэВ	
$r_0, 10^{11}$ см		$\Theta=0.02$ рад							
5.0	0.95	6.6835	38.2	0.315	0.630	6.6336	6.6736	6.7048	
3.2	0.93	6.6835	38.2	0.310	0.612	6.6340	6.6727	6.7047	
1.8	0.91	6.6833	38.3	0.303	0.600	6.6339	6.6716	6.7047	
0.8	0.85	6.6833	38.1	0.287	0.587	6.6340	6.6695	6.7051	
0.4	0.69	6.6838	37.0	0.252	0.563	6.6340	6.6661	6.7063	
$r_0, 10^{11}$ см		$\Theta=0.01$ рад							
5.0	0.95	6.6876	25.2	0.290	0.276	6.6371	6.6721	6.6992	
3.2	0.93	6.6852	25.5	0.293	0.274	6.6374	6.6721	6.6990	
1.8	0.88	6.6831	25.9	0.298	0.274	6.6378	6.6721	6.6989	
0.8	0.81	6.6829	26.1	0.307	0.275	6.6384	6.6721	6.6989	
0.4	0.62	6.6826	26.2	0.338	0.281	6.6397	6.6730	6.6995	
$n_{e0}, 10^{14}$ см $^{-3}$		$\Theta=0.003$ рад							
1	0.86	6.6824	15.9	0.311	0.300	6.6372	6.6731	6.6985	
4	0.71	6.6813	16.8	0.350	0.333	6.6376	6.6741	6.6984	
16	0.51	6.6800	17.3	0.438	0.408	6.6381	6.6758	6.6990	
$n_{e0}, 10^{14}$ см $^{-3}$		$\Theta=0.0001$ рад							
1	0.80	6.6820	14.7	0.338	0.334	6.6370	6.6733	6.6994	
4	0.64	6.6803	15.4	0.406	0.392	6.6372	6.6745	6.6996	
16	0.45	6.6781	15.6	0.515	0.486	6.6373	6.6758	6.6999	

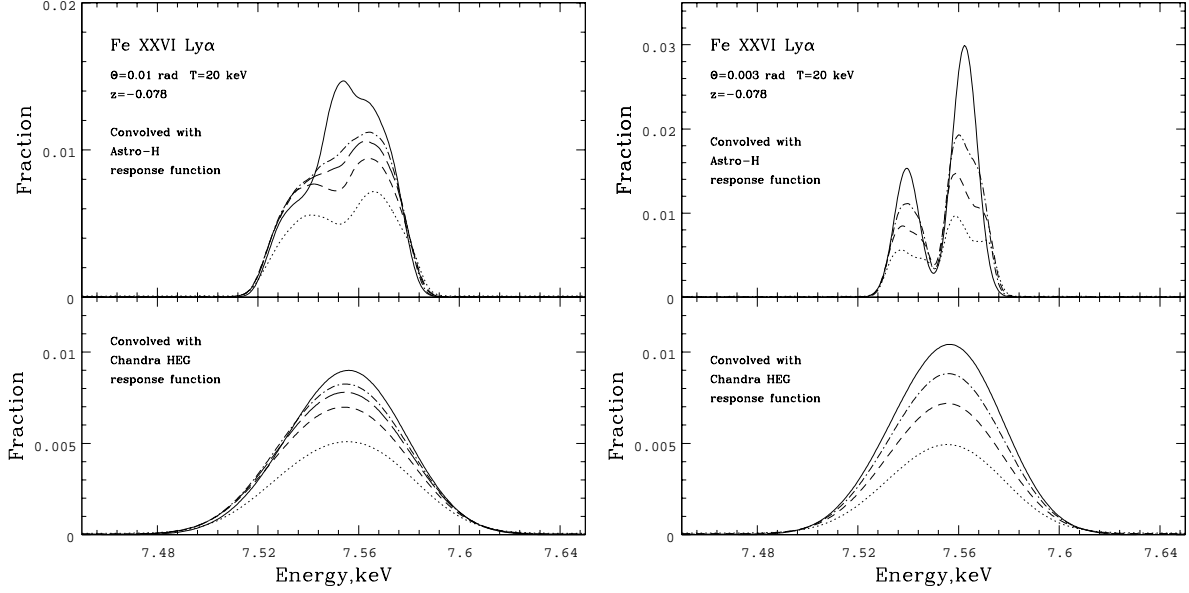


Рис. 5.7: Результаты моделирования дублета Fe XXVI Ly_{α} для приближающегося джета с $T_0 = 20$ кэВ в фазе, соответствующей $z_b = -0.078$. **а.** $\Theta = 0.01$ рад; верхняя панель - спектр, свернутый с модельной функцией отклика *ASTRO-H*; нижняя панель - спектр, свернутый с модельной функцией отклика *Chandra HEG*; пунктир - $r_0 = 4 \times 10^{10}$ см, короткий штрих - $r_0 = 8 \times 10^{10}$ см, длинный штрих - $r_0 = 1.8 \times 10^{11}$ см, штрих-пунктир - $r_0 = 3.2 \times 10^{11}$ см, сплошная линия - профиль нерассеянной линии (одинаковый для всех r_0). **б.** $\Theta = 0.003$ рад; верхняя панель - спектр, свернутый с модельной функцией отклика *ASTRO-H*; нижняя панель - спектр, свернутый с модельной функцией отклика *Chandra HEG*; пунктир - $n_{e0} = 1.6 \times 10^{15}$ см $^{-3}$, короткий штрих - $n_{e0} = 4 \times 10^{14}$ см $^{-3}$, штрих-пунктир - $n_{e0} = 1.0 \times 10^{14}$ см $^{-3}$, сплошная линия - профиль нерассеянной линии (одинаковый для всех n_{e0}).

Таблица 5.4: Анализ результатов моделирования дублета Fe XXVI Ly α в разрешении *Chandra* для приближающегося джета с $T_0 = 20$ кэВ в фазе, соответствующей $z_b = -0.078$. Ширины нерассеянных линий равны $W_0 = 54.7$ эВ при $\Theta = 0.02$ рад, $W_0 = 35.9$ эВ при $\Theta = 0.01$ рад, $W_0 = 29.6$ эВ при $\Theta = 0.003$ рад, $W_0 = 29.5$ эВ при $\Theta = 0.0001$ рад.

$r_0, 10^{11}$ см	1- ζ		W, эВ	
	$\Theta=0.02$ рад	$\Theta=0.01$ рад	$\Theta=0.02$ рад	$\Theta=0.01$ рад
5.0	0.93	0.93	59.2	40.3
3.2	0.91	0.91	61.1	40.9
1.8	0.88	0.86	62.3	41.8
0.8	0.82	0.78	64.5	43.7
0.4	0.65	0.58	68.3	45.3
$n_{e0}, 10^{14}$ см $^{-3}$	$\Theta = 3 \times 10^{-3}$ рад	$\Theta = 10^{-4}$ рад	$\Theta = 3 \times 10^{-3}$ рад	$\Theta = 10^{-4}$ рад
1.0	0.86	0.82	30.9	31.1
4.0	0.71	0.66	31.8	32.0
16.0	0.49	0.45	32.9	33.0

Таблица 5.5: Анализ результатов моделирования дублета Fe XXVI Ly α в разрешении *ASTRO-H* для приближающегося джета в фазе, соответствующей $z_b = -0.078$.

$\Theta = 0.01$ рад				
$r_0, 10^{11}$ см	A1/A2	W, эВ	$\delta z_1, 10^{-4}$	$\delta z_2, 10^{-4}$
5.0	0.66	26.18	1.46	-1.69
3.2	0.69	25.73	1.34	-2.17
1.8	0.73	25.57	1.59	-2.66
0.8	0.78	24.96	2.20	-3.52
0.4	0.80	24.78	1.48	-5.20

