

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Буренин Родион Анатольевич

ИССЛЕДОВАНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ
ПО ДАННЫМ ТЕЛЕСКОПА СИГМА ОБСЕРВАТОРИИ «ГРАНАТ».
ПОИСК ДАЛЕКИХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК.

01.03.02 Астрофизика и радиоастрономия

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физ.-мат. наук О. В. Терехов

Москва
2000

Хочу выразить благодарность моему научному руководителю Олегу Викторовичу Терехову. Кроме того, хотелось бы поблагодарить всех, кто все это время оказывал мне поддержку и помогал в работе и, самое главное, — моего друга и учителя Алексея Александровича Вихлинина.

Диссертация является результатом работы в Отделе астрофизики высоких энергий Института космических исследований РАН. Автор благодарен коллективу отдела и его руководителю, академику Рашиду Алиевичу Сюняеву, за предоставленную возможность заниматься интересной и красивой наукой в таком прекрасном научном коллективе, общаясь со многими замечательными людьми, составляющими научную школу отдела.

Оглавление

Введение	5
I Наблюдения космических гамма-всплесков телескопом СИГМА обсерватории «Гранат»	9
1 Описание телескопа СИГМА	11
2 Наблюдения космических гамма-всплесков основным детектором телескопа	17
2.1 Наблюдения	17
2.2 Результаты наблюдений	20
3 Наблюдения гамма-всплесков активной защитой	29
3.1 Наблюдения	29
3.2 Результаты наблюдений	31
Список литературы к первой части	34
II Ранние послесвечения гамма-всплесков	37
4 Поиск ранних послесвечений гамма-всплесков по данным телескопа СИГМА	43
4.1 Наблюдение раннего послесвечения всплеска 920723	43
4.1.1 Наблюдение	43
4.1.2 Обработка и результаты наблюдения	44
4.1.3 Обсуждение	53
4.2 Поиск ранних послесвечений других всплесков	55
4.3 Заключение	57
5 Ранние послесвечения коротких гамма-всплесков	59
5.1 Интенсивность послесвечения	59
5.2 Короткие всплески	61
5.3 Поиск послесвечений	62
5.4 Результаты	69
Список литературы ко второй части	72

III Поиск далеких скоплений галактик	75
6 Новый обзор ярких рентгеновских скоплений галактик	77
6.1 Используемые данные	79
6.2 Метод регистрации протяженных источников	81
6.3 Оптическая идентификация протяженных источников	82
6.4 Калибровка метода регистрации скоплений	85
6.5 Площадь обзора и кривая подсчетов	89
6.6 Эволюция радиусов скоплений	92
6.7 Заключение	96
Список литературы к третьей части	99

Введение

Космические гамма-всплески были открыты в начале 70-х годов при помощи детекторов, установленных на американских спутниках серии VELA. Открытие было почти сразу же подтверждено измерениями на борту советского спутника КОСМОС-461. Они представляют собой кратковременные (0.1 – 100 с) и яркие (гораздо выше суммарной яркости всего остального неба в мягком гамма-диапазоне) вспышки гамма-излучения, имеющие сложную временную структуру и нетепловой спектр. Несмотря на большие усилия, затраченные на наблюдения этого явления, более 20 лет его природа оставалась совершенно загадочной. Не был известен даже масштаб расстояний до их источников.

Положение дел изменилось коренным образом, когда с совершенствованием техники наблюдений были открыты послесвечения гамма-всплесков в рентгеновском, оптическом и радио диапазонах, на временных масштабах от дней до месяцев и больше. При помощи оптических наблюдений было установлено, что источники существенной части гамма-всплесков находятся на космологических расстояниях, соответствующих красным смещениям $z \sim 1$. При этом в момент всплеска только в виде мягких гамма-квантов выделяется огромная энергия — $10^{52} - 3 \cdot 10^{54}$ эрг, если источник излучает изотропно, что уже может быть больше $\sim M_{\odot}c^2$ и более чем в 10 раз может превышать энергию связи нейтронной звезды.

Важной особенностью временных историй гамма-всплесков является переменность потока излучения на малых временных масштабах $\delta t \lesssim 1$ мс, которая дает верхний предел на размер области излучения $c\delta t \lesssim 300$ км, если источник покоится. Плотность энергии, которая соответствует этой оценке и наблюдаемому энерговыделению, могла осуществляться только меньше чем через несколько секунд после Большого взрыва. Уже одно это объясняет большой исследовательский интерес, который вызывает явление гамма-всплесков.

Если бы такое огромное количество излучения с большим количеством жестких фотонов $h\nu > 511$ кэВ было бы действительно сосредоточено в таком маленьком объеме, то в нем должны были бы родиться электрон-позитронные пары, которые сделали бы этот «огненный шар» оптически толстым. Из-за давления излучения огненный шар должен был бы начать расширяться с релятивистской скоростью и излучение смогло бы выйти из него только после аннигиляции электрон-позитронной плазмы. При этом, спектр этого излучения должен был бы быть тепловым, что противоречит наблюдениям. Эта «проблема компактно-

сти» может быть решена, если источник движется в направлении наблюдателя с ультрарелятивистской скоростью. В этом случае оценка размера излучающей области должна быть увеличена в γ^2 раз, и энергия излучаемых фотонов в системе покоя источника должна быть меньше на множитель γ . Поэтому, на самом деле, количество электрон-позитронных пар в излучающей области может быть меньше и при $\gamma \approx 10^2 - 10^3$ она может быть оптически тонкой.

Наиболее популярной в настоящее время является модель релятивистского огненного шара, в которой кинетическая энергия релятивистского потока вещества переходит в энергию гамма-фотонов посредством синхротронного излучения электронов, ускоренных в ударных волнах, образующихся при взаимодействии различных частей потока между собой, а также при его взаимодействии с межзвездной средой. Эта модель успешно объясняет степенные кривые блеска и спектры послесвечений гамма-всплесков, наблюдаемых в рентгеновском и оптическом диапазонах. Для проверки этой модели и для ограничения ее параметров требуются дальнейшие наблюдения. Особый интерес представляют наблюдения послесвечений всплесков на ранней стадии, сразу после основного события, когда скорость релятивистского потока и температура вещества максимальны. В частности, максимум послесвечения в рентгеновском и мягком гамма-диапазонах соответствует моменту времени, когда поток начинает тормозиться в результате взаимодействия с межзвездной средой. Поэтому наблюдение максимума послесвечения дает возможность оценить начальный гамма-фактор потока, чего нельзя сделать при наблюдениях послесвечений через большой промежуток времени после всплесков.

Наблюдениям гамма-всплесков и их послесвечений на этой ранней стадии посвящены первые две части диссертации. В первой части диссертации описываются наблюдения космических гамма-всплесков, выполненные при помощи телескопа СИГМА на борту орбитальной обсерватории «Гранат». Несмотря на то, что основной задачей этого инструмента было наблюдение долговременных источников жесткого рентгеновского и мягкого гамма-излучения, с его помощью он можно наблюдать также и космические гамма-всплески. При этом, в основном поле зрения его чувствительность очень высока. Ранее это было использовано для того, чтобы установить важные ограничения на расстояния до источников всплесков в случае их галактического происхождения. Другое важное преимущество телескопа при наблюдениях гамма-всплесков — в высокой степени стабильный фон. Это дало возможность исследовать излучение источников космических гамма-всплесков на больших временных масштабах. При этом удалось наблюдать и исследовать раннюю стадию послесвечения яркого гамма-всплеска 920723. Это стало одним из основных результатов наблюдений всплесков, которые описываются в настоящей работе. Об этом пойдет речь во второй части диссертации.

Ценность наблюдений космологических гамма-всплесков не ограничивается изучением вещества в экстремальных условиях. Источники этих всплесков являются однородной выборкой объектов, расположенных на больших красных смещениях $z \sim 1$ и выше. Из известных астрофизических объектов на таких боль-

ших расстояниях находятся только квазары. Поэтому изучение космологических гамма-всплесков даст возможность оценить космологические параметры Ω и Λ и исследовать структуру Вселенной на очень больших масштабах.

Одним из наиболее интересных с точки зрения космологии классов объектов являются скопления галактик. Они являются самыми большими гравитационно связанными объектами во Вселенной и имеют массы порядка $10^{15} M_{\odot}$. Поскольку они образовались сравнительно недавно, их функция масс и ее эволюция во времени сильно зависит от космологических параметров Ω и Λ а также от спектра начальных возмущений плотности. Поэтому наблюдения скоплений дают богатый материал для разнообразных космологических исследований.

Для исследований эволюции прежде всего необходимы полные и однородные выборки скоплений, которые были бы пригодны для статистического анализа. Поиск далеких скоплений по их рентгеновскому излучению имеет несомненные преимущества перед другими методами, что было осознано уже достаточно давно. К настоящему времени по рентгеновским наблюдениям получены достаточно большие выборки скоплений, расположенных на различных красных смещениях. Однако, существующие обзоры далеких скоплений плохо подходят для исследования эволюции скоплений большой рентгеновской светимости, так как они либо покрывают недостаточно большие площади небесной сферы и поэтому дают малые по объему выборки, либо имеют слишком низкую чувствительность и не содержат большого количества далеких скоплений.

В третьей части диссертационной работы представлены первые результаты нового обзора далеких рентгеновских скоплений галактик по данным телескопа ROSAT. В обзоре получена самая большая на сегодняшний день однородная выборка рентгеновских скоплений галактик, пригодная для изучения эволюции скоплений большой рентгеновской светимости. При помощи моделирования методом Монте-Карло откалибрована процедура регистрации и измерения рентгеновских характеристик скоплений и вычислена площадь обзора. При исследовании этой выборки уточнена кривая подсчетов скоплений и напрямую показано, что распределение радиусов скоплений не эволюционирует между $z = 0,5$ и 0 . Дальнейшее изучение полученной выборки скоплений даст возможность гораздо лучше измерить эволюцию скоплений галактик большой светимости, что, в свою очередь, позволит установить ограничения на космологические параметры Ω и Λ .

Часть I

Наблюдения космических гамма-всплесков телескопом СИГМА обсерватории «Гранат»

Глава 1

Описание телескопа СИГМА

Телескоп СИГМА является одним из двух основных телескопов на борту орбитальной обсерватории «Гранат», которая была запущена на высокоапогейную орбиту 1 декабря 1989 г. Период обращения орбиты составил около четырех дней, высота апогея — около 200 тыс. км. Такая орбита позволяла проводить качественные наблюдения в течение трех дней на каждом витке, когда расстояние до Земли превышало ~ 60 тыс. км. и обсерватория находилась вне ее магнитосферы. Длительность непрерывного сеанса наблюдений обычно составляла 20–30 часов. В течение 1990–1994 гг. наблюдения составляли около трети физического времени. В дальнейшем наблюдения проводились с меньшей интенсивностью до сентября 1998 г. Полное время наблюдений, выполненных телескопом за весь период жизни обсерватории равно 1,59 года.

Для построения изображений в телескопе используется принцип кодированной апертуры. Телескоп состоит из кодированной маски, позиционно-чувствительного детектора, пассивной и антисовпадательной защиты детектора. Вид телескопа в разрезе представлен на рис. 1.1. Позиционно-чувствительный детектор, построен на основе кристалла NaI(Tl), площадью 800 см^2 . Положение и энергия каждого фотона определяются при помощи 61 фотоумножителя, которые расположены с нижней стороны кристалла и находятся в оптическом контакте с ним. Детектор помещен в «стакан» из 31 кристалла CsI(Tl) толщиной 5 см, в оптическом контакте с которыми находятся 62 фотоумножителя. Над ними установлен пластиковый сцинтиллятор с двумя фотоумножителями. Каждое событие, зарегистрированное ими проверяется на совпадение с событиями, зарегистрированными основным позиционно-чувствительным детектором и одновременные события отбрасываются. Эта система составляет активную антисовпадательную защиту детектора, и позволяет исключить из его фона заряженные частицы, прошедшие через пассивную защиту. Последняя состоит из слоев свинцовой, танталовой и оловянной фольги, нанесенных на поверхность трубы, поддерживающей кодирующую маску, которая расположена на расстоянии 2,5 м от детектора.

Телескоп позволяет получать изображения с угловым разрешением $\sim 15'$ в энергетическом диапазоне 35–1300 кэВ. Точность локализации точечных источ-

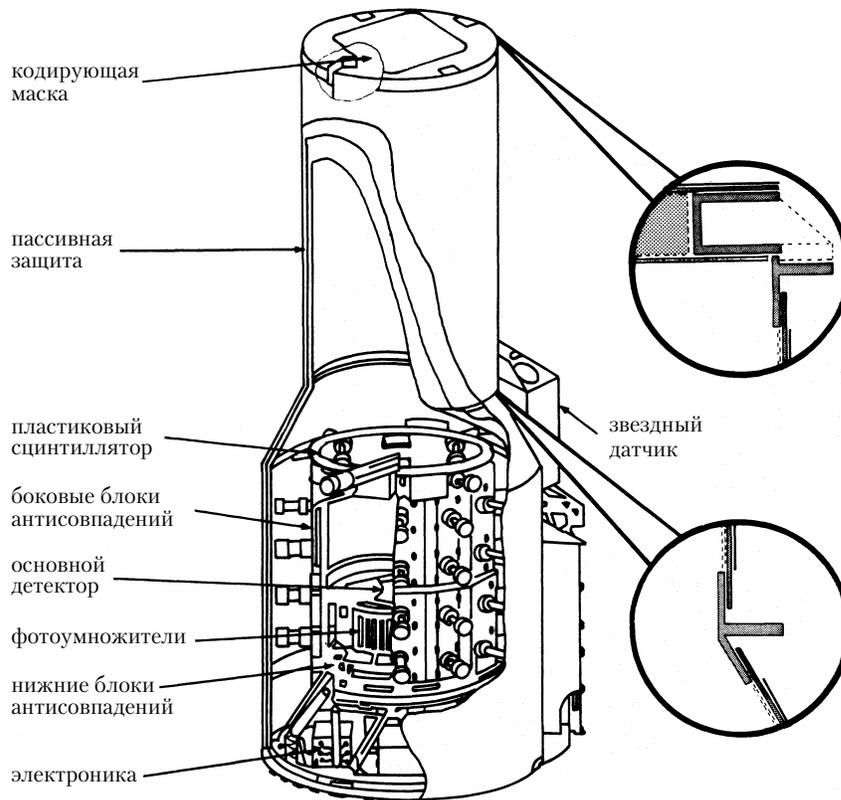


Рис. 1.1. Вид телескопа СИГМА в разрезе.

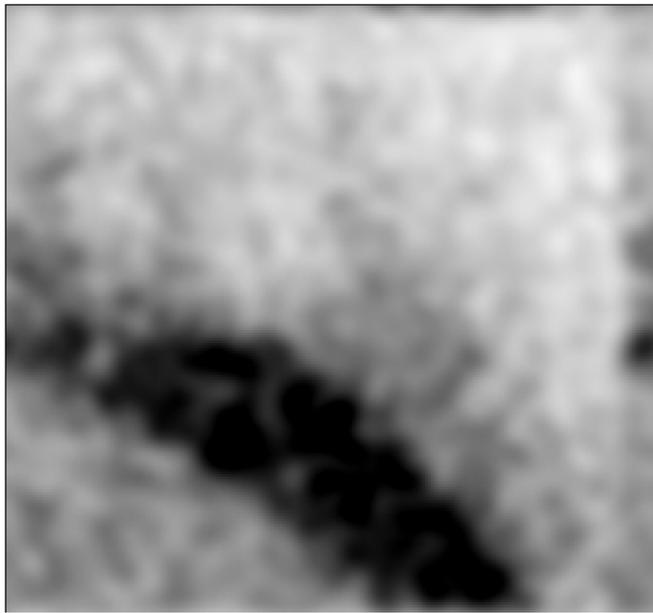


Рис. 1.2. Изображение на детекторе телескопа СИГМА во время яркого гамма-всплеска 920723.

ников меняется от $\sim 20''$ до $3 - 5'$, в зависимости от яркости источника и количества наблюдений. Чувствительность телескопа максимальна и постоянна в области размером $4^\circ,3 \times 4^\circ,7$ (область полного кодирования). В остальной части поля зрения (область частичного кодирования) чувствительность телескопа медленно падает. Основное поле зрения имеет размеры $11^\circ,4 \times 10^\circ,5$ на половине чувствительности. Подробное описание телескопа можно найти в работе Поля и др. (1990). Практически любой (не слишком короткий) гамма-всплеск, оказавшийся в основном поле зрения и вызвавший срабатывание всплесковой ячейки (см. ниже), может быть локализован телескопом с точностью около $3'$ (Сюняев и др., 1993).