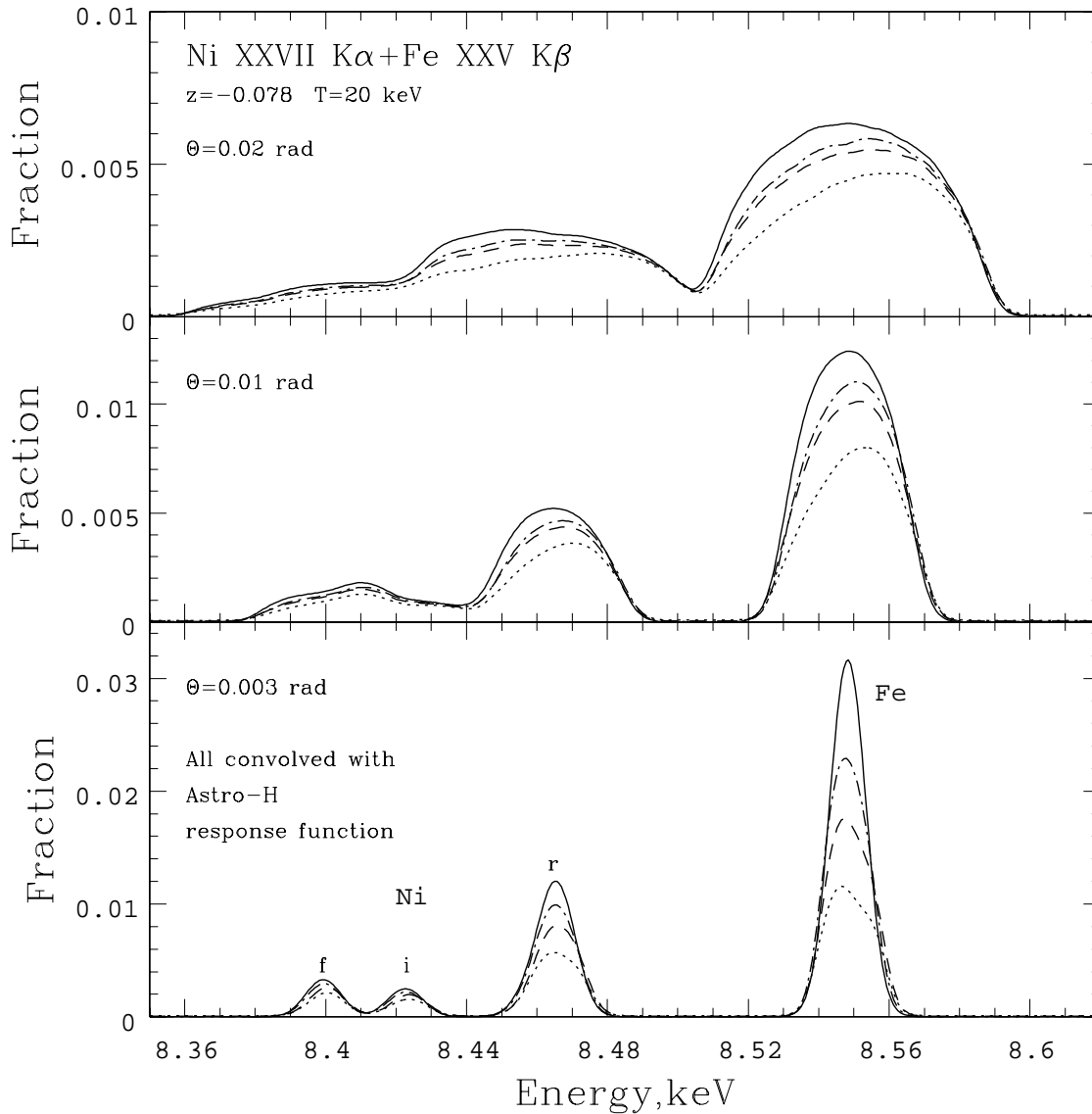


Рис. 5.8: Результаты моделирования триплета Ni XXVII K_α и Fe XXV K_β для приближающегося джета с $T_0 = 20$ кэВ в фазе, соответствующей $z_b = -0.078$. Верхняя панель - спектр, свернутый с модельной функцией отклика *ASTRO-H* для $\Theta = 0.02$ рад; средняя панель - спектр, свернутый с модельной функцией отклика *ASTRO-H* для $\Theta = 0.01$ рад; пунктир - $r_0 = 4 \times 10^{10}$ см, короткий штрих - $r_0 = 8 \times 10^{10}$ см, штрих-пунктир - $r_0 = 1.8 \times 10^{11}$ см, сплошная линия - профиль нерассеянной линии (одинаковый для всех r_0); нижняя панель - спектр, свернутый с модельной функцией отклика *ASTRO-H* для $\Theta = 0.003$ рад; пунктир - $n_{e0} = 1.6 \times 10^{15}$ см $^{-3}$, короткий штрих - $n_{e0} = 4 \times 10^{14}$ см $^{-3}$, штрих-пунктир - $n_{e0} = 1.0 \times 10^{14}$ см $^{-3}$, сплошная линия - профиль нерассеянной линии (одинаковый для всех n_{e0}).

Таблица 5.6: Анализ результатов моделирования триплета Ni XXVII K_α + Fe XXV K_β в разрешении *ASTRO-H* для приближающегося джета с $T_0 = 20$ кэВ в фазе, соответствующей $z_b = -0.078$. Ширины нерассеянных линий равны $W_0 = 30.3$ эВ при $\Theta = 0.01$ рад, $W_0 = 10.8$ эВ при $\Theta = 0.003$ рад, $W_0 = 7.65$ эВ при $\Theta = 0.0001$ рад.

	1- ζ (Ni)	1- ζ (Fe)	F(Ni)/F(Fe)	W, эВ
$r_0, 10^{11}$ см	$\Theta=0.01$ рад			
5.0	0.94	0.94	0.61	30.3
3.2	0.92	0.92	0.61	30.6
1.8	0.89	0.89	0.61	30.9
0.8	0.84	0.83	0.61	31.3
0.4	0.71	0.65	0.65	31.3
$n_{e0}, 10^{14}$ см $^{-3}$	$\Theta=0.003$ рад			
1	0.90	0.88	0.62	13.2
4	0.80	0.74	0.65	14.7
16	0.63	0.53	0.72	16.2
$n_{e0}, 10^{14}$ см $^{-3}$	$\Theta=0.0001$ рад			
1	0.87	0.83	0.64	11.2
4	0.77	0.68	0.70	12.6
16	0.60	0.48	0.77	14.1

S XV K_α

Общая картина, характерная для K_α -триплетов гелиеподобных ионов в низкоэнергетичной части спектра (прежде всего нас будут интересовать сера и кремний, см. Таблицу 5.2), отличается от аналогичной для высокоэнергетичных триплетов (например, железа) в нескольких направлениях. Во-первых, компоненты триплета имеют большую относительную спектральную разнесенность ($\Delta E/\Delta E_D$), в результате чего, перекрытие, а значит и взаимодействие, имеет место только для больших $\Theta \sim 0.02$ рад (см. Рисунок 5.9a). Тем не менее, мы приводим коэффициенты ослабления $1 - \zeta$ для всего триплета целиком (см. Таблицу 5.7). Во-вторых, $n_{e,crit} \propto Z^{13}$ оказывается порядка 10^{14} см^{-3} (точный расчет для соответствующего диапазона температур проведен при помощи Cloudy 08.00), поэтому для детального моделирования тонкой структуры триплетов необходимо учесть перераспределение интенсивностей запрещенной и интеркомбинационной линий в результате столкновительных возбуждений с 3S_1 (верхний уровень запрещенной компоненты) на $^3P_{0,1,2}$ (верхние уровни интеркомбинационных компонент) (Порке и др., 2010). Такое перераспределение описывается в терминах отношения их интенсивностей $R(n_e) = z/(x+y) = \frac{r_0}{1+n_e/n_{e,crit}(T)}$, где r_0 -величина этого отношения в пределе малой плотности (АРЕС), а зависимость $n_{e,crit}(T)$ получается фитированием результатов расчета Cloudy.

Поскольку в области наиболее ярких линий водородо- и гелиеподобных ионов серы и кремния *ASTRO-H* уступает *Chandra* HETGS по своим спектральным характеристикам, мы опускаем результаты анализа смоделированных спектров в разрешении *ASTRO-H*. При анализе в разрешении *Chandra* HEG (Рисунок 5.9a) мы, там где это возможно, использовали модель из трех гауссиан одинаковой ширины FWHM с фиксированными центроидами, но развязанными амплитудами $w, x+y, z$ для резонансной, интеркомбинационной и запрещенной компонент соответственно. Т.к. компоненты триплета имеют различные характеристики по отношению к эффектам рассеяния, можно ожидать заметное влияние этих эффектов на величину отношения $R=z/(x+y)$, а также отношения $G(T)=(z+x+y)/w$ суммарной интенсивности запрещенной и интеркомбинационной линий к интенсивности резонансной, которое используется для диагностики температуры плазмы (см., например, (Порке и др., 2010)). Учитывая важность этих отношений с точки зрения физической интерпретации наблюдательных данных, в сводной таблице результатов анализа мы приводим именно значения R и G (см. Таблицу 5.7).

В случае $\Theta = 0.02$ рад взаимодействие компонент триплета похоже на ситуацию с $K\alpha$ -триплета гелиеподобного железа при $\Theta = 0.01$ рад, осложненную, однако, перераспределением интенсивностей запрещенной и интеркомбинационной компонент. Поэтому мы не приводим результаты детального анализа для $\Theta = 0.02$ рад, имея в виду невозможность их ясной и однозначной интерпретации.

В случае $\Theta = 0.01$ рад, быстрое спадание $n_e \propto \xi^{-2}$ с ростом ξ приводит к тому, что несмотря на большую оптическую толщину джета по резонансному рассеянию в разрешенном компоненте триплета S XV (см. Рисунок 5.5), эффективная оптическая толщина по рассеянию на свободных электронах $\widehat{\tau}_T$ оказывается больше τ_{cr} для резонансных фотонов только при $r_0 = 4 \times 10^{10} \text{ см}$. Поэтому, общая картина идентична рассмотренной для $K\alpha$ -триплета Ni XXVII, т.е. влияние эффектов рассеяния невелико, отношения R и G , отличаются от своих нерассеянных значений R_0 и G_0 незначительно (см. Таблицу 5.7).

В случае квазицилиндрических моделей общая картина спектров соответствует аналогичной для $K\alpha$ -триплета Fe XXV (здесь n_e меняется слабо), в результате чего заметно меняются отношения R и G, а также эффективная ширина линий. Однако, даже при увеличении в 1.5-2 раза для $\Theta \leq 0.003$ рад ширина линий остается значительно меньше соответствующего значения при $\Theta = 0.01$ рад (в отличие от аналогичной ситуации для $K\alpha$ -триплета Fe XXV).

Si XIII K_α

Общая схема анализа и представления результатов для K_α -триплета гелиеподобного кремния совершенно идентична схеме, детально описанной для триплета серы в предыдущем подпункте. Поэтому, здесь мы опустим определения приводимых в Таблице 5.8 величин. Аналогично и интерпретация результатов анализа в точности совпадает с триплетом серы.

Важной отличительной чертой триплета кремния, тем не менее, является возможное влияние сателлитов на измеряемые характеристики (например, R и G). Подробное обсуждение этого вопроса мы отложим на пункт 5.5.3, пока же отметим, что диагностика параметров плазмы по отношениям R и G может быть сильно подвержена эффектам рассеяния. Так, увеличение этих отношений (см. Таблицы 5.7,5.8) в результате рассеяния относительно значений, соответствующих оптически тонкому приближению (Порке и др., 2010), должно приводить к занижению оценок концентрации и температуры по наблюдениям.

Учитывая отличное спектральное разрешение *Chandra* HETGS в этой области энергии, детальный анализ профилей линий с учетом рассмотренных эффектов способен дать определенную информацию о низкотемпературной части джета.

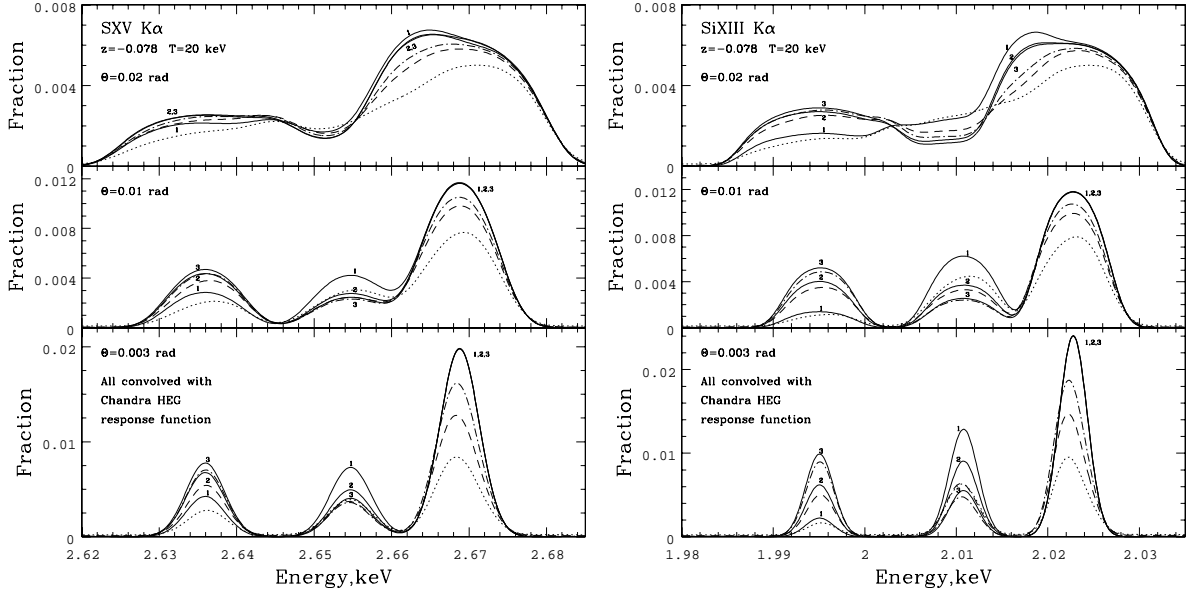


Рис. 5.9: Результаты моделирования триплета S XV K_α (a) и триплета Si XIII K_α (b) для приближающегося джета с $T_0 = 20$ кэВ в фазе, соответствующей $z_b = -0.078$. Верхняя панель - $\Theta = 0.02$ рад; спектр, свернутый с модельной функцией отклика *Chandra* HEG; пунктир - $r_0 = 4 \times 10^{10}$ см, короткий штрих - $r_0 = 8 \times 10^{10}$ см, штрих-пунктир - $r_0 = 1.8 \times 10^{11}$ см, сплошные линии 1,2,3- профиль нерассеянной линии для $r_0 = 4 \times 10^{10}$ см, $r_0 = 8 \times 10^{10}$ см и $r_0 = 1.8 \times 10^{11}$ см соответственно. Средняя панель - $\Theta = 0.01$ рад; - спектр, свернутый с модельной функцией отклика *Chandra* HEG; пунктир - $r_0 = 4 \times 10^{10}$ см, короткий штрих - $r_0 = 8 \times 10^{10}$ см, штрих-пунктир - $r_0 = 1.8 \times 10^{11}$ см, сплошные линии 1,2,3- профиль нерассеянной линии для $r_0 = 4 \times 10^{10}$ см и $r_0 = 8 \times 10^{10}$ см, $r_0 = 1.8 \times 10^{11}$ см соответственно. Нижняя панель - $\Theta = 0.003$ рад; спектр, свернутый с модельной функцией отклика *Chandra* HEG; пунктир - $n_{e0} = 1 \times 10^{14}$ см $^{-3}$, короткий штрих - $n_{e0} = 4 \times 10^{14}$ см $^{-3}$, штрих-пунктир - $n_{e0} = 1.6 \times 10^{15}$ см $^{-3}$, сплошные линии 1,2,3- профиль нерассеянной линии для $n_{e0} = 1.6 \times 10^{15}$ см $^{-3}$, $n_{e0} = 4 \times 10^{14}$ см $^{-3}$ и $n_{e0} = 1 \times 10^{14}$ см $^{-3}$ соответственно.

Таблица 5.7: Анализ результатов моделирования триплета S XV K α в разрешении *Chandra* для приближающегося джета с $T_0 = 20$ кэВ в фазе, соответствующей $z_b = -0.078$.

	1- ζ	R (R ₀)	G (G ₀)	W (W ₀) , эВ
$r_0, 10^{11}$ см	$\Theta = 0.01$ рад			
5.0	0.97	1.98 (1.92)	0.65 (0.64)	8.92 (8.77)
3.2	0.96	1.98 (1.92)	0.65 (0.64)	8.96 (8.77)
1.8	0.93	1.91 (1.92)	0.65 (0.64)	9.06 (8.77)
0.8	0.88	1.58 (1.62)	0.65 (0.64)	9.09 (8.77)
0.4	0.71	0.71 (0.73)	0.67 (0.64)	8.97 (8.77)
$n_{e0}, 10^{14}$ см ⁻³	$\Theta = 0.003$ рад			
1	0.90	1.87 (1.87)	0.64 (0.59)	3.57 (2.85)
4	0.75	1.39 (1.34)	0.69 (0.59)	3.83 (2.85)
16	0.55	0.66 (0.57)	0.76 (0.59)	4.16 (2.85)
$n_{e0}, 10^{14}$ см ⁻³	$\Theta = 0.0001$ рад			
1	0.80	1.75 (1.71)	0.71 (0.59)	2.93 (1.73)
4	0.65	1.26 (1.14)	0.81 (0.59)	3.25 (1.73)
16	0.46	0.62 (0.49)	0.90 (0.59)	3.52 (1.73)

Таблица 5.8: Анализ результатов моделирования триплета Si XIII K α в разрешении *Chandra* для приближающегося джета с $T_0 = 20$ кэВ в фазе, соответствующей $z_b = -0.078$.

	1- ζ	R (R ₀)	G (G ₀)	W (W ₀) , эВ
$r_0, 10^{11}$ см	$\Theta = 0.01$ рад			
5.0	0.98	2.33 (2.33)	0.720 (0.713)	6.90 (6.76)
3.2	0.96	2.25 (2.27)	0.716 (0.709)	6.92 (6.75)
1.8	0.94	1.95 (1.98)	0.709 (0.699)	6.91 (6.71)
0.8	0.89	1.09 (1.10)	0.706 (0.691)	6.93 (6.67)
0.4	0.72	0.26 (0.26)	0.708 (0.671)	6.68 (6.56)
$n_{e0}, 10^{14}$ см ⁻³	$\Theta = 0.003$ рад			
1	0.90	1.79 (1.76)	0.70 (0.64)	2.63 (2.08)
4	0.76	0.73 (0.67)	0.74 (0.64)	2.80 (2.08)
16	0.55	0.22 (0.17)	0.79 (0.64)	2.96 (2.08)
$n_{e0}, 10^{14}$ см ⁻³	$\Theta = 0.0001$ рад			
1	0.78	1.38 (1.24)	0.81 (0.63)	2.26 (1.15)
4	0.63	0.61 (0.48)	0.89 (0.63)	2.51 (1.15)
16	0.45	0.21 (0.14)	0.91 (0.63)	2.68 (1.15)

5.5.2 Широкие крылья линий

При большом количестве фотонов, покинувших линию в результате рассеяния на свободном электроне, образуются мощные широкие крылья линии. Форма таких крыльев хорошо описывается ядром однократного комптоновского рассеяния с учетом релятивистских поправок в случае изотропного поля излучения, определяемого уравнением (19) в (Сазонов & Сюняев, 2000). При этом, естественной нормировкой служит величина ζ , т.е. доля фотонов, покинувших линию, а единственным параметром при подгонке - эффективная температура рассеивающих электронов T_e . Эта температура отражает вклад различных частей джета в рассеянное излучение, а потому позволяет судить о профилях температуры и концентрации вдоль джета. Так, классу квазиadiaбатических моделей соответствуют в среднем более высокотемпературные фиты, нежели классу квазицилиндрических (см. Рисунок 5.10), что связано с быстрым спаданием концентрации на фоне медленного изменения температуры для первых и прямо противоположной ситуации для вторых.

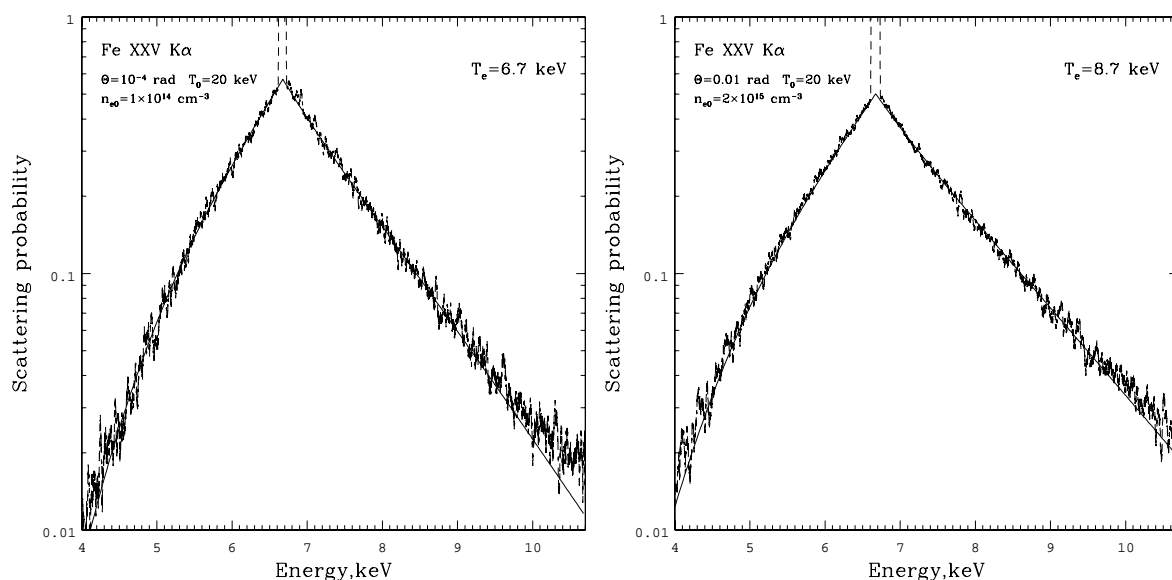


Рис. 5.10: Фитирование широких крыльев рассеянной линии Fe XXV K α в системе отсчета джета ядром однократного комптоновского рассеяния на электронах из (Сазонов & Сюняев, 2000) для одной из квазицилиндрических (верхняя панель) и одной из квазиadiaбатических (нижняя панель) моделей. По оси ординат - плотность вероятности распределения рассеянных фотонов по энергии для линии с центральной энергией $E_0 = 6.7$ кэВ и облака электронов с температурой T_e .