Рентгеновское и гамма-излучение источников, расположенных вне основного поля зрения телескопа, может попадать на детектор проходя через щели между отдельными блоками защиты. Зная положение и геометрические размеры этих щелей, по изображению всплеска на детекторе в некоторых случаях можно восстановить координаты источника с точностью $\sim 1^\circ$. Места, в которых ослаблена пассивная защита детектора показаны на рис. 1.1 в увеличенном виде. Они составляют верхний и нижний коллиматоры «вторичной оптики», которые дают на детекторе изображения в виде дуг. Для примера на рис. 1.2 показано изображение на детекторе телескопа СИГМА во время яркого гамма-всплеска 920723, который попал в поле зрения нижнего коллиматора. Вторичная оптика телескопа подробно описана в работе Кларе и др. (1994а).

В активной антисовпадатальной защите также имеются области, где защита ослаблена. Они находятся между блоков кристаллов CsI(Tl). Диаграмма чувствительности телескопа к гамма-всплескам, усредненная относительно оси на-

ведения приведена в работе Сюняева и др. (1993). Приближенно можно считать, что детектором телескопа регистрируются всплески с направлений ближе 90° к направлению наведения, но чувствительность по отношению к ним примерно в 10 – 20 раз хуже, чем чувствительность к всплескам, попадающим в основное поле зрения. Последняя зависит от длительности всплеска и равна $(4-10) \cdot 10^{-8}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ в диапазоне 40–90 кэВ и $(2-5) \cdot 10^{-7}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ в диапазоне 90–750 кэВ (Сюняев и др., 1993).

Для регистрации космических гамма-всплесков основной детектор телескопа оснащен всплесковой ячейкой, по сигналу от которой начинается запись данных более подробная чем в основном режиме работы. Всплесковая ячейка состоит из четырех независимых анализаторов, работающих в двух широких энергетических диапазонах (40–90 и 90–750 кэВ), и с двумя значениями времени суммирования отсчетов (0,25 и 2 с). Запись подробной информации о всплеске начинается, если скорость счета, усредненная за 0,25 или за 2 с в каком-нибудь из двух энергетических диапазонов, превышает на 9 стандартных отклонений скорость счета, усредненную за 64 предыдущие секунды. После этого в память телескопа записывается 512 блоков, каждый из которых содержит информацию об энергии и положении на детекторе 63 фотонов и время прихода каждого 63-его фотона. Первые 64 блока относятся к фотонам, пришедшим до момента срабатывания ячейки. Временное разрешение зависит от скорости счета на детекторе и меняется в пределах 0,1 – 0,01 с. Запись подробной информации о скорости счета продолжается в течение нескольких десятков секунд после срабатывания ячейки, в зависимости от интенсивности всплеска. Кроме того, во время всего сеанса наблюдений в бортовую память непрерывно записывается скорость счета на детекторе телескопа с разрешением 4 с в четырех широких энергетических каналах (35–70, 70–150, 150–300 и 300–600 кэВ). Эти виды телеметрической информации использовались для изучения космических гамма-всплесков.

Антисовпадательная защита детектора, кроме своего основного назначения, также используется в качестве детектора космических гамма-всплесков. Кристаллы, расположенные в боковой части защиты сгруппированы в 8 блоков по три кристалла. Площадь каждого блока составляет 2400 см^2 и каждый из них имеет отдельный блок электроники. Скорость счета в каждом блоке в энергетическом диапазоне 0,25–2 МэВ усредняется за 64 с и сравнивается с текущей на временных масштабах 0,25 и 2 с. Если текущая скорость счета превышает фоновую на 11 стандартных отклонений в четырех из восьми блоков *одновременно*, включается запись подробной информации о всплеске. При этом, анализируются только *четыре* блока детекторов, расположенных в нижнем поясе защиты. Расположение этих четырех блоков схематически показано на рис. 1.3.

Фон на детекторах антисовпадательной защиты очень большой ($\sim 10^4$ отсч./с) и, к тому же, не является строго пуассоновским. Это связано с тем, что эти детекторы не имеют своей активной защиты (они сами являются таковой для основного детектора телескопа) и в фон входит множество заряженных частиц. Поэтому всплесковая ячейка имеет такой жесткий критерий срабатывания и работает в таком жестком диапазоне энергий. Кроме того, существенная часть

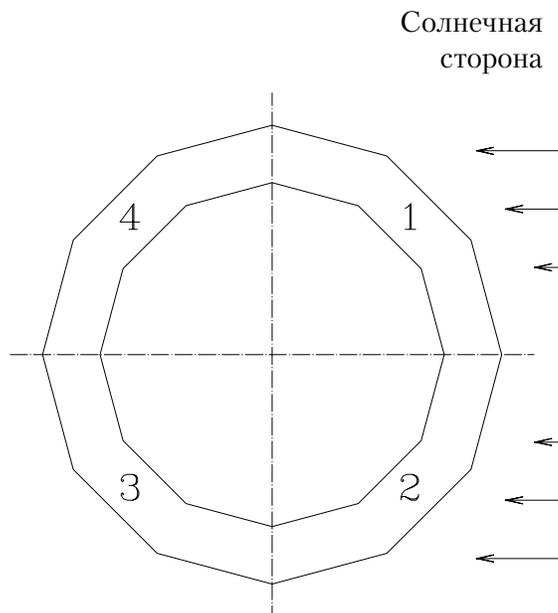


Рис. 1.3. Схема расположения блоков детекторов антисовпадательной защиты

фотонов, приходящих с боковых направлений задерживается пассивной защитой телескопа. Из-за этого, несмотря на очень большую геометрическую площадь, чувствительность антисовпадательной защиты оказывается очень низкой. Она регистрирует только гамма-всплески с потоками выше $\sim 10^{-5}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ в диапазоне 0,25–2 МэВ.

После срабатывания всплесковой ячейки данные записываются в следующем виде. Данные о кривой блеска в диапазоне 0,25–2 МэВ: временная история с разрешением 8 мс в течение 30 с; 12288 временных меток прихода каждого 32-го фотона с точностью 8 мкс.

Когда записываются спектральные данные, каждое событие проверяется на совпадение с остальными блоками защиты и с пластиковым сцинтиллятором. Оставшиеся сигналы анализируются по амплитуде и записываются в спектр из 128 линейных каналов, шириной около 120 кэВ. Этот спектр затем преобразуется в спектр из 80 каналов группировкой по четыре от 65-го до 128-го канала. Эти спектры записываются для всех четырех анализируемых блоков последовательно со следующими временными разрешениями: спектр фона, записанный за 128 с; 39 спектров по 125 мс (в течение 2.875 с); 50 спектров по 500 мс (в течение 25 с); 30 спектров по 20 с и 600 спектров в 25-ти каналах по 1 с (в течение 600 с).

Бортовая память обсерватории позволяет сохранить только две такие подробные записи за сеанс. Если в текущем сеансе возникает третий всплеск, то записывается сжатая спектральная информация в виде спектров по 25 каналов: спектр фона; 39 спектров по 125 мс; 50 спектров по 500 мс; 30 спектров по 1 с; 200 спектров по 2 с. В сжатой записи информация о кривой блеска в высоком разрешении отсутствует.

Глава 2

Наблюдения космических гамма-всплесков основным детектором телескопа

В этой главе представлены результаты наблюдений космических гамма-всплесков при помощи основного детектора телескопа СИГМА обсерватории «Гранат» в период с января 1990 г. по сентябрь 1998 г. Основная часть наблюдений приходится на 1990–1994 гг. За это время зарегистрировано 36 гамма-всплесков. Ни один гамма-всплеск не попал в основное поле зрения, все они были зарегистрированы «вторичной оптикой» телескопа. Телескопом СИГМА регистрировались относительно яркие всплески, с потоками в максимуме $10^{-6} - 10^{-4}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ в диапазоне 30–1300 кэВ.

2.1 Наблюдения

Представлены данные всего периода наблюдений: с января 1990 г. по сентябрь 1998 г. За это время было проведено 648 сеансов наблюдений длительностью по 20–30 часов. Общее время наблюдений составило 1,59 года. Основная часть наблюдений приходится на 1990–1994 гг. С сентября 1994 г. обсерватория «Гранат» большую часть времени проводила в «режиме сканирования», в котором наблюдения космических гамма-всплесков телескопом СИГМА были затруднены.

За все время наблюдений зарегистрировано 419 срабатываний всплесковой ячейки основного детектора телескопа СИГМА. Из них 238 являются ложными, 41 вызвано солнечными вспышками, 85 — высокоэнергичными заряженными частицами, 7 событий явились результатом детектирования многозарядных релятивистских ядер тяжелых элементов (например, Терехов и др., 1987), 36 событий представляют из себя космические гамма-всплески. Причин остальных срабатываний надежно определить не удалось.

Ложные срабатывания возникали из-за погрешностей в работе электроники.

Время от времени, ложный сигнал на запись информации о гамма-всплеске появлялся в начале записи второго кадра экспозиции с тонким пространственным разрешением. Такие события были отсеяны по совпадению временных привязок в этих двух видах данных. События, связанные с солнечными вспышками и ускоренными заряженными частицами определялись по их характерным признакам (пологая кривая блеска, мягкий спектр и т.п.), а также сравнением с данными других приборов, регистрировавших гамма-всплески и установленных на борту обсерватории «Гранат» — ФЕБУС и ВОТЧ. Большое удобство в обработке данных состояло в том, что наблюдения телескопом СИГМА и прибором ФЕБУС проводились одновременно. Практически все гамма-всплески, зарегистрированные телескопом СИГМА, наблюдались и этим прибором. Это объясняется относительно низкой чувствительностью телескопа СИГМА по отношению к гамма-всплескам, которые не попадают в основное поле зрения или в коллиматоры вторичной оптики.

Основные сведения о космических гамма-всплесках, зарегистрированных телескопом СИГМА, приведены в табл. 2.1. Названия всплесков, как это принято, составлены из двух последних цифр года, месяца и числа даты наблюдения всплеска. В таблице приведены длительности всплесков на половине максимума временной истории — $T_{1/2}$. Использование этой характеристики длительности всплесков обусловлено тем, что эта величина почти не подвержена искажениям при измерениях с различной чувствительностью, так как не связана с измерением слабых потоков в «хвостах» временных историй всплесков. Для того, чтобы измерить величину T_{90} , которая представляет из себя промежуток времени между моментами, когда выделилось 5% и 95% полной энергии всплеска, и которая обычно используется для измерения длительностей всплесков (например, Коувелиотоу и др., 1993), необходимо сначала измерить полный поток энергии всплеска (интеграл потока по времени), от которой T_{90} зависит напрямую. Если же излучение всплеска затухает по степенному закону, с показателем близким к -1 , невозможно сделать оценку полного потока энергии, которая не зависела бы от отношения сигнал-шум, так как большая часть энергии может находиться в относительно слабом, но длинном хвосте кривой блеска, разная часть которого может быть выше шума. Ситуация с измерением полного потока энергии усугубляется тем, что фон может быть существенно переменным и его необходимо моделировать. В особенности это касается экспериментов, проводившихся на низких орбитах, таких как БАТСЕ (BATSE) на борту обсерватории им. Комптона (CGRO). На то, что излучение всплесков затухает именно по степенному закону, указывает форма отдельных импульсов излучения всплесков, в которых этот степенной закон имеет показатель $\sim -0,4$ (Норрис и др., 1996), а также то, что именно такое затухание регистрируется на больших временных масштабах (Буренин и др., 1999; вторая часть диссертации). Так например, как будет показано во второй части диссертации, измеренная телескопом СИГМА величина T_{90} для яркого гамма-всплеска 920723 была бы $\approx 500 - 700$ с, тогда как «на глаз» (и при измерении с меньшей чувствительностью) его длительность составляет около 6 с (рис. 2.3), что и отражает величина $T_{1/2} \approx 5$ с. Поэтому, величина T_{90} явля-

Табл. 2.1. Гамма-всплески зарегистрированные основным детектором

N	Номер сеанса	Название всплеска	Время срабатывания	$T_{1/2}$ с	поток в максимуме		Подтвер- ждения
					отсч./с	100-500 кэВ, 10^{-5} эрг с $^{-1}$ см $^{-2}$	
1	64	900327	10 ^h 24 ^m 28 ^s .1	66.3	300.		
2	66	900404	17 ^h 54 ^m 35 ^s .2	0.25	1200.	2.3 ± 0.9	PW
3	70	900413	3 ^h 12 ^m 37 ^s .5	13.7	930.	2.0 ± 0.8	P
4	87	900520	12 ^h 10 ^m 17 ^s .5	0.57	1500.	7.3 ± 2.8	P
5	96	900604	17 ^h 31 ^m 33 ^s .5	0.45	700.	1.7 ± 0.7	P
6	97	900605	19 ^h 23 ^m 4 ^s .3	3.3	240.	0.59 ± 0.23	P
7	127	900720	21 ^h 45 ^m 6 ^s .6	9.6	270.	0.30 ± 0.12	P
8	177	901014	1 ^h 13 ^m 21 ^s .2	4.2	550.	0.89 ± 0.34	P
9	185	901027	4 ^h 21 ^m 6 ^s .7	8.6	320.	0.32 ± 0.13	PW
10	228	910122	15 ^h 13 ^m 48 ^s .6	15.5	1600.	1.0 ± 0.4	*PW
11	273	910417	20 ^h 7 ^m 32 ^s .5	14.9	530.	1.1 ± 0.4	P
12	282	910517	5 ^h 2 ^m 44 ^s .5	3.1	250.	0.44 ± 0.17	PW
13	315	910814	19 ^h 14 ^m 34 ^s .8	3.1	300.	0.98 ± 0.37	PWB
14	320	910821	10 ^h 33 ^m 57 ^s .7	45.0	240.	0.29 ± 0.11	PW
15	367	911119	17 ^h 12 ^m 34 ^s .5	0.32	410.	0.18 ± 0.08	P
16	397	920125	8 ^h 57 ^m 27 ^s .2	0.24	900.	0.58 ± 0.23	P
17	422	920311	2 ^h 20 ^m 29 ^s .2	11.4	590.	1.8 ± 0.7	PWB
18	430	920325	17 ^h 17 ^m 36 ^s .7	0.47	500.	0.82 ± 0.25	PWB
19	441	920414	23 ^h 22 ^m 43 ^s .0	1.1	320.	0.65 ± 0.25	P B
20	468	920622	7 ^h 5 ^m 6 ^s .8	14.5	600.	1.2 ± 0.5	P B
21	482	920714	13 ^h 4 ^m 31 ^s .0	25.0	600.	0.48 ± 0.20	*PWB
22	486	920720	3 ^h 12 ^m 9 ^s .2	5.4	450.	1.5 ± 0.6	P B
23	489	920723	20 ^h 3 ^m 8 ^s .3	5.0	5400.	6.3 ± 2.4	*PW
24	546	930106	15 ^h 37 ^m 39 ^s .5	0.28	810.	5.8 ± 2.3	PWB
25	575	930310	7 ^h 20 ^m 7 ^s .2	7.4	560.		* B
26	578	930314	2 ^h 10 ^m 32 ^s .0	4.1	310.	0.47 ± 0.19	P
27	626	930706	5 ^h 13 ^m 30 ^s .9	0.29	450.	2.0 ± 0.8	PWB
28	672	931008	0 ^h 1 ^m 59 ^s .7	0.17	1100.	0.43 ± 0.17	P
29	687	931205	14 ^h 59 ^m 51 ^s .4	0.24	660.	3.1 ± 1.2	P B
30	703	940203	15 ^h 46 ^m 59 ^s .7	2.5	370.	0.38 ± 0.15	P B
31	705	940206	0 ^h 8 ^m 46 ^s .4	7.1	1000.	1.8 ± 0.7	*P B
32	714	940226	12 ^h 4 ^m 53 ^s .5	1.6	530.		P
33	720	940310	5 ^h 0 ^m 56 ^s .7	1.0	520.	2.8 ± 1.1	P
34	739	940415	17 ^h 1 ^m 13 ^s .9	0.42	620.	0.16 ± 0.07	P B
35	770	940703	4 ^h 41 ^m 16 ^s .9	20.8	670.	2.8 ± 1.1	PWB
36	795	940921	5 ^h 8 ^m 21 ^s .3	4.1	470.		B

ется плохой характеристикой для измерения длительностей гамма-всплесков и в работе использовалась мера длительности $T_{1/2}$.

В таблице приведены также максимальные скорости счета на временном масштабе 0.1 с в диапазоне 35–300 кэВ. Фоновая скорость счета в этом диапазоне обычно составляет ~ 300 отсч./с. В следующей колонке таблицы приведены значения потока в пике всплесков в диапазоне 100–500 кэВ, измеренные при помощи прибора ФЕБУС (Терехов и др., 1994, 1995; Ткаченко и др., 1998). Ошибки не являются только статистическими — учтена неопределенность эффективной площади прибора ФЕБУС. Из таблицы видно, что телескопом СИГМА регистрируются относительно яркие всплески, с потоками в максимуме от 10^{-6} до 10^{-4} эрг с $^{-1}$ см $^{-2}$.