Характерной особенностью указанного ядра однократного комптоновского рассеяния является, во-первых, наличие каспа в области $E = E_0$ и, во-вторых, заметная асимметричность - “правое” (высокоэнергичное) крыло гораздо шире “левого” (низкоэнергичного). Кроме того, существует вероятность повторного рассеяния фотона на электроне, однако при $\widehat{\tau}_T \sim 0.1$ влияние повторных рассеяний

пренебрежимо мало, за исключением, быть может, дальних краев крыльев (см. Рисунок 5.10).

Учитывая то, что широкие крылья рассеянных линий, вообще говоря, **всегда** присутствуют в спектре (вопрос только в каких количествах), точное измерение их формы может быть использовано как универсальный (хотя и модельно-зависимый) инструмент для определения параметров джетов, доступный уже современным приборам. Безусловно, вклад крыльев соседних линий несколько усложняет задачу, но, в то же время, независимые измерения в высоко- и низкоэнергетических частях спектра могут позволить выявить те или иные локальные особенности в распределениях концентрации и температуры.

В то же время, нельзя забывать о том, что сам континуум также подвержен рассеянию внутри джета, что особенно важно для фотонов, оказавшихся в резонансе с электронными переходами в ионах. Тем не менее, моделирование с добавлением соответствующей широкой непрерывной компоненты показало, что для линий со значительной эквивалентной шириной, эффект “проседания” континуума под резонансными линиями сказывается лишь незначительным образом на наблюдаемых параметрах этих линий ($\lesssim 5\%$ для интенсивности). Детальное обсуждение влияния рассеяния на непрерывный спектр выходит за рамки настоящей работы, поэтому мы ограничимся здесь лишь сделанным замечанием и перейдем к рассмотрению ряда эффектов, оказывающих воздействие непосредственно на линии.

5.5.3 Влияние других эффектов

Помимо рассеяния внутри джета существует также ряд эффектов, способных оказывать влияние на наблюдательные характеристики линий (интенсивность, ширина и др.), а также на используемые для диагностики параметров плазмы отношения линий. В этом подпункте мы приводим оценки возможного влияния наличия сателлитов ярких линий, нутаций, а также фотоионизации и фотовозбуждения.

Сателлиты и перекрытие близких линий

С одной стороны, наличие сателлитов вблизи ярких линий несколько усложняет анализ и интерпретацию спектров, однако, с другой стороны, исследование параметров сателлитов (при условии адекватного спектрального разрешения измерительного прибора) является само по себе мощным инструментом диагностики параметров излучающей среды (см., например, (Порке и др., 2010)).

Для триплетов гелиеподобных ионов большая часть интенсивности сателлитов, интегрированной по всему джету, сосредоточена в примерно 25 линиях, расположенных внутри триплета, т.е. между запрещенной и резонансной линиями. При этом, относительная интенсивность сателлитов к резонансной линии несколько увеличивается с ростом заряда ядра иона Z . Так, в рассматриваемой модели джета для серы ($Z=16$) вклад сателлитов составляет около 12% интенсивности K_α -триплета гелиеподобного иона, а для такого же триплета железа ($Z=26$) - уже около 20%. В то же время, бывают случаи близости энергий ярких линий, соответствующих переходам в различных ионах одного и того же или разных элементов. Подобного рода ситуация имеет место, в частности, для запрещенной линии K_α -триплета гелиеподобного кремния, совпадающей с Lu_γ -дублетом Mg XII. В результате, меняется не только нормировка отношений R и G (см. пункт 5.5.1), но и сам вид температурной зависимости G(T) (см. Рисунок 5.11a).

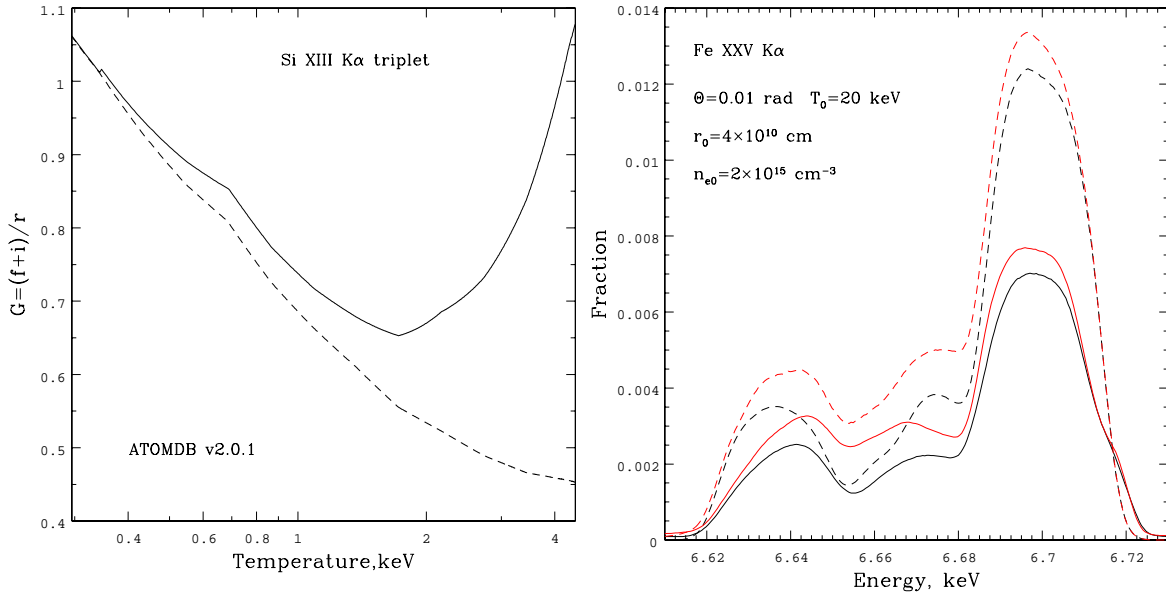


Рис. 5.11: **а.** Влияние Mg XII Ly γ на отношение $G=(f+i)/r$ в K_α -триплете Si XIII. Сплошной линией- с учетом Mg XII Ly γ , штриховой- без учета. Расчет произведен с помощью ATOMDB v2.0.1. **б.** Вклад спутников K_α -триплет Fe XXV в интенсивность излучения в области 6.7 кэВ. Штриховая линия - без учета рассеяния, сплошная - с учетом рассеяния. 1-с спутниками, 2- без спутников.

В случае внутренне широких линий разрешить спутники невозможно принципиально, однако их вклад в общую интенсивность бленды, а также ее ширину может быть весьма заметным. Так, для триплет гелиеподобного иона железа эффективное увеличение ширины W компонент бленды (определение W см. в п. 5.5.1) за счет вклада спутников оказывается $\Delta W \gtrsim 1$ эВ, т.е. $\gtrsim 5\%$ при $\Theta = 0.01$ рад (см. Рисунок 5.11b).

Нутации

Другим фактором, вносящим свой вклад в уширение наблюдаемых линий является нутация, а также, возможно, дрожание джетов (Кубота и др., 2010). Чтобы оценить величину нутационного уширения мы использовали модель эфемерид (Катц, 1987) с параметрами, найденными (Гис и др., 2002), определяющая z для каждого из джетов в произвольный момент времени. Влияние на ширину линий можно описать в терминах полного изменения Δz на некотором промежутке времени $(t_0, t_0 + t_{obs})$, малом по сравнению с периодом нутаций (равным 6.28 дня), где t_0 -время начала наблюдений, t_{obs} -полная их продолжительность. Так, для $t_{obs} = 20$ килосекунд, максимальное значение Δz равно примерно 0.0024, что хорошо согласуется с измеренной величиной максимальной нутационной переменчивости $dz/dt \approx 0.004$ за 0.33 дня (Фабрика, 2004). При этом, пока полное время наблюдений значительно меньше периода нутаций (6.28 дня) Δz скалируется линейно по t_{obs} с хорошей точностью. Изменение энергии E_0 центра линии из-за нутации можно оценить как $\delta E_0 = \frac{E_0}{(1+z)^2} \Delta z$. Тогда полная ширина линии с учетом

Таблица 5.9: Нутационное уширение линий Fe XXV (6.70 кэВ) и Si XIII (1.86 кэВ), для фаз, соответствующих наблюдениям Chandra, отчет по которым содержится в работах [1]-Маршалл и др. (2002), [2]-Намики и др. (2003), [3]-Лопез и др. (2006).

Отчет	z_b	t_{obs} , кс	Δz , 10^{-4}	δE_0 , эВ	
				Fe	Si
[1]	-0.078	32.0	5	8	2.2
[2]	0.046	21.3	9	11	3.1
[3]	0.014	25.7	10	13	3.6

нутации запишется как

$$FWHM_n \approx \sqrt{FWHM^2 + \frac{2 \ln 2}{3} \delta E_0^2}, \quad (5.27)$$

где FWHM - полная ширина без учета нутаций. Значения Δz и δE_0 для линий FeXXV(6.7 кэВ) и SiXIII (1.86 кэВ) “синего” джета для конкретных значений t_0 и t_{obs} , соответствующих наблюдениям рентгеновской обсерватории Chandra, приведены в Таблице 5.9.

Из связи (5.27) с учетом наблюдаемых величин ширин линий следует, что нутационное уширение может служить дополнительной ($\sim 5\%$) поправкой к полной ширине.

Фотоионизация и фотовозбуждение

Наше рассмотрение до сих пор было основано на предположении, что ионизация и возбуждение атомов в плазме джетов SS 433 происходят исключительно за счет столкновений с электронами, при этом влияние полей электромагнитного излучения, пронизывающих джеты, мало. Насколько справедливо это предположение?

Что касается собственного рентгеновского излучения джетов, то оно не должно оказывать значительного влияния на ионизационное равновесие горячей плазмы, так как джеты являются оптически тонкими для ионизирующего континуума. Однако, газ релятивистских струй SS 433 может испытывать облучение гораздо более мощным рентгеновским излучением, производимым внутри воронки толстого аккреционного диска, вблизи черной дыры (Фабрика, 2004). Действительно, если система SS 433 аналогична ультраярким рентгеновским источникам, наблюдаемым в близких галактиках (Робертс, 2007), только повернута к нам ребром, а не плоскостью аккреционного диска, то рентгеновская светимость, испускаемая внутри воронок, можно составлять $L_x \sim 10^{40}-10^{41}$ эрг/с (в пересчете на изотропный источник). Степень фотоионизации газа джетов в поле такого излучения будет определяться параметром ионизации $\xi = L/nr^2$, и, в зависимости от значений плотности n и расстояния до основания джета r , может достигать 10^3 и даже больших значений. В таком случае влияние фотоионизации на ионизационное равновесие в горячей плазме джетов может быть существенным (например, Колман & Маккрей (1982)). Однако, измерения спектрометра HETGS обсерватории Chandra (Маршалл и др., 2002) показали, что в разрешенных по энергии $K\alpha$ триплетах, в первую очередь Si XIII, доминирует разрешенная линия. Это означает, что столкновения преобладают над фотоионизацией в области формирования этих линий. Из того, что

параметр ионизации $\xi = L/nr^2$ не сильно меняется вдоль рентгеновского джета как для квазиadiaбатических, так и для квазицилиндрических моделей, следует преобладание столкновений над фотоионизацией при возбуждении уровней в атомах и более тяжелых элементов. Тем не менее, мы собираемся более детально рассмотреть вопрос о влиянии рентгеновского излучения внутренних областей аккреционного диска на ионизационные и излучательные свойства плазмы джетов SS 433 в будущей работе.

Сверхкритический аккреционный диск в SS 433 является также мощным источником ультрафиолетового излучения с характерной температурой ~ 50000 К и светимостью $\sim 10^{40}$ эрг/с (Долан и др., 1997), что также подтверждается наблюдениями радиотуманности W50, образованной воздействием струй SS 433 на межзвездную среду (Фабрика, 2004). Ультрафиолетовый фотон соответствующей энергии может возбудить электрон с верхнего уровня (3S) запрещенного перехода гелиеподобного иона на верхний уровень (3P) интеркомбинационного перехода (Порке и др., 2001). В сильном поле ультрафиолетового излучения этот эффект приводит к перераспределению потоков излучения в запрещенной и интеркомбинационной линии триплетов в пользу последней, т.е. к уменьшению отношения R , аналогично случаю большой плотности газа. Особенно, это касается более легких элементов. Результаты расчетов (Порке и др., 2001) (а также проведенных нами расчетов при помощи Cloudy) для поля чернотельного излучения с температурой 50000 К показывают, что эффект для триплета Si XIII должен быть значительным, даже принимая во внимание диллюцию излучения, связанную с тем, что излучение диска пронизывает джеты с некоторого расстояния и под некоторым углом. Поскольку в определении характерной температуры, а также геометрии источника ультрафиолетового излучения существует значительная неопределенность (Гис и др., 2002), мы ограничимся здесь лишь приведенным замечанием несколько качественного характера.

5.6 Сравнение с результатами наблюдений

В этой части мы хотели бы обсудить применение результатов моделирования к анализу и интерпретации спектров SS433, полученных обсерваторией *Chandra* в фазе наибольшего раскрытия диска в направлении наблюдателя (Маршалл и др., 2002). Средневзвешенная ширина линий в этих наблюдениях соответствовала сценарию баллистического течения с углом расхождения $\Theta = 0.^\circ 61 \pm 0.^\circ 03 \approx 0.01$ рад. По триpletу Si XIII K_α была получена оценка плотности джета $n_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в области формирования этой линии ($T \sim 1$ кэВ). Из оценки величины меры эмиссии компоненты с такой температурой в четырехтемпературной модели, удовлетворительно описывающей интенсивности линий, была получена оценка объема этой области, а, следовательно, и расстояние этой области от вершины конуса (в предположении конического течения с углом расхождения Θ). Используя оценки величины меры эмиссии других трех компонент и считая температурный профиль адиабатическим, были найдены соответствующие оценки местоположения и плотности этих компонент. В результате была получена картина, обеспечивающая удовлетворительное согласие с наблюдаемым спектром, но, в тоже время, не лишенная значительных недостатков. Далее мы хотели бы показать как изменяется эта картина с учетом рассмотренных нами эффектов рассеяния и др. (*ч. Результаты*). В связи с тем, что основными инструментами диагностики явля-

лись триплеты гелиеподобных ионов железа (Fe XXV K_α) и кремния (Si XIII K_α), мы подробно остановимся на сравнении измеренных характеристик этих линий с результатами наших расчетов.

Как уже отмечалось выше, спектрального разрешения *Chandra* HETGS ($\sim 200@6.7$ кэВ) недостаточно для исследования тонкой структуры триплета Fe XXV K_α (необходимо $\sim 300@6.7$ кэВ), поэтому при анализе наблюдаемого профиля предполагают некоторое фиксированное отношение компонент (f/r и i/r) (например, f/r=0.23 и i/r=0.28 в Намики и др. (2003)). Нижние панели Рис.5.12 показывают, насколько эти отношения подвержены эффектам рассеяния, что указывает на необходимость корректировки оценок ширины линии, полученных в рамках простой модели. Неразрешаемый триплет, с усиленными (по отношению к резонансной) запрещенной и интеркомбинационной компонентами может выглядеть как состоящий из более широких компонент с яркой резонансной линией, но со смещенным при этом центроидом. Имея ввиду уширение в результате рассеяния (правая верхняя панель Рис.5.12), а также дополнительные возможности уширения из *n*. *Влияние других эффектов ч. Результаты*, следует признать, что модели с $\Theta < 0.01$ рад допустимы с точки зрения наблюдений в высокоэнергетической части спектра. Кроме того, уменьшение интенсивности триплета (левая верхняя панель Рис.5.12) в результате эффектов рассеяния излучения означает необходимость существенной корректировки оценок меры эмиссии наиболее горячих частей джета по наблюдаемой интенсивности линий железа, а также оценок обилия тяжелых элементов по отношению наблюдаемых интенсивностей соответствующих линий. Таким образом, эффекты рассеяния существенным образом влияют на оценки параметров джетов (Θ, n_{e0}, r_0), полученные по характеристикам триплета Fe XXV K_α в наблюдениях *Chandra*.

В противоположность, замечательные спектральные характеристики приборов *Chandra* в низкоэнергетической области **позволяют** исследовать тонкую структуру триплета гелиеподобного кремния (и, в некоторой степени, триплета серы S XV K_α), но, одновременно, требуют для интерпретации наблюдаемых характеристик этих линий и более детальной проработки механизмов их формирования. Наблюдаемая ширина компонент триплета Si XIII K_α (FWHM ≈ 1900 км/с) соответствует величине угла раскрытия джета $\Theta \approx 0.015$ рад⁸, что делает интерпретацию ширины в рамках квазицилиндрических моделей, даже с учетом рассмотренных нами возможных эффектов уширения, весьма проблематичной (правая верхняя панель Рис.5.13). Таким образом, модели с $\Theta \geq 0.01$ рад гораздо более предпочтительны. Однако, даже в этом случае интенсивность триплета Si XIII K_α существенно уменьшается в результате рассеяний (левая верхняя панель Рис.5.13), что означает необходимость существенной корректировки оценок меры эмиссии области джета с $T \sim 1$ кэВ, хотя и несколько менее значительной чем в случае более горячей области у основания джета.

На Рис.5.13 (нижние панели) приводятся величины отношений R и G для триплета кремния, полученные в наших расчетах с учетом влияния эффектов рассеяния, а также вклада дублета Mg XII Ly_γ , энергия которого почти совпадает с энергией запрещенной линии кремния (см. также п. 5.3.1). Эти результаты расчетов сравниваются с величинами (доверительные интервалы) R и G, измеренными

⁸Стоит отметить, что в (Маршалл и др., 2002) средневзвешенная ширина FWHM ≈ 1710 км/с, измеренная по всем линиям, соответствует углу расхождения $\Theta \approx 0.^\circ 77 \approx 0.014$ рад (легко видеть из формул (3),(4) этой работы), в то время как авторы приводят значение $\Theta \approx 0.^\circ 61 \approx 0.01$ рад.