Все зарегистрированные всплески прошли через области ослабленной защиты детектора телескопа, о которых говорилось в первой главе. Пять гамма-всплесков удалось локализовать по их изображению на детекторе (Терехов и др., 1993; Кларе и др., 1994б; Голдвурм и др., 1994). Такие всплески отмечены звездочкой в колонке «подтверждения» табл. 2.1. В этой же колонке указаны некоторые другие приборы, наблюдавшие данный всплеск: Р — ФЕБУС (Терехов и др., 1994, 1995; Ткаченко и др., 1998), W — ВОТЧ (Сазонов и др., 1998) на борту орбитальной обсерватории «Гранат» и В — БАТСЕ (Миган и др., 1998) на борту обсерватории им. Комптона.

Как уже говорилось, практически любой всплеск, вызвавший срабатывание ячейки и находящийся в основном поле зрения, может быть локализован телескопом СИГМА с точностью порядка нескольких угловых минут (Сюняев и др., 1993). Если бы источники всплесков были распределены однородно в евклидовом пространстве, то за все время наблюдений в основное поле зрения должно было бы попасть около 30 всплесков. Однако, ни один всплеск не попал в основное поле зрения телескопа. Это согласуется с наблюдаемым недостатком слабых всплесков по сравнению с количеством, которое ожидается для однородного распределения источников в евклидовом пространстве.

2.2 Результаты наблюдений

На рис. 2.1 представлено распределение гамма-всплесков по длительности $T_{1/2}$. В этом распределении просматриваются два максимума, разделенные минимумом при $T_{1/2} \approx 1$ с, как это наблюдалось раньше в других экспериментах (см. ссылки, например, в обзоре Фишмана, Мигана, 1995). Бимодальность распределения гамма-всплесков по длительностям может свидетельствовать о существенном различии природы коротких и длинных всплесков. По данным прибора ФЕБУС обсерватории «Гранат» было обнаружено, что короткие всплески являются в среднем более жесткими, чем длинные (Дезалей и др., 1991, 1996). Кроме того, имеются указания на то, что распределение источников коротких всплесков в пространстве может быть ближе к однородному, чем распределение источников длинных всплесков (Тавани и др., 1998).

Зависимость $\log N(> P) - \log P$ для всплесков, зарегистрированных телескопом СИГМА, изображена на рис. 2.2. По оси абсцисс отложено отношение максимальных скоростей счета всплесков к скорости счета в максимуме самого яркого гамма-всплеска 920723. Из рисунка видно, что эта зависимость хорошо приближается законом $-3/2$. Отклонение в части кривой подсчетов, соответствующей самым слабым всплескам, связано с уменьшением полной площади небесной сферы, доступной наблюдениям при малых потоках всплесков. Хорошее согласие с законом $-3/2$ в остальном диапазоне потоков свидетельствует о том, что большинство регистрируемых всплесков приходят с расстояний, где еще не проявляется неоднородность их распределения или космологические эффекты, приводящие к завалу кривой подсчетов. При этом тот факт, что в разных направлениях относительно оси телескопа чувствительность разная, не мешает сделать такой вывод для достаточно ярких всплесков. Действительно, если распределение регистрируемых всплесков по чувствительности, с которой измеряются их потоки, не зависит от потоков всплесков, то в случае однородного распределения источников в евклидовом пространстве это распределение может быть проинтегрировано отдельно, подобно функции светимости источников (например, Зельдович, Новиков, 1975), и не может исказить закона $-3/2$. Отклонение от этого закона наблюдается для более слабых всплесков, с потоками в максимуме $\lesssim 3 \cdot 10^{-6}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ (см., например, обзор Фишмана, Мигана, 1995).

На рис. 2.3 представлены временные истории зарегистрированных гамма-всплесков в энергетическом диапазоне 35–300 кэВ. Временные истории всплесков 900720 и 910122 изображены на разных временных масштабах, так как их длительность больше, чем продолжительность записи данных с хорошим временным разрешением.

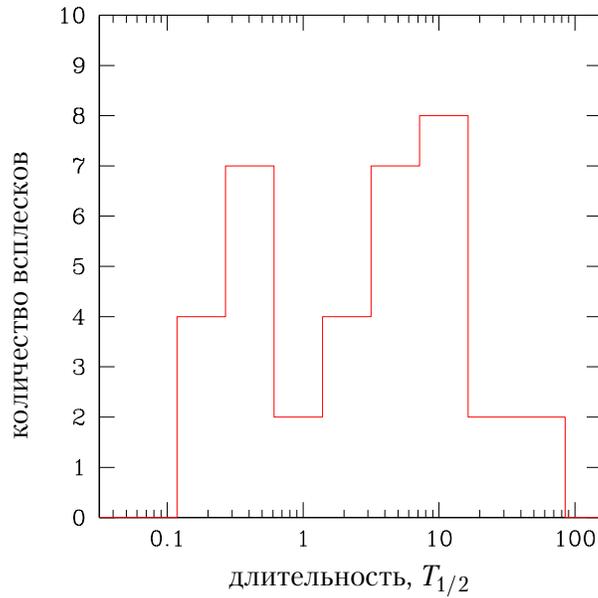


Рис. 2.1. Распределение всплесков, зарегистрированных основным детектором, по длительностям $T_{1/2}$.

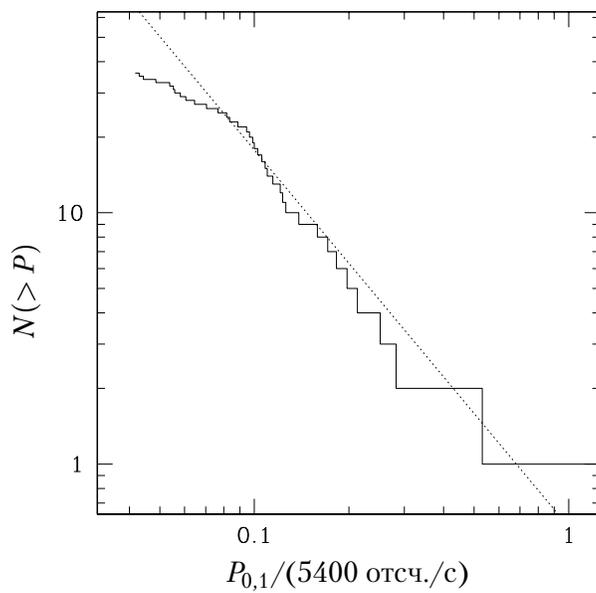


Рис. 2.2. Зависимость $\log N(>P) - \log P$. По оси абсцисс отложено отношение максимальных скоростей счета всплесков к скорости счета в максимуме самого яркого гамма-всплеска 920723. Пунктиром проведена степенная зависимость с наклоном $-3/2$.

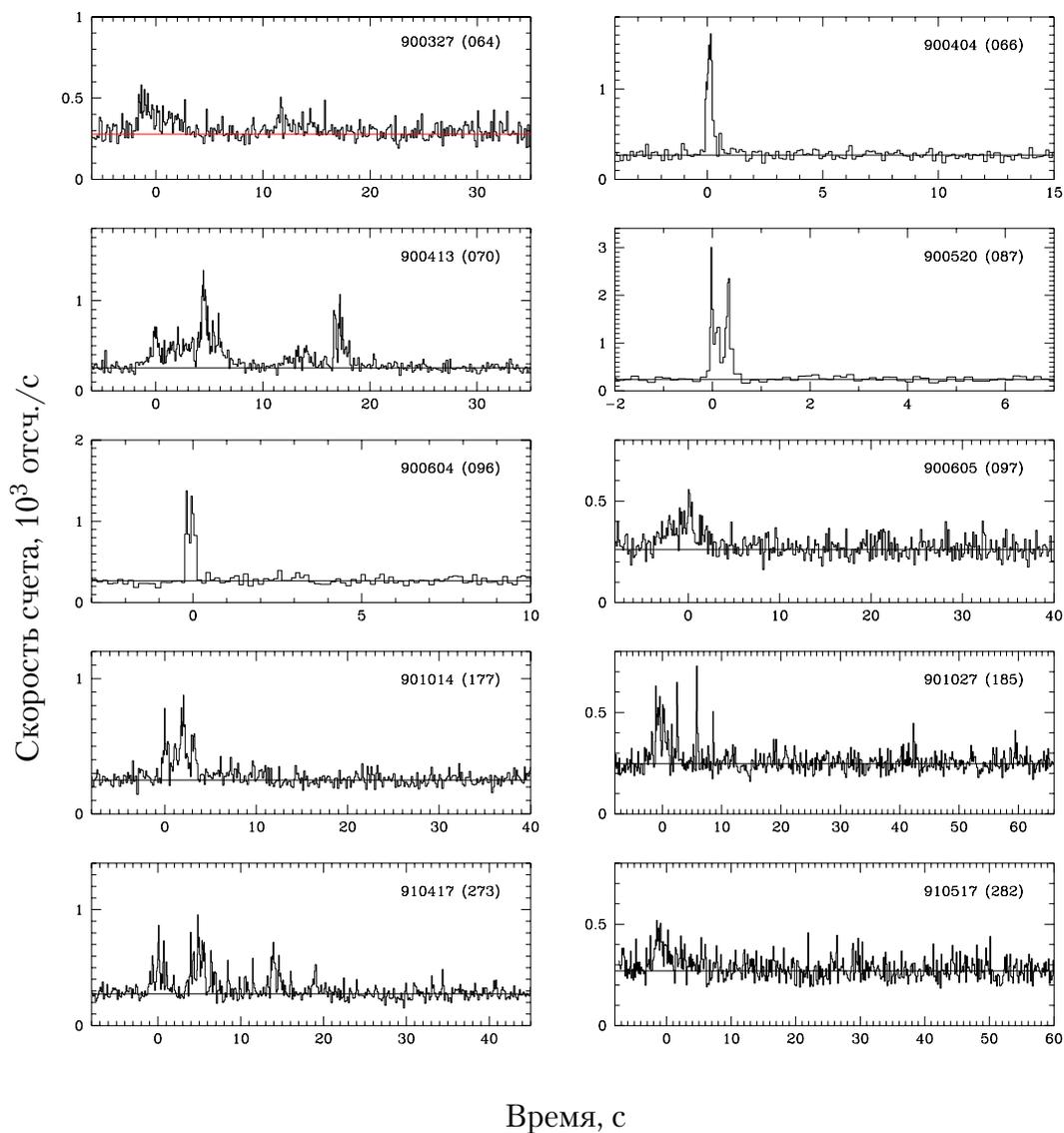


Рис. 2.3. Временные истории космических гамма-всплесков, зарегистрированных основным детектором телескопа СИГМА. Время отсчитывается от момента срабатывания всплесковой ячейки (см. табл. 2.1). Горизонтальной линией показан уровень фона.

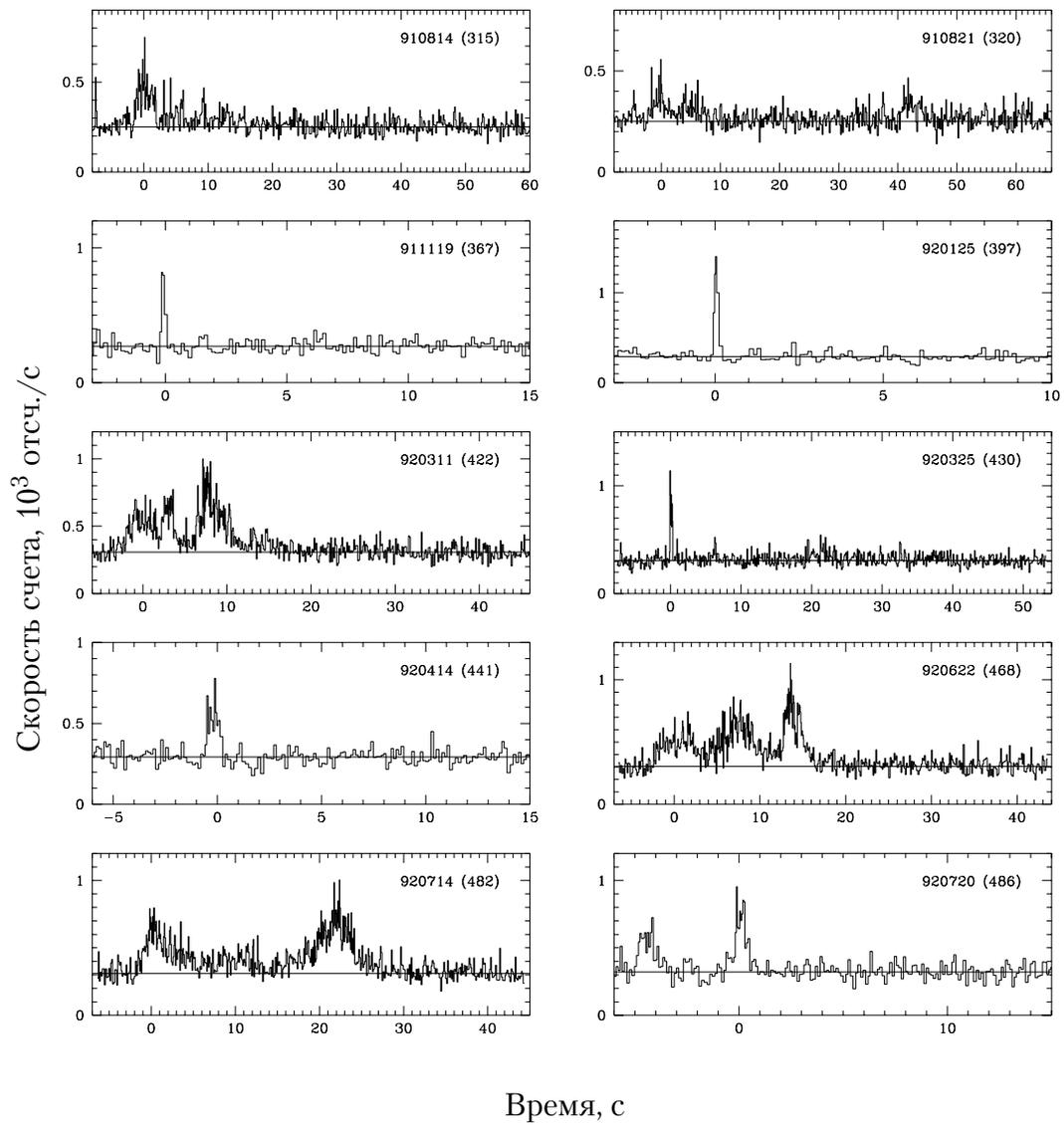


Рис. 2.3 Продолжение.

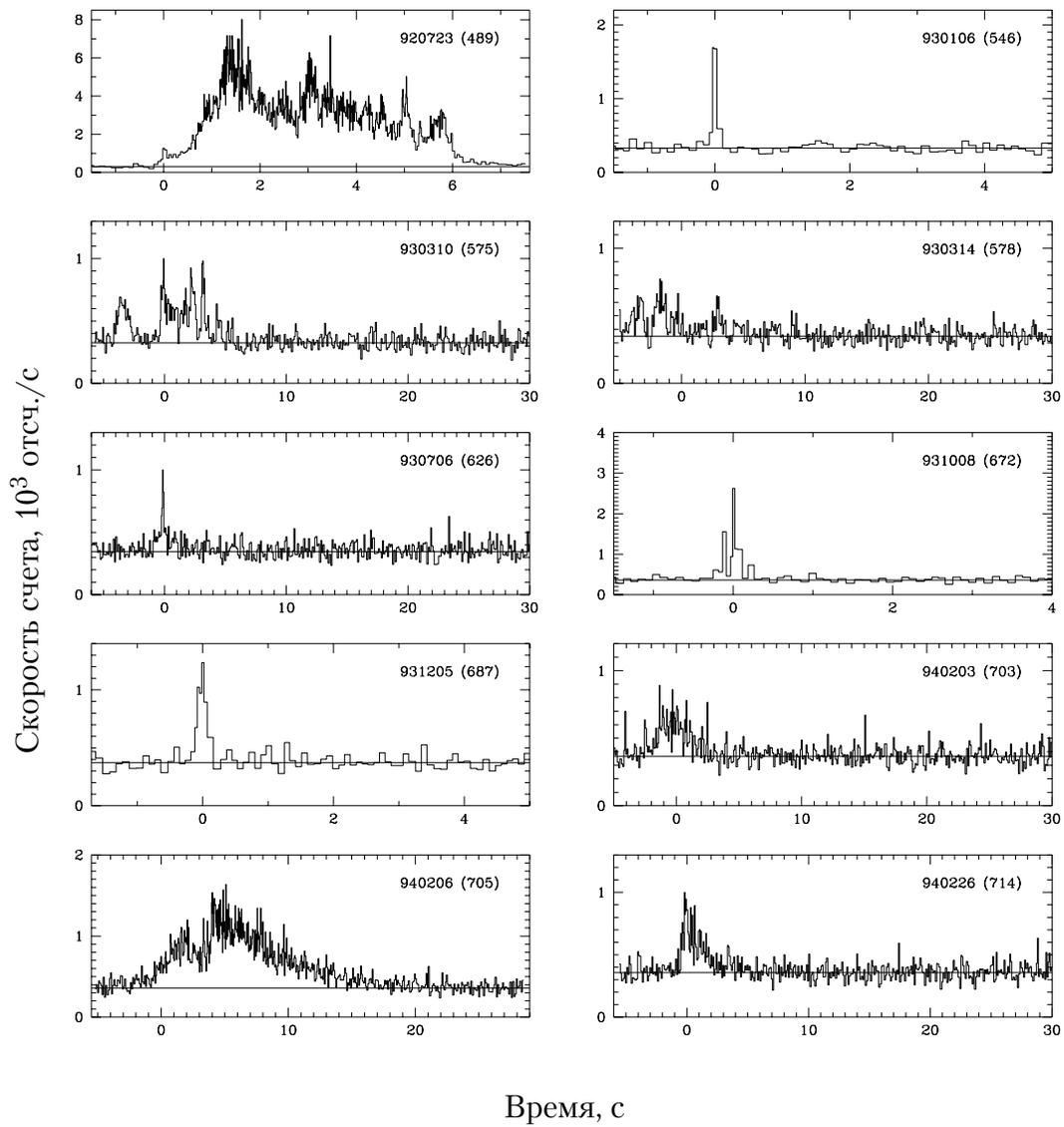


Рис. 2.3 Продолжение.

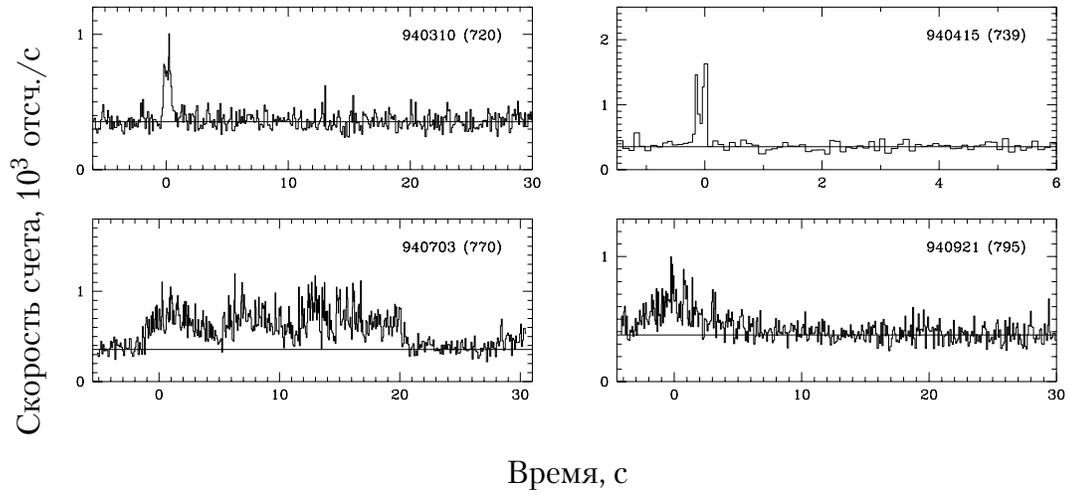


Рис. 2.3 Продолжение.

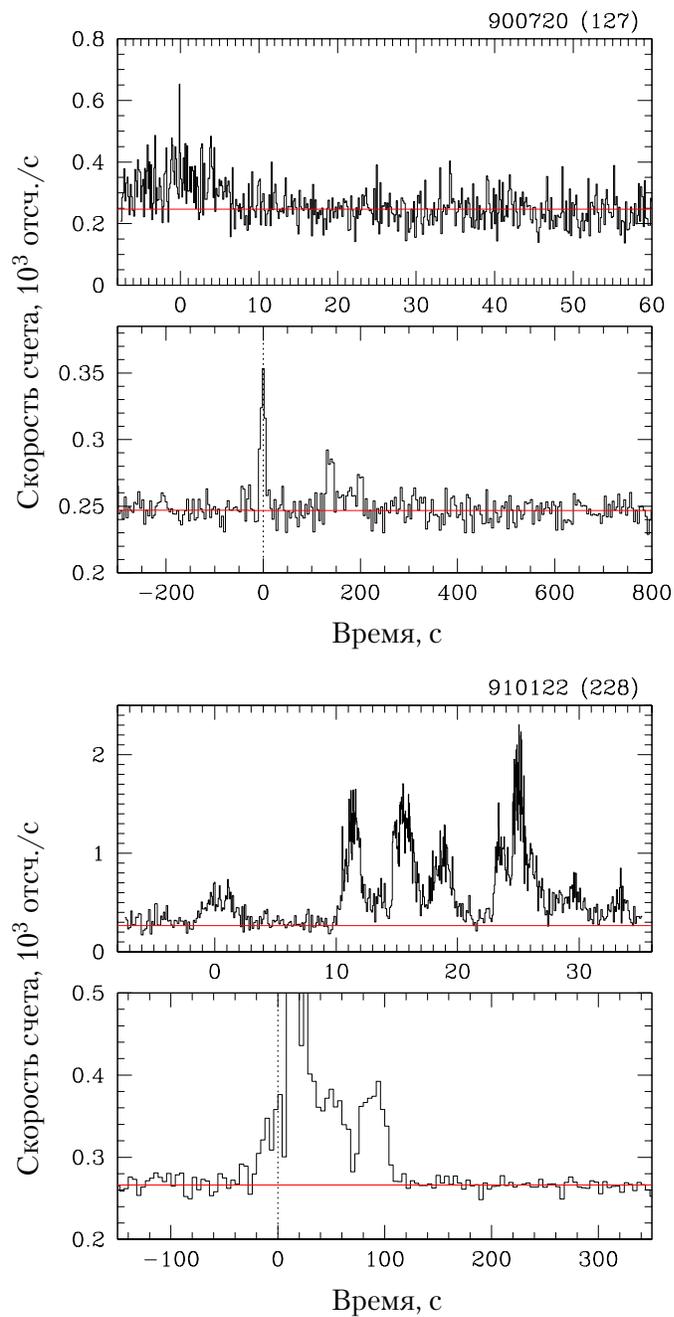


Рис. 2.3 Продолжение.

Глава 3

Наблюдения гамма-всплесков активной защитой

В этой главе приведены предварительные результаты наблюдений космических гамма-всплесков при помощи антисовпадатальной защиты телескопа СИГ-МА обсерватории «Гранат» в период с января 1990 г. по сентябрь 1998 г.

3.1 Наблюдения

Использовался формат данных, в котором в бортовую память последовательно записываются времена прихода каждого 32-го фотона в энергетическом диапазоне $0.25\text{--}2$ МэВ с точностью 8 мкс. Всего записывается 12288 таких временных меток. Продолжительность записи информации о кривой блеска составляет обычно около 70 с. Эта величина меняется в зависимости от регистрируемой скорости счета. Поскольку этот вид информации присутствует только в блоках телеметрии с подробной информацией о всплеске и в каждом сеансе наблюдений может быть записано только два таких блока (см. главу 1), при использовании только этих данных, наблюдательное время после второго срабатывания всплесковой ячейки в сеансе отбрасывается. Но так как два срабатывания подряд в одном сеансе случаются редко, в результате эффективное наблюдательное время уменьшается не очень сильно и составляет в этом случае 1.36 года.

За все время наблюдений было зарегистрировано 718 срабатываний всплесковой ячейки. Подавляющее большинство этих срабатываний были вызваны разного рода высокоэнергичными частицами. Это объясняется тем, что для работы всплесковой ячейки используется скорость счета без проверки их совпадений между разными блоками защиты. Все срабатывания, связанные с частицами, могут быть легко идентифицированы по особенностям временных историй. При использовании указанного типа данных было идентифицировано 23 космических гамма-всплеска и одиннадцать солнечных вспышек.

Основные сведения об этих гамма-всплесках сведены в табл. 3.1. В ней приведены названия всплесков, время, когда произошел всплеск, скорость счета в

Табл. 3.1. Гамма-всплески зарегистрированные защитой

N	Номер сеанса	Название всплеска	Время	поток в пике отсч./с	$T_{1/2}$	Подтверждения
1	66	900404	17 ^h 54 ^m	40700	0.27	SPW
2	70	900413	3 ^h 12 ^m	23400	13.0	SP
3	97	900605	19 ^h 23 ^m	7500	2.8	SP
4	127	900720	21 ^h 45 ^m	4400	12.0	SP
5	262	910402	14 ^h 28 ^m	10400	22.0	P
6	304	910630	7 ^h 37 ^m	4700	17.6	B
7	315	910814	19 ^h 14 ^m	19600	2.6	SPW
8	397	920125	8 ^h 57 ^m	14800	0.07	SP
9	430	920325	17 ^h 17 ^m	12900	0.33	SPWB
10	434	920405	7 ^h 41 ^m	4200	1.6	P
11	468	920622	7 ^h 5 ^m	17200	8.0	SPB
12	486	920720	3 ^h 12 ^m	15100	0.6	SPB
13	489	920723	20 ^h 3 ^m	40900	2.4	SPW
14	504	920902	0 ^h 29 ^m	7700	4.8	PWB
15	517	920925	20 ^h 30 ^m	4800	3.2	PW
16	546	930106	15 ^h 37 ^m	13500	0.13	SPWB
17	578	930314	2 ^h 10 ^m	4300	8.4	SP
18	672	931008	2 ^h 29 ^m	3800	0.07	SP
19	705	940206	0 ^h 9 ^m	12200	6.8	SPB
20	714	940226	12 ^h 5 ^m	24300	1.6	SP
21	734	940329	18 ^h 42 ^m	7800	0.8	P
22	770	940703	4 ^h 41 ^m	24900	14.0	SPWB
23	795	940921	7 ^h 53 ^m	10600	2.8	SB

Подтверждения:

S – основной детектор телескопа СИГМА (Буренин и др., 2000; глава 2).

P – ФЕБУС (Терехов и др., 1994, 1995; Ткаченко и др., 1998).

W – ВОТЧ (Сазонов и др., 1998).

B – БАТСЕ на борту обсерватории им. Комптона (Миган и др., 1998).

его максимуме на временном масштабе 0,1 с, суммированная по двум детекторам, в которых всплеск был наиболее ярким в диапазоне 0,25–2 МэВ. Приведены также длительности всплесков на половине максимума кривой блеска $T_{1/2}$ (см. § 2.1) и подтверждения по данным других приборов: S — основной детектор телескопа СИГМА (Буренин и др., 2000; глава 2), P — ФЕБУС (Терехов и др., 1994, 1995; Ткаченко и др., 1998), W — ВОТЧ (Сазонов и др., 1998) на борту орбитальной обсерватории «Гранат» и В — БАТСЕ на борту обсерватории им. Комптона (Миган и др., 1998). Все представленные всплески были зарегистрированы одним из этих приборов. Это объясняется относительно низкой чувствительностью антисовпадательной защиты телескопа в качестве детектора космических гамма-всплесков.

3.2 Результаты наблюдений

На рис. 3.1 представлено распределение гамма-всплесков по длительности $T_{1/2}$. Это распределение согласуется с бимодальным распределением по длительностям, которое наблюдается в других экспериментах (например, § 2.2). Для более определенного вывода не хватает статистической значимости из-за малого объема полученной выборки.

Зависимость $\log N(> P) - \log P$ для всплесков, зарегистрированных телескопом СИГМА, изображена на рис. 2.2. По оси абсцисс отложено отношение максимальных скоростей счета всплесков к скорости счета в максимуме самого яркого гамма-всплеска 920723. Из рисунка видно, что для ярких всплесков эта зависимость хорошо приближается законом $-3/2$. Как говорилось выше, то, что чувствительность меняется в зависимости от направления на всплеск, не мешает сделать такой вывод для достаточно ярких всплесков (§ 2.2). Отклонение от этой зависимости для слабых всплесков связано скорее всего с уменьшением площади небесной сферы, доступной наблюдениям при таких потоках.

Временные истории некоторых гамма-всплесков, зарегистрированных антисовпадательной защитой представлены на рис. 3.3.

Несмотря на большую геометрическую площадь (площадь каждого из четырех блоков кристаллов составляет 2400 см², см. главу 1), чувствительность антисовпадательной защиты в качестве детектора космических гамма-всплесков оказывается очень низкой. Это происходит из-за того, что блоки кристаллов окружены пассивной защитой, а также из-за очень высокого фона, который составляет $\sim 10^4$ отсч./с. Кроме того, всплески наблюдаются в очень жестком диапазоне энергий, нижняя граница которого составляет 250 кэВ, в котором «типичный» всплеск дает уже очень мало фотонов. Диапазон энергий 0,25–2 МэВ, в котором можно наблюдать гамма-всплески при помощи антисовпадательной защиты, полностью перекрывается прибором ФЕБУС на борту обсерватории «Гранат», который имеет лучшую чувствительность. Данные антисовпадательной защиты телескопа СИГМА будут использованы для проверки данных этого прибора и улучшения его калибровки.

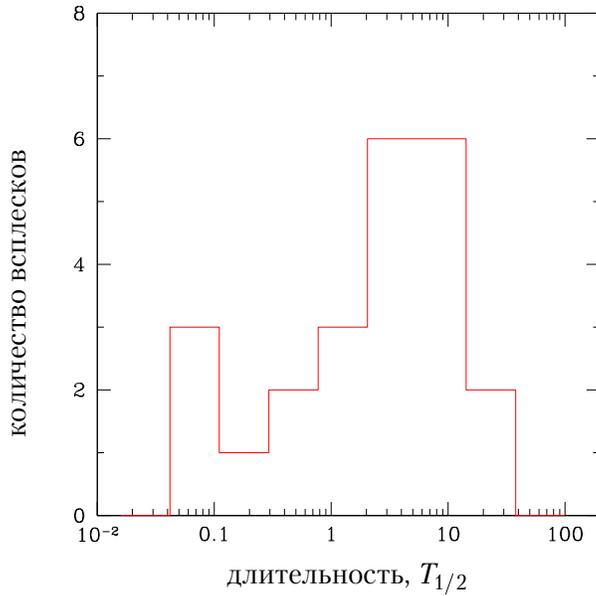


Рис. 3.1. Распределение всплесков, зарегистрированных антисовпадательной защитой телескопа, по длительностям $T_{1/2}$.

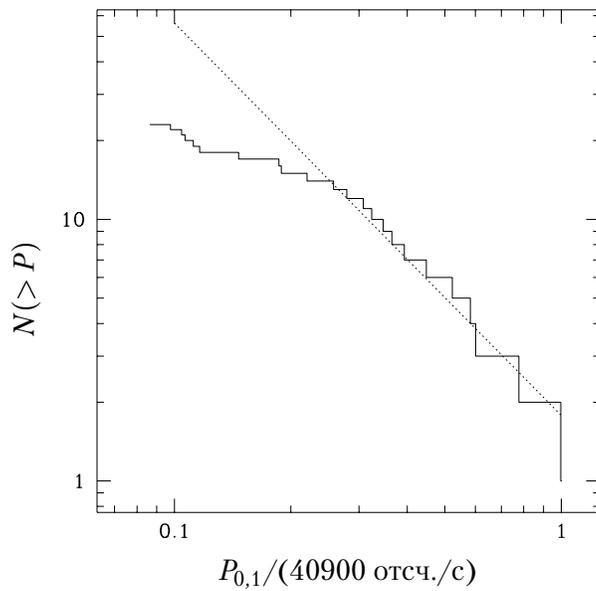


Рис. 3.2. Зависимость $\log N(>P) - \log P$. По оси абсцисс отложено отношение максимальных скоростей счета всплесков к скорости счета в максимуме самого яркого гамма-всплеска 920723. Пунктиром проведена степенная зависимость с наклоном $-3/2$.