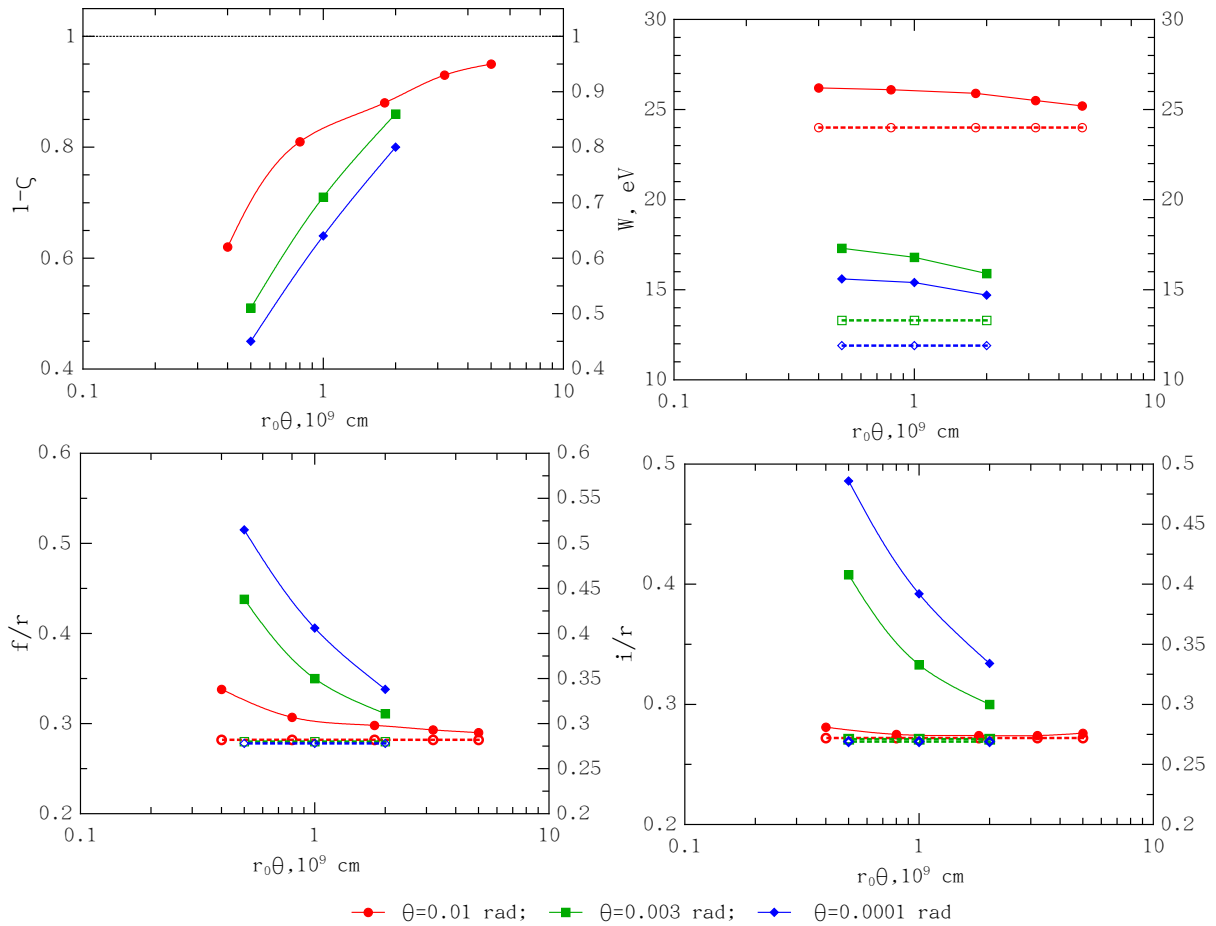


Рис. 5.12: Обзор анализа результатов моделирования триплета Fe XXV K_α в разрешении *Chandra* НЕГ для приближающегося джета с $T_0 = 20$ кэВ в фазе наибольшего раскрытия диска в направлении наблюдателя. Штриховые линии (с соответствующими открытыми символами) отвечают характеристикам нерассеянных линий.

в (Маршалл и др., 2002): $R = 1.18 \pm 0.26$ и $G = 0.92 \pm 0.13$. В результате сравнения можно сделать следующие выводы. Во-первых, измеренное значение G согласуется с большинством рассмотренных квазиadiaбатических и квазицилиндрических моделей джета. Во-вторых, измеренная величина отношения R указывает на $r_0\Theta \sim 10^9$ см, что, вместе с полученной по уширению линий оценкой $\Theta \simeq 0.01$ рад, дает $r_0 \sim 10^{11}$ см. Это согласуется с оценками в (Медведев и Фабрика, 2010), однако заметно превосходит значение, полученное авторами в (Маршалл и др., 2002)- $r_0 \sim 2 \times 10^{10}$ см, и, в тоже время, меньше значения $r_0 \sim 10^{12}$ см, найденного по затмению джетов оптическим компаньоном Филиппова и др. (2006).

Представленное сравнение результатов численных расчетов с опубликованными результатами наблюдений (Маршалл и др., 2002) носит скорее качественный, чем количественный характер. Для формулирования более надежных выводов, очевидно, требуется сравнение спектральных предсказаний нашей модели рассеяния излучения в джетах SS 433 непосредственно с данными спектрометра HETGS обсерватории *Chandra* (Маршалл и др., 2002). Это, однако, выходит за рамки настоящей работы.

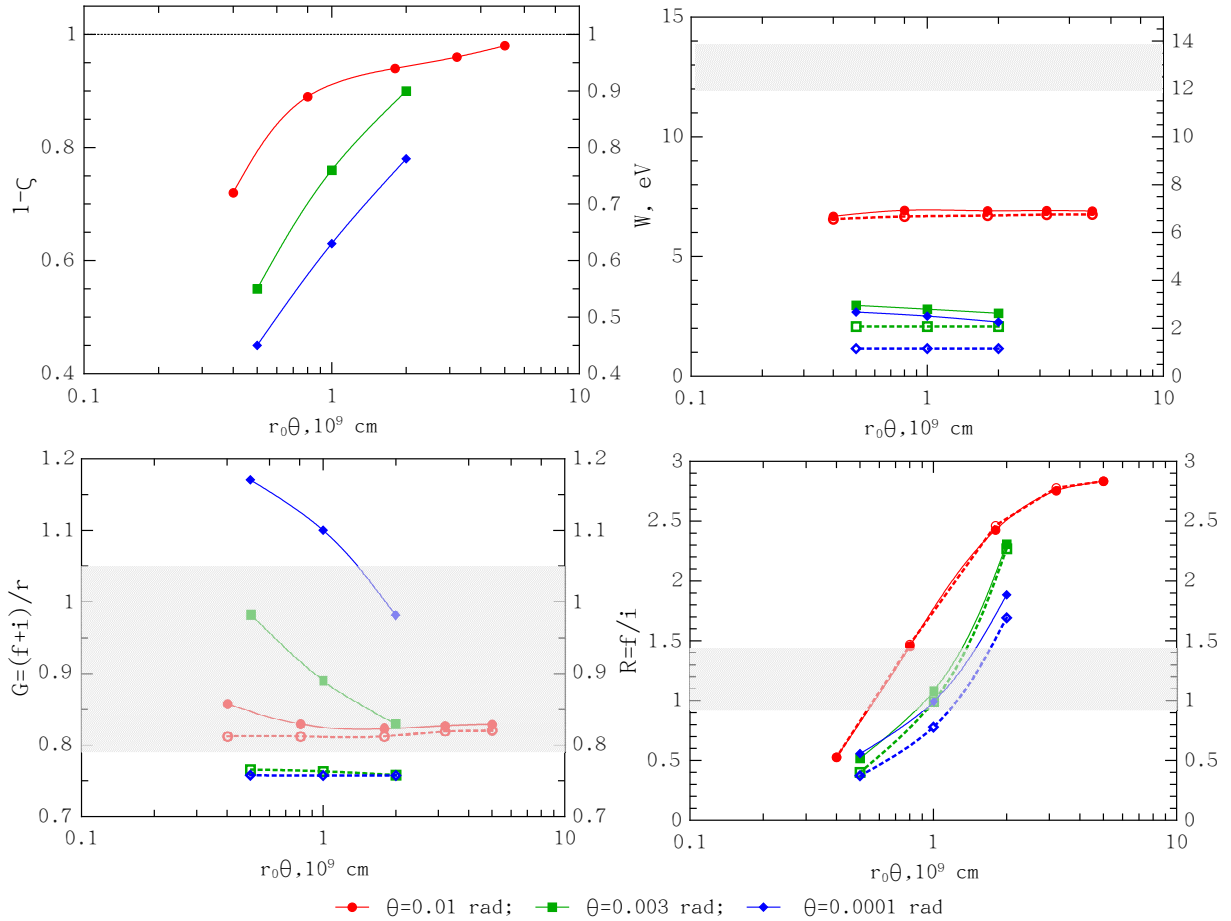


Рис. 5.13: Обзор анализа результатов моделирования триплета Si XIII K_α в разрешении *Chandra* НЕГ для приближающегося джета с $T_0 = 20$ кэВ в фазе наибольшего раскрытия диска в направлении наблюдателя. Штриховые линии (с соответствующими открытыми символами) отвечают характеристикам нерассеянных линий. Отношения R и G приводятся с учетом вклада дублета Mg XII Ly_γ . Заштрихованные области соответствуют значениям R и G , измеренным в наблюдениях обсерватории *Chandra* (Маршалл и др., 2002)

5.7 Выводы

Попытаемся кратко изложить основные выводы проведенного исследования:

1. Эффект уменьшения интенсивности линий за счет рассеяния внутри джета оказывается весьма заметным, однако по величине он не превосходит 60% на всей сетке параметров. Таким образом, объяснение таких аномалий как избыток излучения в области триплета гелиеподобного никеля только в терминах эффектов рассеяния затруднительно, однако некоторое снятие остроты проблемы вполне возможно. В тоже время, точная диагностика параметров плазмы джетов по отношениям интенсивностей линий оказывается невозможна без учета эффектов рассеяния, т.к. вносимый сдвиг может приводить к значительным систематическим ошибкам.

2. Рассеяние внутри джетов, вместе с нутационным движением и вкладом сателлитов, приводят к заметному дополнительному уширению линий, что может приводить к завышенным оценкам величины угла расхождения Θ по ширине линий в наблюдениях рентгеновской обсерватории *Chandra*. Как следствие, допустимыми остаются модели с $\Theta \sim 0.005 - 0.01$ рад. В этой связи стоит отметить, что возможно в действительности реализуется более сложный сценарий неконического релятивистского течения (например, продолжающаяся коллимация (Намики и др., 2003)), который, в некотором приближении, можно описать изменением величины Θ вдоль джета.