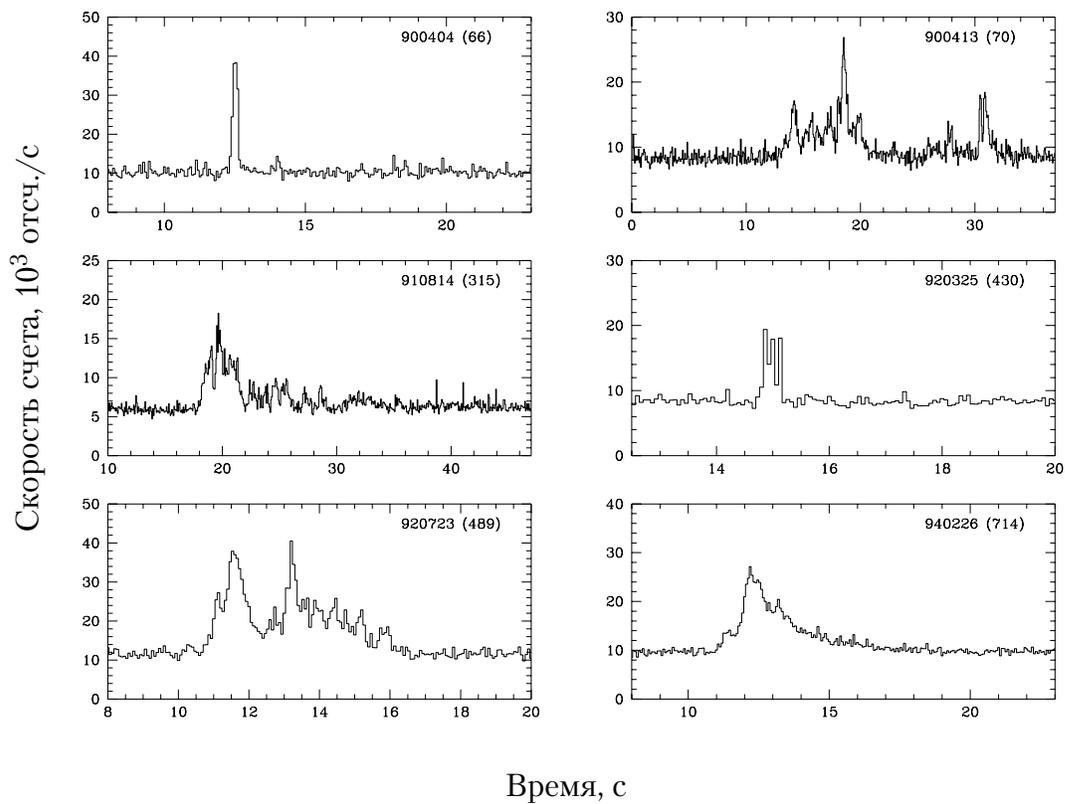


Рис. 3.3. Временные истории некоторых космических гамма-всплесков, зарегистрированных антисовпадательной защитой телескопа СИГМА. Время отсчитывается от начала записи данных.

Список литературы к первой части

- Буренин Р. А., Вихлинин А. А., Терехов О. В., Ткаченко А. Ю., Сазонов С. Ю., Гильфанов М. Р., Чуразов Е. М., Сюняев Р. А. и др. // Письма в Астрон. журн., 1999, т. 25, с. 483.
- Буренин Р. А., Терехов О. В., Сюняев Р. А., Дьячков А. В., Хавенсон Н. Г., Новиков Б. С., Церенин И. Д., Суханов К. М., Голдони П., Кларе А., Голдвурм А., Поль Ж., Пелаез Ф., Журден Е., Рок Ж.-П., Ведренн Г. // Письма в Астрон. журн., 2000, т. 26, с. 483.
- Голдвурм и др.* (Goldwurm A., Gaertner S., Churazov E., Gilfanov M.) // IAU Circ., 1994, N 5932.
- Дезалей и др.* (Dezalay J.-P., Barat C., Talon R., Sunyaev R., Terekhov O., Kuznetsov A.) // 1th Huntsville Gamma-Ray Bursts Symp. (ed. Paciasas W. S., Fishman G. J.) New York : AIP Conf. Proc., 1991, p. 265.
- Дезалей и др.* (Dezalay J.-P., Lestrade, J. P., Barat C., Talon R., Sunyaev R., Terekhov O., Kuznetsov A.) // Astrophys.J.(Letters), 1996, v. 471, L27.
- Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. // Строение и эволюция Вселенной, М.: Наука, 1975, с. 87.
- Кларе и др.* (Claret A., Lebrun F, Laurent P, Leray J. P.) // Astron.Astrophys., 1994a, v. 282, p. 1034.
- Кларе и др.* (Claret A., Lebrun F, Paul J. *et al.*) // Astron.Astrophys., 1994b, v. 287, p. 824.
- Кувелиоту и др.* (Kouveliotou C., Meegan C. A., Fishman G. J., Bhat N. P., Briggs M. S., Koshut T. M., Paciasas W. S., Pendleton G. N.) // Astrophys.J.(Letters), 1993, v. 413, L101.
- Миган и др.* (Meegan C.A., Pendleton G.N., Briggs M. S. *et al.*) // Astrophys.J.Suppl.Ser., 1996, v. 106, p. 65.
- Норрис и др.* (Norris J. P., Nemiroff R. J., Bonnell J. T., Scargle J. D., Kouveliotou C., Paciasas W. S., Meegan C. A., Fishman G. J.) // Astrophys.J., v. 459, p. 393.
- Сазонов и др.* (Sazonov S. Yu., Sunyaev R. A., Terekhov O. V., Lund N., Brandt S., Castro-Tirado A. J.) // Astron.Astrophys.Suppl.Ser., 1998, v. 129, p. 1.
- Сюняев и др.* (Sunyaev R. A., Gilfanov M. R., Churazov E. M., Terekhov O. V., Dyachkov A. V., Khavenson N. G. *et al.*) // Astrophys.J., 1993, v. 402, p. 579.
- Терехов и др.* (Terekhov O. V., Kuznetsov A. V., Barat K., Vedrenn Z., Niel' M.) // Scientific instrumentation for space studies (A89-14726 03-19). Moscow: Izdatel'stvo Nauka, 1987, p. 140.
- Терехов О. В., Лобачев В. А., Денисенко Д. В. и др. // Письма в Астрон. журн., 1993, т. 19, с. 686.
- Терехов О. В., Денисенко Д. В., Лобачев В. А. и др. // Письма в Астрон. журн., 1994, т. 20, с. 323.
- Терехов О. В., Денисенко Д. В., Лобачев В. А. и др.) // Письма в Астрон. журн., 1995, т. 21, с. 83.
- Терехов О. В., Кузмин А. Г., Сюняев Р. А., Ткаченко А. Ю., Денисенко Д. В. и др. // Письма в Астрон. журн., 1996, т. 22, с. 403.
- Ткаченко А. Ю., Терехов О. В., Сюняев Р. А. и др.) // Письма в Астрон. журн., 1998, т. 24, с. 833.
- Поль и др.* (Paul J., Mandrou P, Ballet J. *et al.*) // Adv. Space Res., 1991, v. 11, p. 289.

Фишман, Мизан (Fishman G. J., Meegan C. A.) // Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1995, v. 33, p. 415.

Часть II

Ранние послесвечения гамма-всплесков

Введение

Ниже дано краткое описание модели релятивистского огненного шара, которая используется в этой главе для сравнения с экспериментальными данными. В последнее время опубликованы хорошие обзоры, посвященные этой модели (Пиран, 1999; Постнов, 1999), в которых дано более подробное ее описание и приведена полная библиография. Отметим также интересную лекцию Блиникова (1999), опубликованную в виде препринта.

Важным событием в исследовании космических гамма-всплесков явилось открытие их рентгеновских, оптических и радио- послесвечений, регистрируемых на временных масштабах от дней до месяцев. Такие наблюдения стали возможными благодаря быстрым и точным локализациям гамма-всплесков, выполненным приборами обсерватории *BeppoSAX*. В настоящее время большая часть таких областей локализации получается методом триангуляции в результате наблюдений Межпланетной сети, состоящей из российского прибора КОНУС, установленного на космическом аппарате WIND, и детекторов на борту космических аппаратов *Ulysses* и *NEAR*.

К настоящему времени затухающие оптические источники обнаружены в областях локализации около двадцати гамма-всплесков. Примерно для пятнадцати из них удалось при помощи оптических наблюдений напрямую измерить красные смещения их источников, которые оказались в пределах от $z \approx 0,4$ до $\approx 3,5$. Если источники гамма-всплесков излучают изотропно, такие расстояния соответствуют энерговыделению $10^{52} - 3 \cdot 10^{54}$ эрг. С другой стороны, наблюдаемая переменность излучения гамма-всплесков на малых временных масштабах дает оценку размера излучающей области $c \delta t < 300$ км для покоящегося источника. При такой огромной плотности излучения с большим количеством жестких фотонов $h\nu > 511$ кэВ должны были бы родиться электрон-позитронные пары, которые сделали бы излучающую область оптически толстой. Из-за давления излучения огненный шар должен был бы начать расширяться с релятивистской скоростью и излучение смогло бы полностью выйти из него только после аннигиляции электрон-позитронных пар. При этом, спектр этого излучения должен был бы быть тепловым, что противоречит наблюдениям. В этом состоит «проблема компактности» источников гамма-всплесков.

Проблема компактности может быть решена, если излучающая оболочка разлетается с ультрарелятивистской скоростью. В этом случае наблюдатель может видеть только малую часть оболочки, в пределах конуса с углом раствора $1/\gamma$, где γ — гамма-фактор движения оболочки, поэтому оценка радиуса оболочки должна быть увеличена на множитель γ^2 по сравнению с нерелятивистским случаем (Рыбики, Лайтман, 1979, задача 4.1). Кроме того, из-за эффекта Доплера, энергия гамма-квантов в системе покоя источника должна быть меньше наблюдаемой на множитель γ и в источнике должно быть меньше гамма-квантов с энергией $h\nu > 511$ кэВ. Для того, чтобы разрешить проблему компактности требуется гамма-фактор $\gamma > 100$.

Наиболее популярной в настоящее время является модель релятивистского

огненного шара, в которой кинетическая энергия релятивистского потока вещества переходит в энергию гамма-фотонов посредством синхротронного излучения электронов, ускоренных в ударных волнах, которые образуются при взаимодействии различных частей потока между собой, а также при его взаимодействии с межзвездной средой — в т. н. «внутренних» и «внешних» ударных волнах. Быструю переменность излучения всплесков трудно описать излучением от внешней ударной волны, которая распространяется в межзвездной среде перед потоком. Действительно, легко видеть, что разница во времени прихода к наблюдателю импульсов излучения, которые тонкая оболочка излучает через временной интервал Δt (время измеряется в системе отсчета наблюдателя), меньше этого интервала на множитель γ^2 . Таким образом, даже если $\Delta t \sim t$, она по порядку величины такая же, как и разница времен прихода гамма-квантов, которые испускаются одновременно разными частями оболочки (см. выше). Если же $\Delta t < t$, задержка между этими импульсами еще меньше и они замываются из-за задержки между временами прихода излучения различных частей оболочки. Поэтому, одна тонкая излучающая оболочка может дать только один гладкий пик излучения независимо от того, каким образом меняется ее светимость во время движения, если она меняется примерно одинаково по всей поверхности, которая видна наблюдателю.

По этой причине для объяснения быстрой переменности излучения всплесков привлекают внутренние ударные волны, которые могут возникать при взаимодействии различных частей толстой оболочки, движущихся с различными скоростями, между собой (толщина оболочки в системе отсчета наблюдателя должна быть больше R/γ^2 , где R — ее радиус). Однако, внутренние ударные волны не обеспечивают перевода существенной части энергии релятивистского потока в излучение и большая часть его кинетической энергии должна рассеиваться во внешних ударных волнах. Предполагается, что за послесвечение всплеска ответственна именно внешняя ударная волна, которая распространяется в межзвездной среде перед потоком.

Кинетическая энергия потока расходуется не только на то, чтобы разогнать собранную по пути межзвездную среду, но и на ее нагревание. Из соотношений на поверхности разрыва в ультрарелятивистской ударной волне (Блэндфорд, Макки, 1976) следует, что, проходя через нее, межзвездная среда нагревается так, что гамма-факторы хаотического движения частиц оказываются порядка гамма-фактора движения оболочки γ . Поэтому оболочка начинает тормозиться после того, как соберет на своем пути массу межзвездной среды, равную E/γ_0^2 , где E — начальная энергия оболочки, а γ_0 — начальный гамма-фактор ее движения. Когда собранная масса становится много больше этого значения, в задаче пропадает выделенный масштаб и движение становится автомодельным, причем оно зависит от величины E , а зависимость от γ_0 теряется. Так как в этот момент $v \approx c$ и $\gamma \gg 1$, знаменитое решение Седова еще неприменимо. Автомодельные решения задачи об ультрарелятивистском взрыве были получены Блэндфордом и Макки (1976). Когда движение оболочки становится лишь умеренно релятивистским, автомодельность пропадает, так как появляется масштаб скорости

— скорость света c . При дальнейшем торможении, движение оболочки снова становится автомодельным (при этом $v \ll c$, $\gamma \approx 1$) и описывается решением Седова. В случае анизотропного разлета оболочки, эта картина остается верной до тех пор, пока угол раствора конуса, в который она движется $\theta > 1/\gamma$, так как до этого момента оболочка «не знает», что она несферическая.

Синхротронный спектр электронов, ускоренных ударной волной, состоит из степенных зависимостей с изломами на характерных частотах ν_m , которая соответствует максимуму распределения электронов по энергиям, ν_c , соответствующей таким энергиям электронов, выше которых становится существенно их радиационное охлаждение за время расширения. На эти частоты (меньшую из них) приходится максимум спектрального потока излучения F_ν . Частота, ниже которой существенно синхротронное самопоглощение ν_a всегда лежит в радиодиапазоне. В простейшей модели огненного шара предполагается, что в электронах и магнитном поле содержатся постоянные доли энергии вещества за фронтом ударной волны. Поэтому частоты ν_m и ν_c в этой модели зависят только от гамма-фактора движения оболочки. Частота ν_c кроме того еще явно зависит от времени расширения.

Таким образом, поток послесвечения растет во всех диапазонах до тех пор, пока оболочка не начала тормозиться, из-за того, что она собирает на своем пути все больше межзвездного вещества. Когда же оболочка начинает торможение, ее гамма-фактор, вследствие автомодельности движения, уменьшается как степенная функция времени. Вместе с гамма-фактором степенным образом уменьшаются и частоты ν_m и ν_c и максимум спектра движется в низкочастотную область. Так как синхротронный спектр также степенной, в фиксированной полосе частот будет наблюдаться степенная кривая блеска. При этом, в мягком гамма и в рентгеновском диапазонах степенное уменьшение потока послесвечения должно происходить сразу же после начала торможения оболочки, так как с самого начала частоты ν_m и ν_c находятся в более мягкой области при типичных параметрах.

В рамках этой модели были успешно объяснены степенные кривые блеска послесвечений гамма-всплесков, регистрируемые в рентгеновском и оптическом диапазонах на временном масштабе от дней до месяцев и больше. Спектры послесвечений также хорошо воспроизводятся в рамках модели. Так например, спектр послесвечения гамма-всплеска 970508 хорошо согласуется с расчетным в диапазонах от радио до рентгеновского (Галама и др., 1998). Однако, эти наблюдения проводились в основном телескопами с узким полем зрения, которые успевали наводить на источник гамма-всплеска только через несколько часов после его регистрации. В это время гамма-фактор движения потока уже должен упасть до $\gamma \lesssim 10$. С другой стороны, большой интерес представляют наблюдения послесвечений всплесков на самом раннем этапе их развития когда гамма-фактор движения потока, плотность и температура вещества максимальны. Так как максимум раннего послесвечения в рентгеновском и гамма-диапазонах соответствует началу торможения потока из-за взаимодействия с межзвездной средой, такие наблюдения могли бы позволить определить

начальный гамма-фактор и другие параметры модели. При помощи наблюдений послесвечений на более поздних этапах этого сделать нельзя, из-за того, что, как говорилось выше, движение оболочки автомодельно и зависит от ее начальной энергии E , а не от γ_0 .

В этой части диссертационной работы представлены результаты поиска ранних послесвечений космических гамма-всплесков по данным телескопа СИГМА обсерватории «Гранат». Используя одно из основных преимуществ телескопа СИГМА — стабильный фон, удалось провести наблюдение раннего послесвечения яркого всплеска 920723 и исследовать излучение других всплесков на больших временных масштабах. Этому посвящена глава 4. В пятой главе, в рамках модели релятивистского огненного шара исследовано излучение коротких гамма-всплесков (длительностью < 1 с) на временном масштабе $t \approx 30$ с по данным монитора БАТСЕ на борту обсерватории им. Комтона.

Глава 4

Поиск ранних послесвечений гамма-всплесков по данным телескопа СИГМА

4.1 Наблюдение раннего послесвечения всплеска 920723

Представлены результаты наблюдения послесвечения яркого космического гамма-всплеска 23 июля 1992 г., оказавшегося в поле зрения вторичной оптики телескопа СИГМА обсерватории «Гранат». После всплеска, длившегося ~ 6 с, на протяжении ~ 1000 с наблюдалось затухающее мягкое гамма-излучение (35–300 кэВ). За это время высветилось $\sim 20\%$ энергии всплеска. Кривая блеска основного события плавно переходит в послесвечение, в котором поток спадает по степенному закону с показателем $-0,7$. В момент начала падения потока от основного события наблюдается резкое изменение жесткости излучения. Жесткость спектра послесвечения в диапазоне 8–200 кэВ соответствует степенному спектру со спектральным индексом $\alpha \approx 1$, тогда как во время всплеска $\alpha \approx 0,0 - 0,3$. Параметры послесвечения обсуждаются в рамках модели релятивистского огненного шара.

4.1.1 Наблюдение

Космический гамма-всплеск 23-го июля 1992 г. является самым ярким всплеском, зарегистрированным телескопом СИГМА обсерватории «Гранат», и одним из самых ярких всплесков, наблюдавшихся обсерваторией «Гранат» за все время ее работы. Он был зарегистрирован приборами ФЕБУС, ВОТЧ и СИГМА в диапазоне энергий от 8 кэВ до 24 МэВ (Терехов и др., 1993; 1995б). Срабатывание всплесковых ячеек произошло в $20^{\text{h}}03^{\text{m}}08^{\text{s}},3$ всемирного времени; всплеск продолжался ~ 6 с. По данным прибора ВОТЧ, излучение фотонов в диапазоне 8–20 кэВ длилось еще более 40 с после окончания всплеска в жестких рентгеновских лучах (Терехов и др., 1993). Всплеск был локализован этим прибором

с точностью $\sim 0,2$ (Сазонов и др., 1998). По данным прибора ФЕБУС поток излучения в максимуме всплеска составил $5 \cdot 10^{-5}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, а полное энерговыделение — $1,4 \cdot 10^{-4}$ эрг см^{-2} в диапазоне 100–600 кэВ (Терехов и др., 1995а).

Всплеск был также зарегистрирован вторичной оптикой телескопа СИГМА. Распределение фотонов всплеска на детекторе телескопа соответствовало характерному «отпечатку» от отверстия в защите в виде дуги, что дало возможность измерить положение всплеска с точностью $\lesssim 1^\circ$ (Кларе и др., 1994б). Изображение на детекторе телескопа во время всплеска 920723 приведено в главе 1 (рис. 1.2). Формат сохранения данных телескопа в бортовой памяти обсерватории позволяет в течение $\sim 7,5$ с строить кривую блеска с временным разрешением лучше $\sim 0,1$ с (в зависимости от потока); также в течение всего сеанса записывается скорость счета на детекторе с разрешением 4 с в четырех широких энергетических каналах: 35–70, 70–150, 150–300 и 300–600 кэВ. В последнем канале послесвечение не было зарегистрировано, поэтому далее будут рассматриваться только первые три из них. Пиковая скорость счета всплеска в диапазоне 35–300 кэВ составила 7900 отсч./с, средняя скорость счета фона — 310 отсч./с.

Во время сеанса телескоп СИГМА был наведен на рентгеновский пульсар Геркулес X-1, который во время всплеска находился в затмении и не был обнаружен. Верхний предел на его среднюю за сеанс скорость счета составляет $\sim 0,25$ отсч./с на уровне значимости 99,7%, в полосе энергий фотонов 35–70 кэВ. Пульсар имеет очень мягкий спектр (фотонный индекс $-4,4$ в полосе 20–100 кэВ), поэтому в более жестких каналах поток от него пренебрежимо мал. В фазу затмения пульсар вошел за 12000 с до всплеска и вышел из нее через 9000 с после всплеска. Таким образом, в интересующий нас промежуток времени он не мог внести заметного вклада в переменность скорости счета на детекторе. Во время наблюдения в поле зрения вторичной оптики также не было ярких источников мягкого гамма-излучения. Космический аппарат «Гранат» находится на высокоапогейной орбите и в течение наблюдения не подвержен влиянию радиационных поясов Земли и других неоднородностей магнитосферы (таких как Южная атлантическая аномалия). Поэтому фон телескопа СИГМА обычно не проявляет заметной переменности на масштабах 10^3 с, и его можно удовлетворительно моделировать полиномом низкого порядка.

4.1.2 Обработка и результаты наблюдения

Обычно источники составляют лишь несколько процентов общей скорости счета на детекторе телескопа СИГМА, поэтому правильное вычитание фона является вопросом первостепенной важности. Для моделирования фона были исключены 4000 с непосредственно следующие за всплеском и 1000 с непосредственно перед всплеском. Продолжительность всего сеанса составляла около 65000 с, таким образом исключалось около 8% общего времени наблюдения. Изменение фона со временем аппроксимировалось полиномами Чебышева порядка 0, 1, 2 и т.д. Процесс останавливался на том порядке, после которого увеличение порядка полинома не вызывало значимого улучшения качества модели (что

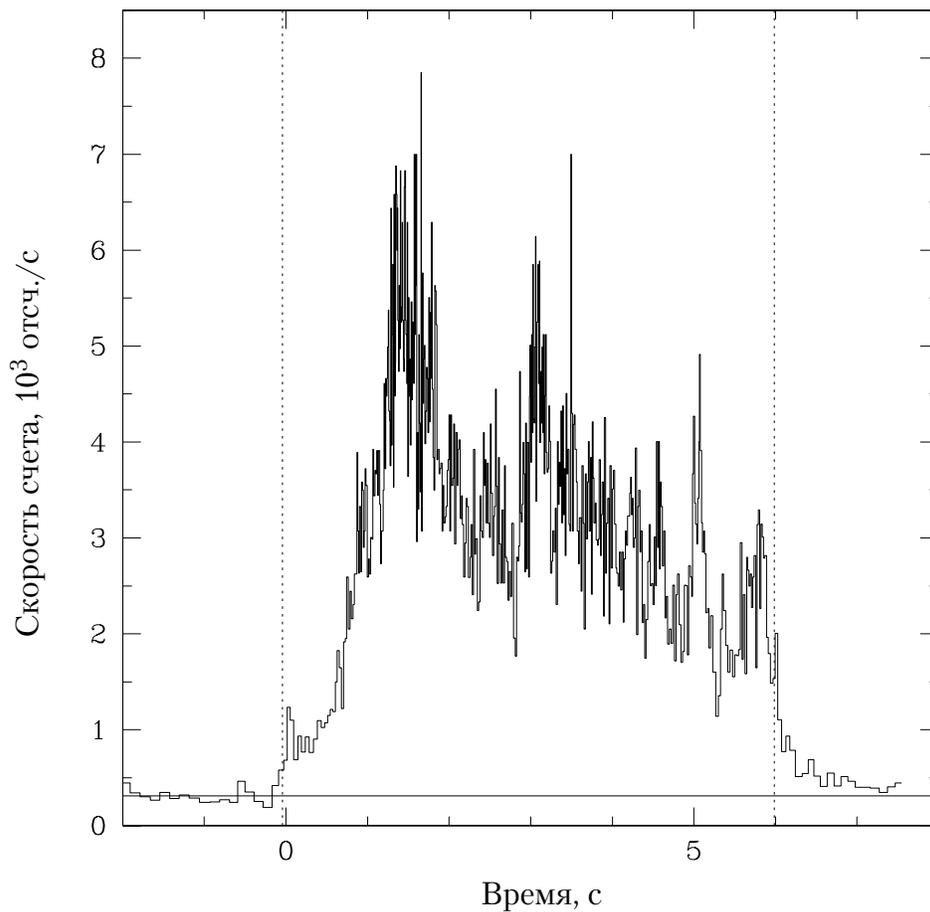


Рис. 4.1. Кривая блеска основного события с временным разрешением $\lesssim 0,1$ с в диапазоне 35–300 кэВ. Начало отсчета времени соответствует моменту срабатывания всплесковой ячейки. Сплошная горизонтальная линия показывает полиномиальную модель фона. Вертикальными пунктирными линиями отмечены моменты времени, в которые выбирается начало отсчета времени для кривых блеска в логарифмических координатах (рис. 4.3 и 4.6).

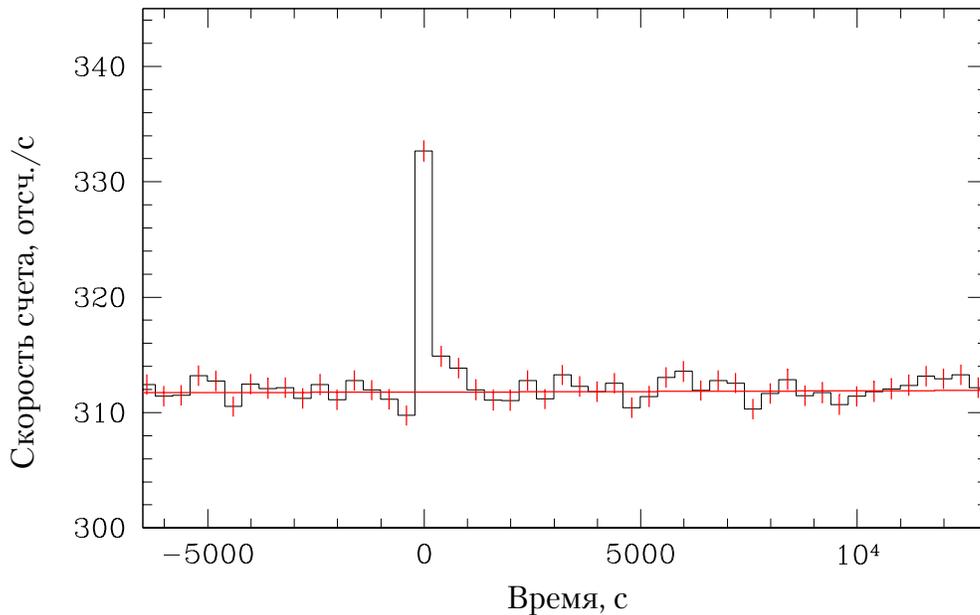


Рис. 4.2. Скорость счета до и после всплеска 920723. Сплошной линией показана полиномиальная модель фона.

определялось по критерию Фишера). Окончательно была принята модель фона с полиномами Чебышева 2-го порядка в первом и втором энергетических каналах и 3-го порядка в третьем канале. Следует отметить, что в районе всплеска значение фона очень слабо зависело от порядка полинома. Например, полиномы наивысшего использованного порядка отклоняются от простейшей линейной модели фона на 0.065 отсч./с в полной энергетической полосе.

Качество вычитания фона можно проконтролировать сравнением распределения отклонения измеренной скорости счета от фоновой модели с ожидаемым распределением для чисто статистического разброса. Для этого было построено распределение отклонений усредненной за 300 с скорости счета от модели фона в единицах стандартного отклонения пуассоновского распределения. В случае чисто статистических вариаций фона это распределение должно быть гауссовым с дисперсией равной единице; в случае нестабильного фона распределение должно быть шире. Полученное распределение хорошо приближается гауссовой моделью ($\chi^2 = 5,1$ на 7 степеней свободы) с дисперсией $1,1 \pm 0,1$. Дисперсия несколько превышает единицу, но это превышение оказывается незначимым. Таким образом, нестабильность фона на временном масштабе 300 с не обнаруживается. Предполагая, что статистические и надстатистические вариации складываются в квадратуре, можно получить, что средняя надстатистическая вариация фона относительно полиномиальной модели не превышает 0.6 отсч./с (на 95% уровне). Это заметно меньше, чем интенсивность зарегистрированного послесвечения в течение первых 1000 с после всплеска.

На рис. 4.1 представлена кривая блеска основного события с временным разрешением $\lesssim 0,1$ с в диапазоне 35–300 кэВ. Нуль времени соответствует моменту срабатывания всплесковой ячейки. На рис. 4.2 изображена скорость счета до и после всплеска на большом временном масштабе. Сам гамма-всплеск на этом рисунке «замазывается» из-за слишком грубого временного разрешения, однако, можно заметить, что слабое излучение регистрируется до ~ 1000 с после всплеска. Сплошная линия на рис. 4.1 и 4.2 показывает полиномиальную модель фона. Из рис. 4.2 видно, что эта модель адекватно описывает фон, который остается практически постоянным на протяжении более чем 10^4 с.

В логарифмических координатах форма кривой блеска сильно зависит от того, какой момент выбран началом отсчета времени. Для правильного изображения степенных зависимостей, которые следуют из автомодельных решений задачи о сильном взрыве, за начало отсчета следует принимать момент, когда выделяется энергия взрыва. Решение можно считать автомодельным только на временах, гораздо больших интервала времени, за который выделяется эта энергия. Поэтому степенную зависимость кривой блеска от времени следует искать на временах, гораздо больших продолжительности основного события, т.е. при $t \gg 6$ с. В логарифмических координатах форма этой части кривой не зависит от положения начала отсчета времени, выбранного во время всплеска.

На рис. 4.3 показана кривая блеска с вычтенным фоном в логарифмических координатах. Нуль времени соответствует времени срабатывания всплесковой ячейки. Этот момент обозначен пунктирной линией слева на рис. 4.1. Горизонтальной пунктирной линией снизу на рис. 4.3 отмечен верхний 95% предел на уровень возможной надстатистической вариации фона относительно полиномиальной модели на временной шкале 300 с, полученный выше (0.6 отсч/с). Закрашенными квадратами обозначена часть кривой, построенная по данным с временным разрешением 4 с, пустыми квадратами — данным с хорошим временным разрешением. Хорошо видно, что после этого яркого всплеска, длительность которого составляет около 6 с (рис. 4.1) в течение ~ 1000 с регистрируется слабое затухающее излучение.

Прямая, проведенная на рис. 4.3 сплошной линией, представляет лучшее приближение кривой блеска степенным законом во временном интервале 20–1000 с; штрихпунктирная кривая — лучшее приближение этих же точек экспонентой. Значения χ^2 равны соответственно 1,5 и 6,5 на 4 степени свободы. Таким образом, степенной закон удовлетворительно описывает данные и является лучшим приближением, чем экспонента. Степенной наклон кривой блеска в интервале 20–1000 с равен $-0,69 \pm 0,17$. Степенные наклоны для кривой блеска в каждом из трех энергетических диапазонов отдельно равны: $-1,29 \pm 0,55$ (35–70 кэВ), $-0,64 \pm 0,19$ (70–150 кэВ) и $-0,41 \pm 0,6$ (150–300 кэВ). В пределах ошибок эти показатели не отличаются между собой. Во временном интервале 20–1000 с высвечивается $\sim 20\%$ энергии, выделенной в основном всплеске. Отметим, что при данном выборе начала отсчета времени экстраполяция степенного закона, приближающего кривую блеска в интервале 20–1000 с, в сторону начала отсчета (обозначенная пунктиром на рис. 4.3) почти точно попадает на первый ма-

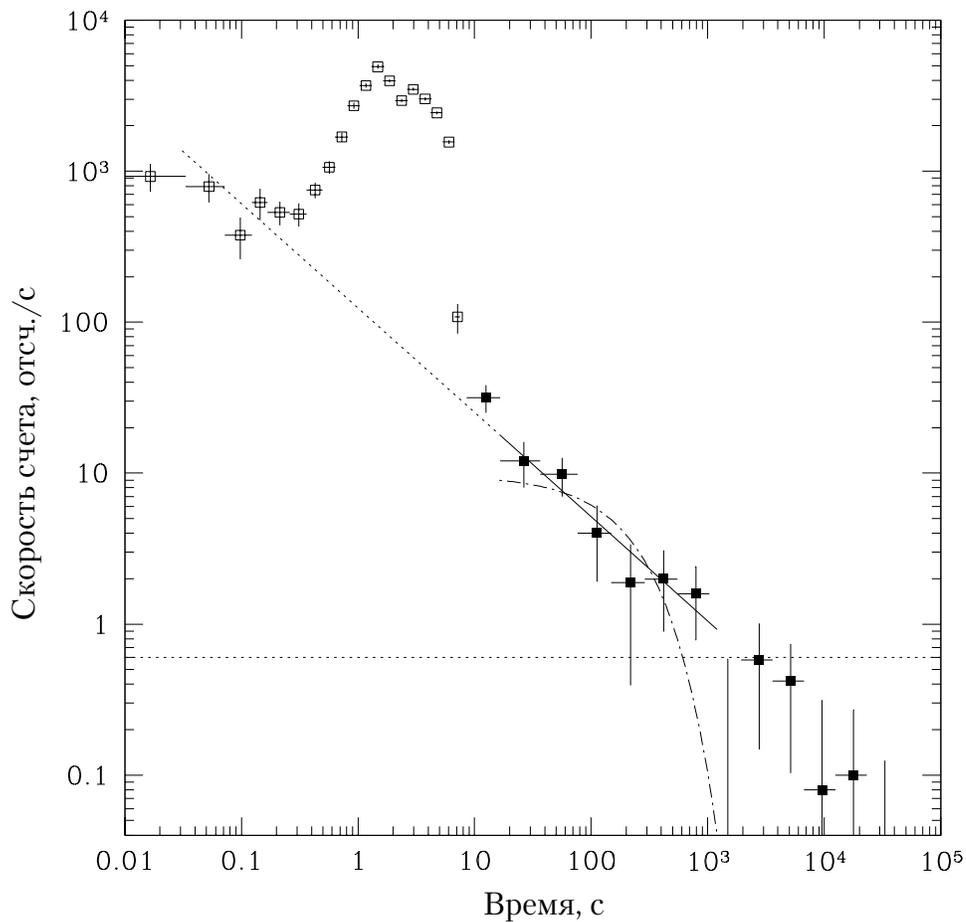


Рис. 4.3. Скорость счета после всплеска с вычтенным фоном и в логарифмических координатах. Нуль времени соответствует времени срабатывания всплесковой ячейки. Закрашенными квадратами обозначена часть кривой, построенная по данным с временным разрешением 4 с, пустыми квадратами — данным с хорошим временным разрешением. Горизонтальной пунктирной линией снизу отмечен верхний 95% предел на уровень возможной надстатистической вариации фона относительно полиномиальной модели на временном масштабе 300 с. См. также текст.