3. В области наиболее ярких линий должны присутствовать широкие крылья рассеянного излучения, определенным образом искажая форму непрерывного спектра. Величина такого искажения оказывается порядка (или даже больше) вклада рекомбинационной и двухфотонной компонент. В качестве иллюстрации мы приводим синтетический широкополосный спектр приближающегося джета в фазе, соответствующей наблюдениям SS433 рентгеновской обсерваторией *Chandra* в 1999 году (Маршалл и др., 2002), на расстоянии 5 Кпк (Рисунок 5.14). Измерение точной формы рассеянной компоненты способно дать дополнительную информацию о распределении концентрации и температурном профиле вдоль джета.

4. Тонкая структура линий очень чувствительна к эффектам рассеяния (особенно в случае дублетов и триплетов), что делает ее исследование мощным инструментом диагностики параметров джетов - плотности излучающей области (а следовательно и ее размера), а также величины угла расхождения Θ . Рентгеновские обсерватории нового поколения (в первую очередь, *ASTRO-H*), оснащенные спектральными приборами с разрешением в несколько эВ (микрокалориметры), позволят быстро (за время экспозиции в 10 килосекунд *ASTRO-H* сможет собрать ~ 600 фотонов линии Fe XXV (6.7 кэВ), а следовательно и ~ 60 фотонов широких крыльев) получить детальное представление о механизмах формирования рентгеновских линий в спектре джетов SS433.

В качестве завершающей ремарки мы отмечаем, что данная работа послужила основой для создания общедоступной спектральной модели⁹ теплового рентгеновского излучения релятивистских джетов, единообразно охватывающей широкий диапазон входных параметров задачи (Хабибуллин, Медведев и Сазонов, 2015, на рассмотрении в журнале *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*). Достигаемая общность, однако, является следствием отказа от рассмотрения переноса излучения (в том числе в линиях), и поэтому представленные в данной работе

⁹<http://hea.iki.rssi.ru/~ildar/bjet/>

расчеты хорошо дополняют новую модель в плане предсказания детальных характеристик линий излучения и близлежащего континуума.

При этом, данная модель может быть использована не только для первоначального анализа данных рентгеновской спектроскопии высокого разрешения SS 433, но также и для поиска компонент, связанных с излучением барионных джетов, в спектрах Галактических рентгеновских двойных (например, 4U 1630-47, Диас Триго и др. (2013)), ультраярких рентгеновских источников (например, Holmberg II X-1, Уолтон и др. (2015)), а также потенциального аналога SS 433 в галактике NGC 7793 (S26, Сориа и др. (2010)).

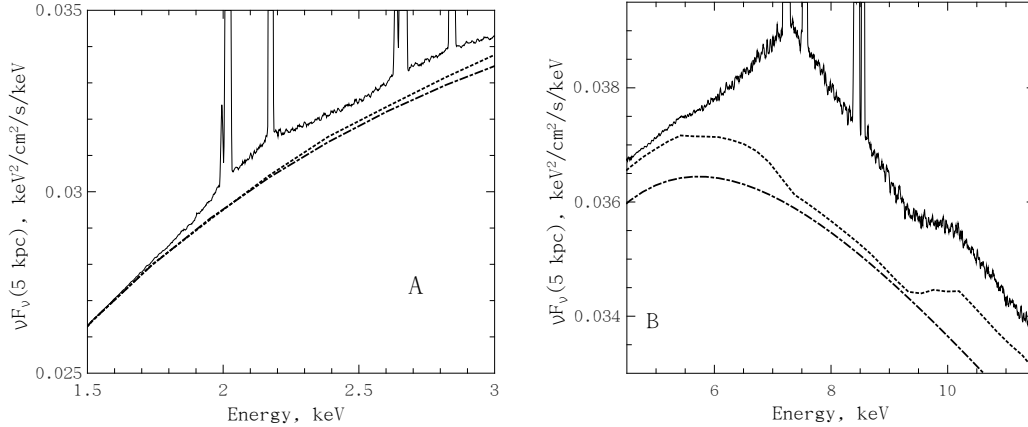
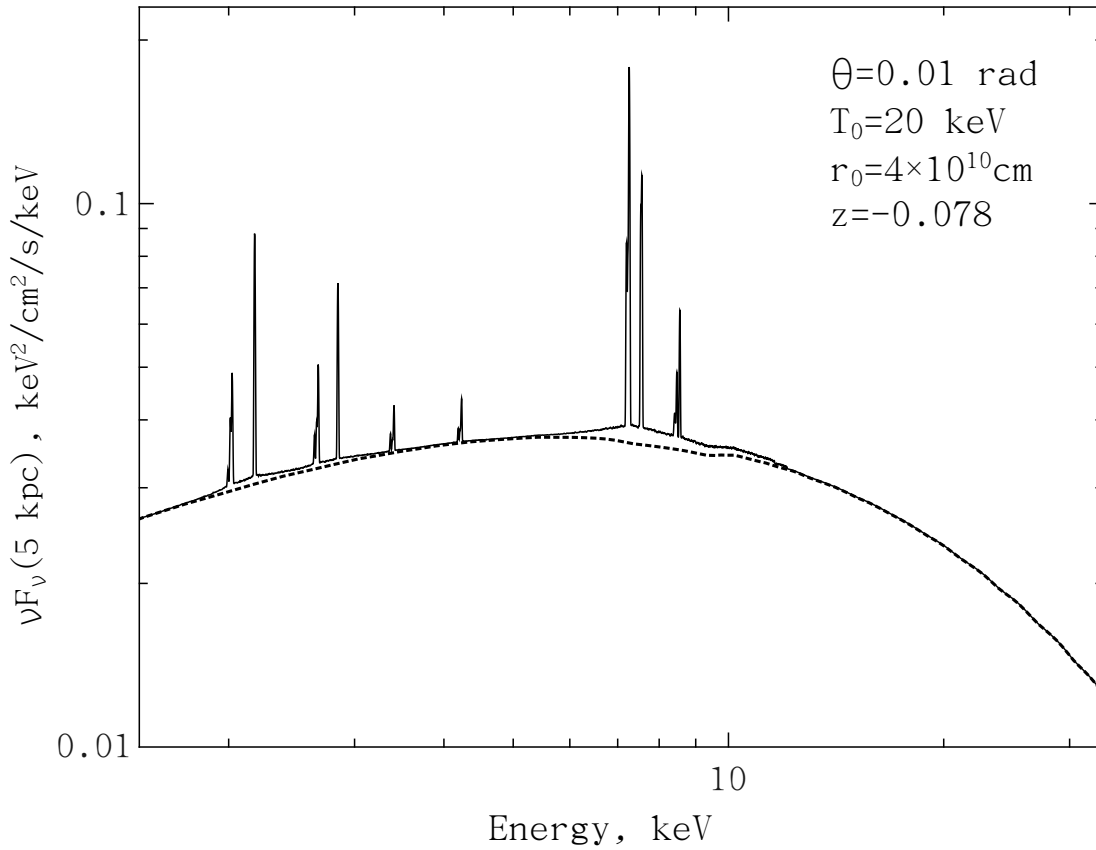


Рис. 5.14: **Сверху.** Широкополосный смоделированный синтетический спектр (сплошной линией) приближающегося джета ($z=-0.078$) на расстоянии 5 Кпк. Расчет непрерывного излучения (штриховая линия) произведен при помощи ATOMDB v.2.0.1 (модель NoLine). Включены все линии из Таблицы 5.1 с учетом их рассеяния внутри джета, но без учета вклада сателлитов. **Снизу.** Увеличенные фрагменты широкополосного спектра в низкоэнергетической (А) и высокоэнергетической (В) областях. Штрих-пунктирной линией показан вклад тормозного излучения (модель brems в XSPEC v12.6.0). Разница тормозного и NoLine-континуума обусловлена наличием рекомбинационной и двухфотонной компонент.

Литература

- Борисов & Фабрика (Borisov N. V., Fabrika S. N.), 1987, SvAL, 13, 200
- Бринкманн и др. (Brinkmann, W., Kotani, T. & Kawai, N.) 2005, A & A, 431, 575
- Галло и др. (Gallo E., Fender R., Kaiser C., Russell D., Morganti R., Oosterloo T., Heinz S.), 2005, Natur, 436, 819
- Гамильтон (Hamilton, D. R.) 1947, ApJ, 106, 457
- Гис и др. (Gies, D. R., Huang, W., & McSwain, M. V.) 2002, ApJ, 578, L67
- Данн, Фэбиан & Тэйлор (Dunn R. J. H., Fabian A. C., Taylor G. B.), 2005, MNRAS, 364, 1343
- Диаз Триго и др. (Díaz Trigo M., Miller-Jones J. C. A., Migliari S., Broderick J. W., Tzioumis T.), 2013, Natur, 504, 260
- Долан и др. (Dolan J. F., Boyd P. T., Fabrika S., et al.) A & A 3276481997
- Журавлева и др. (Zhuravleva, I. V., Churazov, E. M., Sazonov, S. Yu., Sunyaev, R. A., Forman W., Dolag K.) 2010, MNRAS, 403, 129
- Катц (Katz J. I.) 1987, ApJ, 317, 264
- Колман & Маккрей (Kallman, T. R. & McCray, R.), 1982, ApJS, 50, 263
- Котани и др. (Kotani, T., Kawai, N., Matsuoka, M., & Brinkmann, W.), 1996, PASJ, 48, 619
- Кубота и др. (Kubota, K., Ueda, Yo., Kawai, N., Kotani, T., Namiki, M., Kinugasa, K., Ozaki, S., Iijima, T., Fabrika, S.), 2010, PASJ, 62, 323
- Лоддерс (Lodders, K.), 2003, Astrophys. J., 691, 1220
- Лопез и др. (Lopez, L. A., Marshall, H. L., Canizares, C. R., Schulz, N. S., Kane, J. F.), 2006, ApJ, 650, 338
- Маршалл и др. (Marshall, H. L., Canizares, C. R. & Schulz, N. S.), 2002, ApJ, 564, 941
- Меве, Шривер (Mewe, R., Schrijver, J.), 1978, AAP, 65, 99
- Медведев, Фабрика (Medvedev, A., Fabrika, S.), 2010, MNRAS, 402, 479