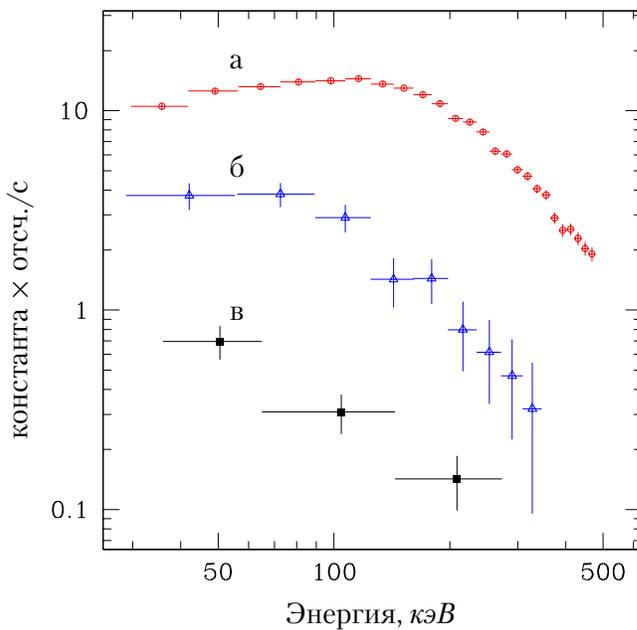


Рис. 4.4. Спектры отсчетов основного события во временном интервале 0–6 с (а), в интервале 6–7,5 с (б), и спектр послесвечения (в).

ленький пик временной истории, в самом начале основного события (см. также рис. 4.1).

На рис. 4.4 изображены спектры отсчетов основного события во временном интервале 0–6 с (а), в интервале 6–7,5 с (б), и спектр отсчетов послесвечения (в). Из рисунка видно, что в пределах ошибок измерения жесткость послесвечения не отличается от жесткости излучения через 6–7,5 с после срабатывания ячейки, но оказывается заметно мягче среднего по времени спектра основного события. Хотя форма спектров может быть сильно искажена поглощением мягкого излучения в пассивной защите телескопа, вывод об относительном умягчении спектра во время послесвечения должен быть верным.

Вывод об относительной мягкости послесвечения с большей уверенностью можно сделать из сравнения данных телескопа СИГМА с кривой блеска по данным прибора ВОТЧ в полосе 8–20 кэВ (Терехов и др., 1993; Сазонов и др. 1998). По данным прибора ФЕБУС можно определить поток в основном событии в полосе 75–200 кэВ и найти коэффициент перевода отсчетов на детекторе телескопа СИГМА в энергетические единицы. Результаты этих расчетов представлены на рис.4.5, где изображена временная история эффективного спектрального индекса в диапазоне 8–200 кэВ (т.е. параметра степенного спектра $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, имеющего жесткость, равную наблюдаемой). Из рис.4.5 видно, что спектр послесвечения гораздо мягче спектра основного события. Во время основного события (в интервале 0–6 с) наблюдается обычное для гамма-всплесков умягчение спектра со временем (например, Форд и др., 1994). На шестой секунде после срабатывания всплесковой ячейки, спектральный индекс резко увеличивается от $\alpha \approx 0,3$ до ≈ 1 и впоследствии остается постоянным в пределах ошибок измерения.

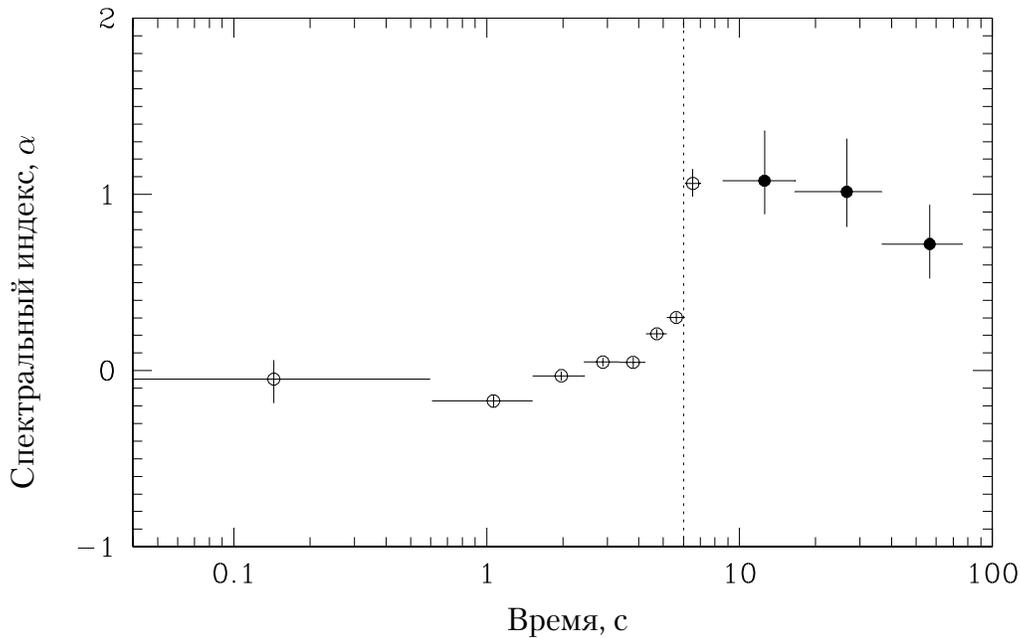


Рис. 4.5. Зависимость от времени эффективного спектрального индекса в диапазоне 8–200 кэВ.

На рис. 4.6 изображена кривая блеска в логарифмических координатах так же, как и на рис. 4.3, но нулевой момент времени выбран в начале быстрого падения скорости счета примерно через 6 с с момента срабатывания всплесковой ячейки (вертикальная пунктирная линия справа на рис. 4.1). Как показано выше, этот момент временной истории выделен также резким изменением спектра всплеска (вертикальная пунктирная линия на рис.4.5). При таком выборе начала отсчета времени данные в интервале 0,01–10 с хорошо ложатся на степенной закон, полученный в интервале 20–1000 с. Если учесть интервал 0,1–20 с при отыскании наилучшего приближения степенной функцией, ее показатель окажется равным $-0,70 \pm 0,03$. Основная часть временной истории всплеска не показана на рис. 6; при данном выборе начала отсчета времени она расположена на отрицательной части временной оси. При $t \gg 6$ с (продолжительности всплеска), форма кривой блеска не меняется по сравнению с рис. 4.3, где нуль времени выбран в начале основного события.

При таком выборе начала отсчета времени, уменьшение потока согласно единому степенному закону происходит на протяжении примерно четырех порядков величины изменения времени. Однако, такое поведение кривой блеска не ожидается в случае, если степенной хвост возникает при переходе огненного шара в автомобильный режим расширения — в этом случае степенное уменьшение потока следует ожидать только на временном масштабе, много большем времени выделения энергии.

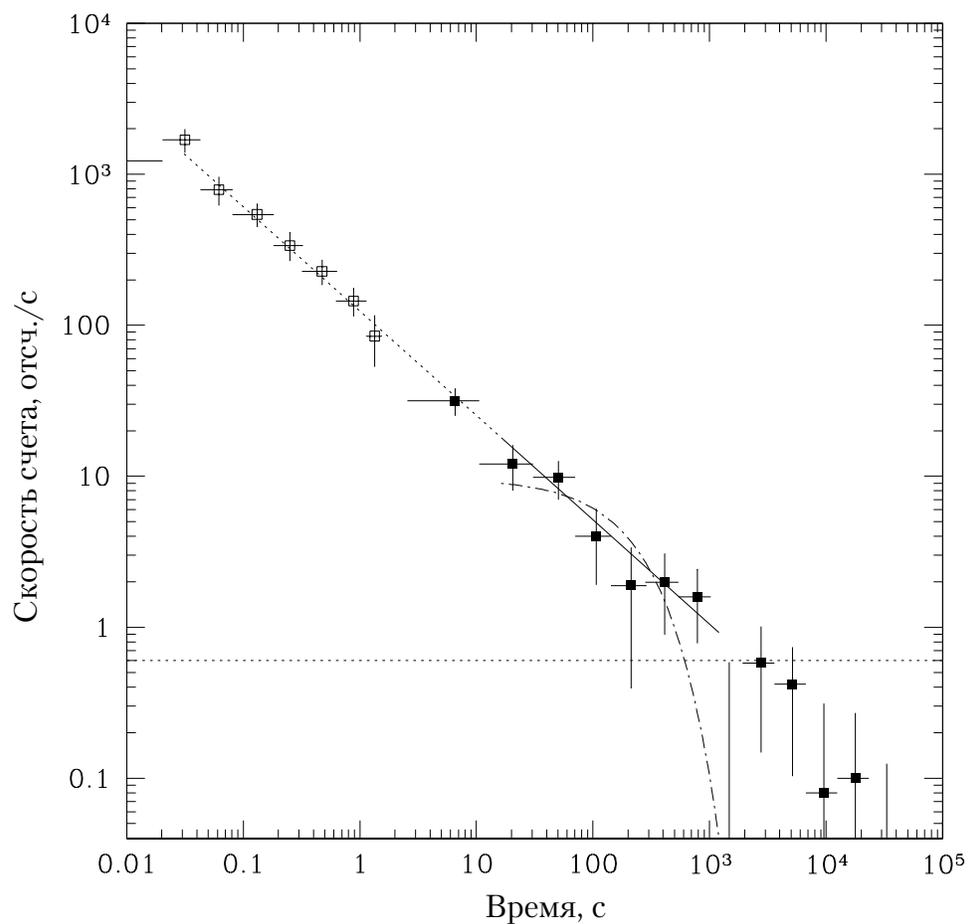


Рис. 4.6. То же, что и на рис. 4.3, но начало отсчета времени выбрано в начале быстрого падения скорости счета и в момент резкого умягчения спектра, примерно через 6 с с момента срабатывания всплесковой ячейки (вертикальная пунктирная линия справа на рис. 4.1, вертикальная пунктирная линия на рис.4.5).

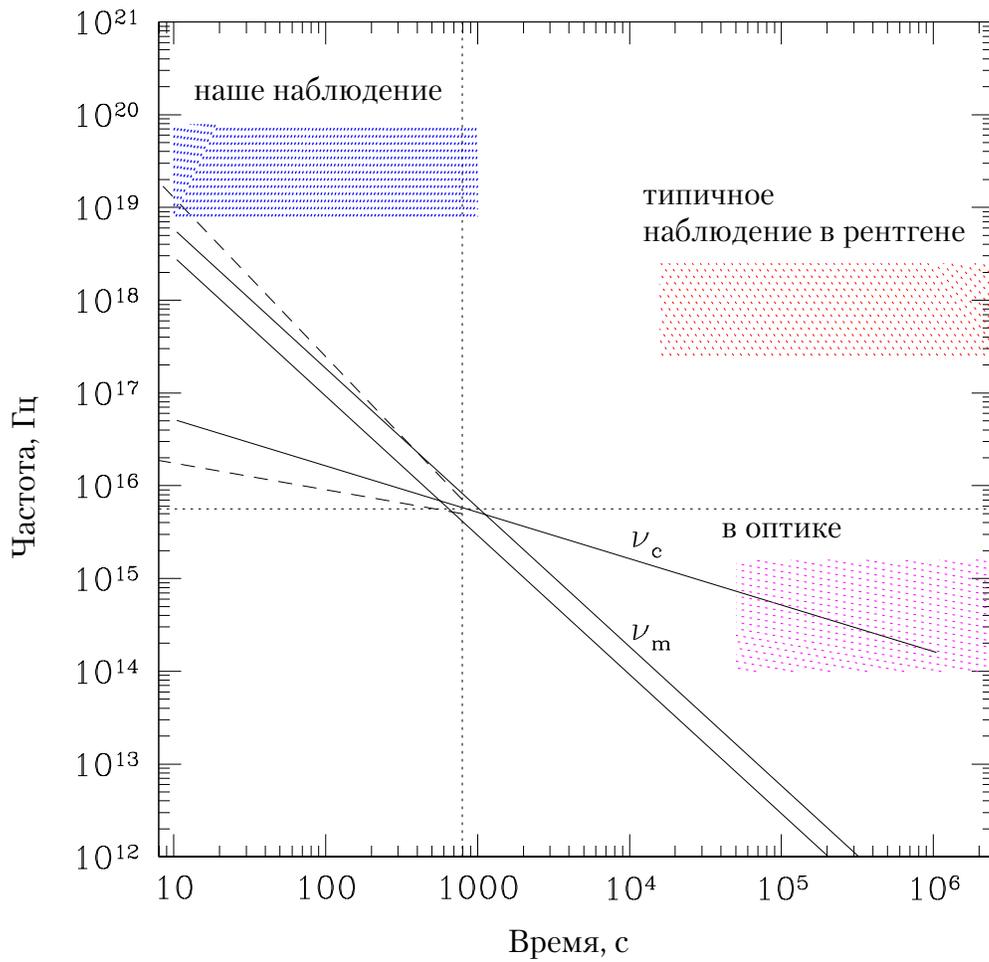


Рис. 4.7. Времена и энергетические диапазоны наблюдения, представленного в настоящей работе, и типичных наблюдений послесвечений всплесков в рентгене и оптике. Показана также эволюция характерных частот синхротронного спектра ν_m и ν_c (см. текст).

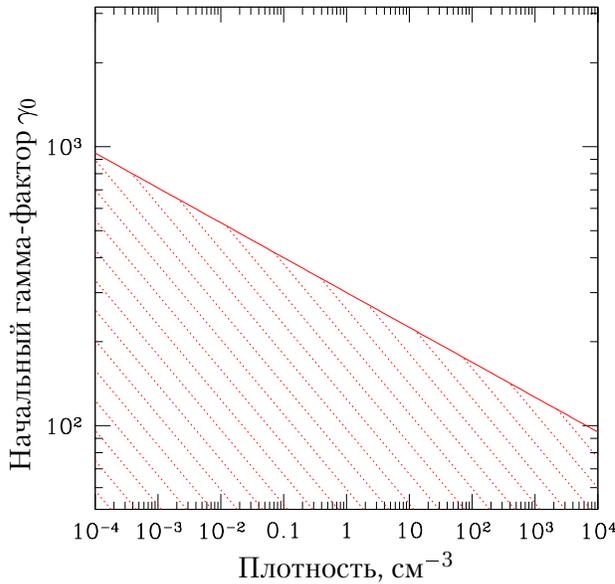


Рис. 4.8. Ограничение на начальный гамма-фактор γ_0 , которое получается из оценки времени, когда наступает максимум раннего послесвечения $t_\gamma \lesssim 6$ с, в зависимости от плотности межзвездной среды, при $E = 10^{52}$ эрг. Область разрешенных значений находится выше заштрихованной области.