- Намики и др. (Namiki M., Kawai N., Kotani T. & Makishima K.), 2003, PASJ, 55, 281
- Поздняков и др. (Pozdnyakov, L. A., Sobol, I. M., Sunyaev, R. A.), 1983, ASPRv, 2, 189
- Порке, Дубо (Porquet, D., Dubau, J.), 2000, AAR, 143, 495
- Порке и др. (Porquet, D., Mewe, R., Dubau, J., Raassen, A. J. J., & Kaastra, J. S.), 2001, A & A , 376, 1113
- Порке и др. (Porquet, D., Dubau, J., Grosso, N.), 2010, SSR., 157, 103
- Робертс (Roberts, T. P.), 2007, Ap & SS, 311, 203
- Сазонов & Сюняев (Sazonov, S. Yu., Sunyaev, R. A.) 2000, ApJ, 543, 28
- Сазонов и др. (Sazonov, S. Yu., Churazov, E. M., Sunyaev, R. A.), 2002, MNRAS, 333, 191
- Смит и др. (Smith, R. K., Brickhouse, N. S., Liedahl, D. A., Raymond, J. C.), 2001, ApJ, 556, L91
- Соболь, И.М. 1973, Численные методы Монте-Карло (М.: Наука), 221
- Сория и др. (Soria R., Pakull M. W., Broderick J. W., Corbel S., Motch C.), 2010, MNRAS, 409, 541
- Такахашаи и др. (Takahashi, T., Mitsuda, K., Kelley, R. et al.), 2010, SPIE, 7732, 27
- Уолтон и др. (Walton D. J., et al.), 2015, arXiv, arXiv:1504.00023
- Уоррэлл (Worrall D. M.), 2009, A&ARv, 17, 1
- Фабрика (Fabrika S.), 2004, ASPRv, 12, 1
- Фендер (Fender R.), 2006, AIPC, 856, 23
- Фендер & Галло (Fender R., Gallo E.), 2014, SSRv, 183, 323
- Ферланд и др. (Ferland G. J., Korista K. T., Verner D. A., Ferguson J. W., Kingdon J. B., Verner E. M.), 1998, PASP, 110, 761
- Филиппова и др. (Filippova, E., Revnivtsev, M., Fabrika, S., Postnov, K. & Seifina, E.), 2006, A& A 460, 125-131
- Черепашук и др. (Cherepashchuk A. M., Sunyaev R. A., Fabrika S. N., Postnov K. A., Molkov S. V., Barsukova E. A., Antokhina E. A., Irmambetova T. R., Panchenko I. E., Seifina E. V., Shakura N. I., Timokhin A. N., Bikmaev I. F., Sakhibullin N. A., Aslan Z., Khamitov I., Pramsky A. G., Sholukhova O., Gnedin Yu. N., Arkharov A. A., Larionov V. M.), A & A4375612005
- Черепашук и др. (Cherepashchuk A. M., Sunyaev R. A., Postnov K. A., Antokhina E. A., Molkov S. V.), 2009, MNRAS, 397, 479
- Шакура & Сюняев (Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A.) 1973, A&A, 24, 337

Глава 6

Заключение

6.1 Основные положения, выносимые на защиту

- Разработана методика обнаружения и идентификации послесвечений гамма-всплесков в ходе обзора всего неба телескопом *eROSITA* обсерватории Спектр-РГ, основанная на поиске источников со степенной формой спада яркости на масштабе одного дня.
- Найдено, что ожидаемый темп детектирования для “слепого” поиска послесвечений длинных гамма-всплесков составляет 4–8 событий в год в зависимости от предполагаемой формы $\log N$ – $\log S$ распределения гамма-всплесков в области потоков ниже порога детектирования современных гамма-мониторов, а следовательно в конце обзора будет получена первая несмещенная в сторону гамма-ярких событий выборка рентгеновских послесвечений. Темп детектирования послесвечений с заранее известным приблизительным положением по зарегистрированному гамма-мониторами триггеру оценен на уровне нескольких десятков событий в год.
- Разработана методика обнаружения и идентификации вспышек излучения в результате приливного разрушения звезд центральными сверхмассивными черными дырами (СМЧД) галактик, основанная на поиске источников с мягким спектром и очень большой амплитудой переменности на масштабе одного года, измеряемой путем сравнения яркости источника в последовательных полугодовых снимках неба в ходе обзора *eROSITA*.
- Найдено, что уникальная выборка размером от нескольких сотен до нескольких тысяч кандидатов будет получена по окончании обзора, что позволит с большой точностью измерить частоту таких событий в локальной Вселенной (до $z \sim 0.15$), а также исследовать статистические свойства СМЧД их родительских галактик, т.к. показано, что эффективность детектирования слабо зависит от массы СМЧД в диапазоне от $\sim 10^6$ до $\sim 10^7 M_{\odot}$. Темп детектирования событий приливного разрушения с релятивистскими джетами в ходе обзора *eROSITA* ожидается (со значительной неопределенностью) на уровне одного детектирования в каждом из восьми снимков неба *eROSITA* с возможностью обнаружения вплоть до $z \sim 4$.

- В результате проведенного систематического поиска событий приливного разрушения среди ярких источников, зарегистрированных в ходе обзора всего неба обсерватории *ROSAT* и оказавшихся в полях наблюдений обсерватории *XMM-Newton*, было найдено четыре источника с различной степенью вероятности ассоциации с такими событиями. Получена оценка средней частоты событий приливного разрушения в исследованном объеме Вселенной (до $z \sim 0.18$) на уровне $R \sim 3 \times 10^{-5}$ событий на галактику.
- В результате детального Монте-Карло моделирования излучения в линиях стандартного рентгеновского диапазона барионных релятивистских джетов сверхкритического аккректора SS 433 было найдено, что рассеяние внутри джетов, вместе с нутационным движением и вкладом линий-спутников, приводит к заметному дополнительному уширению линий, а следовательно и к завышенным оценкам величины угла раскрытия джетов по ширине рентгеновских линий. Показано, что эффект уменьшения интенсивности линий за счет рассеяния внутри джета не превосходит 60%, а значит, объяснение таких аномалий как избыточная относительная яркость линий никеля только в терминах эффектов рассеяния затруднительно.
- Получены предсказания для тонкой структуры линий в широком диапазоне параметров джета, имея ввиду характеристики рентгеновского микрокалориметра планируемой к запуску в 2016 году обсерватории *ASTRO-H*. Помимо этого, предсказано искажение формы непрерывного спектра вблизи ярких линий за счет вклада рассеянного излучения, который оказывается сравнимым (или даже больше) вклада рекомбинационной и двухфотонной компонент.

6.2 Список публикаций по теме диссертации

1. *X-ray line formation in the spectrum of SS 433*
Khabibullin I., Sazonov S., 2012, *Astronomy Letters*, 38, 443
(*Формирование рентгеновских линий в спектре SS 433*,
Хабибуллин И., Сазонов С., 2012,
Письма в *Астрономический Журнал*, 38, 503)
2. *SRG/eROSITA prospects for the detection of GRB afterglows*
Khabibullin I., Sazonov S., Sunyaev R., 2012,
MNRAS, 426, 1819
3. *SRG/eROSITA prospects for the detection of stellar tidal disruption flares*
Khabibullin I., Sazonov S., Sunyaev R., 2014,
MNRAS, 437, 327
4. *Stellar tidal disruption candidates found by cross-correlating
the ROSAT Bright Source Catalogue and XMM-Newton observations*
Khabibullin I., Sazonov S., 2014, *MNRAS*, 444, 1041

Апробация работы

Основные результаты диссертации были представлены на конференциях:

1. Международная конференция *First eROSITA/SRG International Conference*, Гармиш-Партенкирхен, Германия, 17-20 октября 2011 г.
2. Всероссийская конференция “*Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра*” - ИКИ РАН, Москва, 24-27 декабря 2011 г.
3. IX Конференция молодых ученых “*Фундаментальные и прикладные космические исследования*” - ИКИ РАН, Москва, 12-13 апреля 2012 г.
4. Международная конференция *40th COSPAR Scientific Assembly*, Майсор, Индия, 14-22 июня, 2012 г.
5. Международная конференция *Second eROSITA/SRG international conference*, Казань, 4-7 сентября 2012 г.
6. Всероссийская конференция “*Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра*” - ИКИ РАН, Москва, 24-27 декабря 2012 г.
7. X Конференция молодых ученых “*Фундаментальные и прикладные космические исследования*” - ИКИ РАН, Москва, 3-5 апреля 2013 г.
8. Всероссийская астрономическая конференция “*Многоликая Вселенная*” (ВАК-2013) - Санкт-Петербург, 23-27 сентября 2013 г.
9. Всероссийская конференция “*Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра*” - ИКИ РАН, Москва, 23-26 декабря 2013 г.
10. XI Конференция молодых ученых “*Фундаментальные и прикладные космические исследования*”, ИКИ РАН, Москва, 9-11 апреля 2014 г.
11. Международная конференция *Cosmology and relativistic astrophysics, Zeldovich-100*, ИКИ РАН, Москва, 16-20 июня 2014 г.
12. Всероссийская конференция “*Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра*”, ИКИ РАН, Москва, 22-25 декабря 2014 г.
13. XII Конференция молодых ученых “*Фундаментальные и прикладные космические исследования*” - ИКИ РАН, Москва, 13-15 апреля 2015 г.

Личный вклад автора

По теме диссертации опубликовано 4 работы в рецензируемых научных изданиях, определяющую роль в подготовке и написании которых сыграл автор диссертации, в том числе в плане выполнения аналитических расчетов, численного моделирования, кросс-корреляции каталогов и обработки данных, а также интерпретации полученных результатов и обсуждения перспектив. Некоторые идеи методик идентификации были предложены Р.А. Сюняевым и С.Ю. Сазоновым. Часть программного кода по Монте-Карло моделированию переноса излучения была предоставлена С.Ю. Сазоновым, Е.М. Чуразовым и И.В. Журавлевой.