4.1.3 Обсуждение

На рис. 4.7 для наглядности показаны времена и энергетические диапазоны, в которых проводилось наше наблюдение и в которых обычно проводятся наблюдения рентгеновских и оптических послесвечений. На рисунке также показано как, согласно модели релятивистского огненного шара, должны меняться со временем характерные частоты синхротронного спектра послесвечения ν_m и ν_c для того, чтобы их значения согласовывались с измеренными для всплесков 970508 и 971214 при $t \approx 10^6$ с (Виерс и Галама, 1998). Из рисунка видно, что наше наблюдение находится в таком временном и энергетическом диапазоне, который ранее не был доступен для наблюдений послесвечений гамма-всплесков. Важной особенностью нашего наблюдения является и то, что нет перерыва между наблюдением основного относительно короткого всплеска, который имеет сложную временную структуру, и его послесвечения, поток в котором спадает по степенному закону на большом отрезке времени. Из полученной кривой блеска (рис. 4.1, 4.3 и 4.6) видно, что процесс, ответственный за послесвечение всплеска, начинается сразу после, или даже во время основного события. При этом резкое изменение спектральных характеристик (рис. 4.5) может указывать на момент времени, когда заканчивается процесс, в котором рождается большая часть жесткого и переменного излучения основного всплеска.

Как говорилось во введении, в рамках модели релятивистского огненного шара, максимум послесвечения наступает в момент, когда оболочка начинает тормозиться после того, как собирает на своем пути достаточно большую массу вещества межзвездной среды $M = E/\gamma_0^2$, где E — начальная кинетическая энергия оболочки, γ_0 — ее начальный гамма-фактор. Из этого соотношения можно очень легко получить оценку наблюдаемого времени, когда должен наступать

максимум послесвечения (Сари, Пиран, 1999б):

$$t_\gamma \approx 5 \text{ с} \cdot (E/10^{52} \text{ эрг})^{1/3} (\gamma_0/300)^{-8/3} (n/1 \text{ см}^{-3})^{-1/3}. \quad (4.1)$$

Здесь n — плотность межзвездной среды. Наше наблюдение дает лишь верхнюю оценку $t_\gamma \lesssim 6$ с. Из нее следует ограничение на величину начального гамма-фактора:

$$\gamma_0 > 280 (E/10^{52} \text{ эрг})^{1/8} (n/1 \text{ см}^{-3})^{-1/8}, \quad (4.2)$$

Область разрешенных значений γ_0 , в предположении $E = 10^{52}$ эрг, находится выше заштрихованной области на рис. 4.8. От величины E это ограничение зависит слабо, так как ограничение на γ_0 зависит от нее лишь в степени $1/8$ и в случае, если источник всплеска находится на космологическом расстоянии, его изменение в «разумных» пределах почти не влияет на оценку γ_0 . Таким образом, ранний максимум послесвечения $t_\gamma \lesssim 6$ с свидетельствует о высоком начальном гамма-факторе потока. Напомним, что оценку этой величины нельзя получить из наблюдений послесвечений на более поздних этапах, так как движение оболочки становится автотельным и зависит от ее начальной энергии E . Из оценки величины потока послесвечения в районе максимума также можно получить ограничение на γ_0 в зависимости от параметров модели, но это ограничение оказывается гораздо слабее, т.к. поток сильно зависит от расстояния до источника и параметров, определяющих эффективность перевода кинетической энергии потока в излучение.

Спектральная плотность потока послесвечения задается выражением $F_\nu \propto \nu^{-\alpha} t^{-\beta}$, где на достаточно поздних стадиях эволюции огненного шара показатели α и β не зависят от времени, а зависят только от наклона спектра релятивистских электронов. В нашем случае эти показатели равны $\alpha = 1 \pm 0,2$, $\beta = 0,69 \pm 0,17$ (§ 4.1.2). Спектр послесвечения оказывается заметно более жестким, а кривая блеска — более пологой, чем наблюдавшиеся ранее в рентгеновском диапазоне через $> 3 \cdot 10^4$ с после основного события: $\alpha = 1,4 - 1,7$, $\beta = 1,1 - 1,6$ (например, инт Занд и др., 1998; Пиро и др., 1998; Никастро и др. 1998). Кроме того, наблюдаемый степенной наклон кривой блеска оказывается более пологим, чем t^{-1} (на доверительном уровне $\sim 90\%$). Интеграл от $t^{-0,7}$ расходится при $t \rightarrow \infty$ и, если послесвечение затухало бы по такому закону продолжительное время, то уже через $\sim 10^5$ с в нем выделилась бы энергия порядка энергии основного события. Таким образом, наклон кривой блеска должен увеличиться после нашего наблюдения.

Изменение степенного наклона кривой блеска послесвечения могло бы быть связано с тем, что частота ν_m , соответствующая максимуму распределения ускоренных электронов, становится меньше частоты диапазона наблюдения. Одновременно с этим должен умягчиться и спектр послесвечения, что приводило бы наклон спектра α в согласие с наблюдениями послесвечений в рентгеновском диапазоне (см. выше). Частота ν_m соответствовала бы мягкому гамма-диапазону (~ 100 кэВ) при $t_m \approx 65 \text{ с} \cdot \epsilon_B^{1/3} \epsilon_e^{4/3} (E/10^{52} \text{ эрг})^{1/3}$, где $\epsilon_e < 1$ и $\epsilon_B < 1$ — доли энергии электронов и магнитного поля в энергии ударной волны (Сари и др.,

1998). Из оценок ϵ_e и ϵ_B , полученных из данных одновременных радио, оптических и рентгеновских наблюдений послесвечений всплесков 970508 и 971214 при $t \approx 10^5 - 10^6$ с (Виерс и Галама, 1998), можно получить $t_m \sim 3$ с. Эта оценка t_m не согласуется с предположением о том, что $t_m > 100 - 1000$ с. Это хорошо видно на рис. 4.7, где показано, как со временем эволюционирует частота ν_m в соответствии с измерениями для всплесков 970508 и 971214. Таким образом, результаты нашего наблюдения могут свидетельствовать о существенных различиях параметров модели для различных гамма-всплесков. С другой стороны, такой пологий степенной наклон кривой блеска может быть связан с тем, что послесвечение наблюдается недалеко от его максимума, где движение потока еще не в полной мере можно считать автомодельным.

В мягком гамма-диапазоне послесвечения, поток в которых падает по степенному закону сразу после основного события на временном масштабе до 1000 с, ранее не наблюдались. Поэтому наиболее важным является выяснение вопроса о том, насколько такое послесвечение может быть общей чертой гамма-всплесков. Всплеск 23 июля 1992 г. является самым ярким из зарегистрированных телескопом СИГМА. Результаты подробного анализа данных телескопа СИГМА на предмет поиска послесвечений гамма-всплесков представлены ниже.

4.2 Поиск ранних послесвечений других всплесков

Как видно из рис. 4.3, послесвечение гамма-всплеска 920723 не было бы зарегистрировано, если бы имело примерно в десять раз меньший поток. Остальные всплески, попавшие в поле зрения вторичной оптики телескопа, имели существенно более слабые потоки (см. главу 2), и подобные послесвечения от них зарегистрированы бы не были. Тем не менее, мы подробно проанализировали данные телескопа СИГМА с целью поиска ранних послесвечений других всплесков, зарегистрированных этим прибором.

Для остальных всплесков фон моделировался при помощи полиномов Чебышева также, как и для всплеска 920723 (§ 4.1.2). Некоторые всплески, для которых не было возможности качественно смоделировать фон, не рассматривались. Таких всплесков оказалось десять. На рис. 4.9 изображены средние потоки в энергетическом диапазоне 35–300 кэВ во временном интервале 100–800 с после срабатывания всплесковых ячеек. По оси абсцисс отложены потоки в максимумах всплесков. На рис. 4.9 не изображены длинные всплески 900720 и 910122 (рис. 2.3 в главе 2). Наклонная кривая линия изображает линейную зависимость, проходящую через крайнюю точку справа, соответствующую послесвечению всплеска 920723. Коэффициенты для перевода отсчетов в энергетические единицы для каждого всплеска были получены используя значения потоков во время всплесков, измеренные прибором ФЕБУС. Связанная с этим систематическая ошибка составляет $\sim 30\%$. Она не включена в ошибки на рис. 4.9, так как не влияет на значимость регистрации потоков.

Из рис. 4.9 видно, что в пределах ошибок потоки после более слабых вспле-

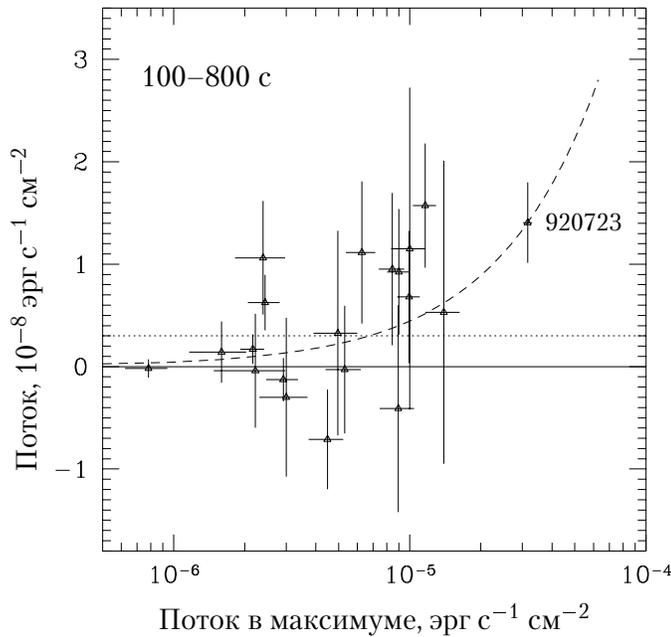


Рис. 4.9. Потоки в энергетическом диапазоне 35–300 кэВ, усредненные во временном интервале 100–800 с после срабатывания всплесковых ячеек, в зависимости от потоков в максимумах всплесков.

сков равны нулю. Только два всплеска имеют в этом временном интервале потоки, которые превышают фон на уровне значимости около 95%, что не является значимым для выборки из более чем 20 всплесков. Однако, средний по слабым всплескам поток во временном интервале 100–800 с равен $0,36 \pm 0,14$ отсч. s^{-1} . Это значение получено усреднением по всем всплескам исключая 920723, и заведомо длинные всплески 900720 и 910122 (рис. 2.3 в главе 2). Такое значение скорости счета соответствует приблизительно $3 \cdot 10^{-9}$ эрг $s^{-1} cm^{-2}$, что составляет долю примерно 10^{-3} от потока, регистрируемого во время всплесков. Эта величина показана горизонтальной пунктирной линией на рис. 4.9.

Из рис. 4.9 видно, что, по сравнению с ярким гамма-всплеском 920723, ранние послесвечения с большим отношением потока послесвечения к потоку во время всплеска не регистрируются. Если бы это отношение было примерно одинаковым для всех всплесков, то, как уже говорилось и как это хорошо видно из рис. 4.9, послесвечения слабых всплесков не были бы зарегистрированы в каждом отдельном случае из-за слабости большей части всплесков. Однако, средний по всем слабым всплескам поток на большом временном масштабе (в интервале 100–800 с) имеет приблизительно такую величину, как если бы большинство слабых всплесков имели послесвечения, подобные послесвечению яркого всплеска 920723. Таким образом, величина этого среднего по слабым всплескам потока указывает на то, что, по всей вероятности, на временном масштабе ~ 1000 с значительное число гамма-всплесков имеют послесвечения, подобные послесвечению всплеска 920723.

4.3 Заключение

В этой главе описано высокочувствительное измерение кривой блеска события 23 июля 1992 г. телескопом СИГМА. Чувствительность и стабильный фон телескопа позволяют регистрировать излучение на уровне лучше 1/1000 от пиковой на большом временном масштабе. Нам удалось обнаружить послесвечение гамма-всплеска, спадающее по степенному закону с показателем степени $-0,7$ в интервале 20–1000 с после всплеска. В диапазоне энергий фотонов 8–300 кэВ послесвечение оказывается существенно мягче основного события и в начале падения потока наблюдается резкое изменение спектра. В послесвечении высвечивается не меньше $\sim 20\%$ энергии гамма-всплеска. Это было первое наблюдение послесвечения в мягком гамма-диапазоне, спадающего по степенному закону сразу после всплеска.

В некоторых случаях признаки наличия послесвечения сразу после некоторых ярких всплесков наблюдались и ранее (в рентгеновском диапазоне: Сюняев и др., 1990; Мураками и др., 1991; Терехов и др., 1993; Сазонов и др., 1998; в мягком гамма-диапазоне: Клебесадел, 1992, Ткаченко и др., 1995). Однако, это долговременное слабое излучение регистрировалось на временном масштабе сравнимом с длительностями всплесков (обычно 30–100 с) и не позволяло сделать вывод о степенном законе затухания потока. Подобное излучение в некоторых случаях регистрировалось и широкоугольной камерой на борту обсерватории *ВерроSAX*, причем наблюдения указывали на то, что, возможно, это излучение переходит в послесвечения, регистрируемые позже при помощи телескопов с узким полем зрения (например, Пиро и др., 1998). Несколько особняком стоит наблюдение послесвечения всплеска 940217 в жестком гамма-диапазоне 200 МэВ – 10 ГэВ прибором EGRET на борту обсерватории им. Комптона (Орли и др., 1994). Послесвечение в таком жестком энергетическом диапазоне, по-видимому, требует отдельного объяснения.

Результаты наблюдения послесвечения всплеска 920723 телескопом СИГМА были подтверждены по данным прибора ФЕБУС на борту обсерватории «Гранат». Кроме того, по данным этого прибора было обнаружено похожее раннее послесвечение еще одного яркого всплеска 910402 (Ткаченко и др., 2000). По данным прибора ФЕБУС, видимо, подтвердится также результат том, что большая часть всплесков имеет послесвечения в мягком гамма-диапазоне на временном масштабе ~ 1000 с (Ткаченко, частное сообщение). Подобные измерения трудно проводить при помощи прибора БАТСЕ из-за существенно более нестабильного фона, чем у приборов обсерватории «Гранат» и из-за того, что источник затмевается Землей через каждые несколько тысяч секунд. Однако, предполагая, что фон БАТСЕ зависит только от фазы орбиты и не меняется от витка к витку, при помощи этого прибора удалось провести наблюдение раннего послесвечения всплеска 980923, поток в котором уменьшался по степенному закону в течение около 400 с (Гиблин и др., 1999). Во всех этих случаях послесвечения начинались сразу после всплесков, как и в случае 920723.

В то время, когда статья, в которой описывалось раннее послесвечение вспле-

ска 920723, была в печати (Буренин и др., 1999а), при помощи автоматического широкоугольного телескопа ROTSE была зарегистрирована оптическая вспышка во время яркого всплеска 990123 (Акерлоф и др., 1999), которая впоследствии была объяснена как излучение, возникающее в обратной ударной волне, которая распространяется внутри оболочки и появляется в начале ее торможения от взаимодействия с межзвездной средой (Сари, Пиран, 1999а). Это наблюдение также свидетельствует о том, что разлетающаяся оболочка начинает тормозиться довольно рано, что свидетельствует о большом начальном гамма-факторе ее движения.

Глава 5

Ранние послесвечения коротких гамма-всплесков

Как уже говорилось, в модели релятивистского огненного шара максимум послесвечения в рентгеновском и мягком гамма-диапазоне наступает на временном масштабе ~ 10 с. Поток в максимуме может быть достаточно велик, чтобы быть зарегистрированным современными мониторами всего неба. В этой главе исследуется излучение коротких (длительностью < 1 с) гамма-всплесков на временном масштабе $t \approx 10$ с по данным прибора БАТСЕ на борту орбитальной обсерватории им. Комптона. Значимый поток регистрируется для $\sim 20\%$ событий. Наблюдаемое долговременное излучение в большинстве случаев может быть объяснено в рамках модели как раннее послесвечение всплеска. Для остальных всплесков из ограничения на поток в максимуме послесвечения установлены ограничения на параметры модели.

5.1 Интенсивность послесвечения

В рамках модели релятивистского огненного шара, спектры послесвечений состоят из степенных зависимостей с изломами на нескольких характерных частотах: ν_m — частота, соответствующая максимуму распределения электронов по энергиям, ν_c — частота, выше которой существенно охлаждение электронов синхротронным излучением (см., например, Пиран, 1999; Постнов, 1999). Частота, ниже которой становится существенно самопоглощение излучения, всегда находится в радио диапазоне. Поток послесвечения в мягком гамма-диапазоне сначала растет $F_\nu \propto t^2$. В момент времени $t = t_\gamma$ (4.1, §4.1.3) релятивистская оболочка собирает на своем пути достаточно много вещества межзвездной среды и начинается ее торможение. После этого поток послесвечения падает, причем кривая блеска состоит из степенных зависимостей с изломами на временах t_m и t_c , когда через диапазон наблюдения проходят меняющиеся со временем частоты ν_m и ν_c .

Модель имеет следующие параметры: начальный гамма-фактор движения оболочки γ_0 , красное смещение источника z , начальная кинетическая энергия

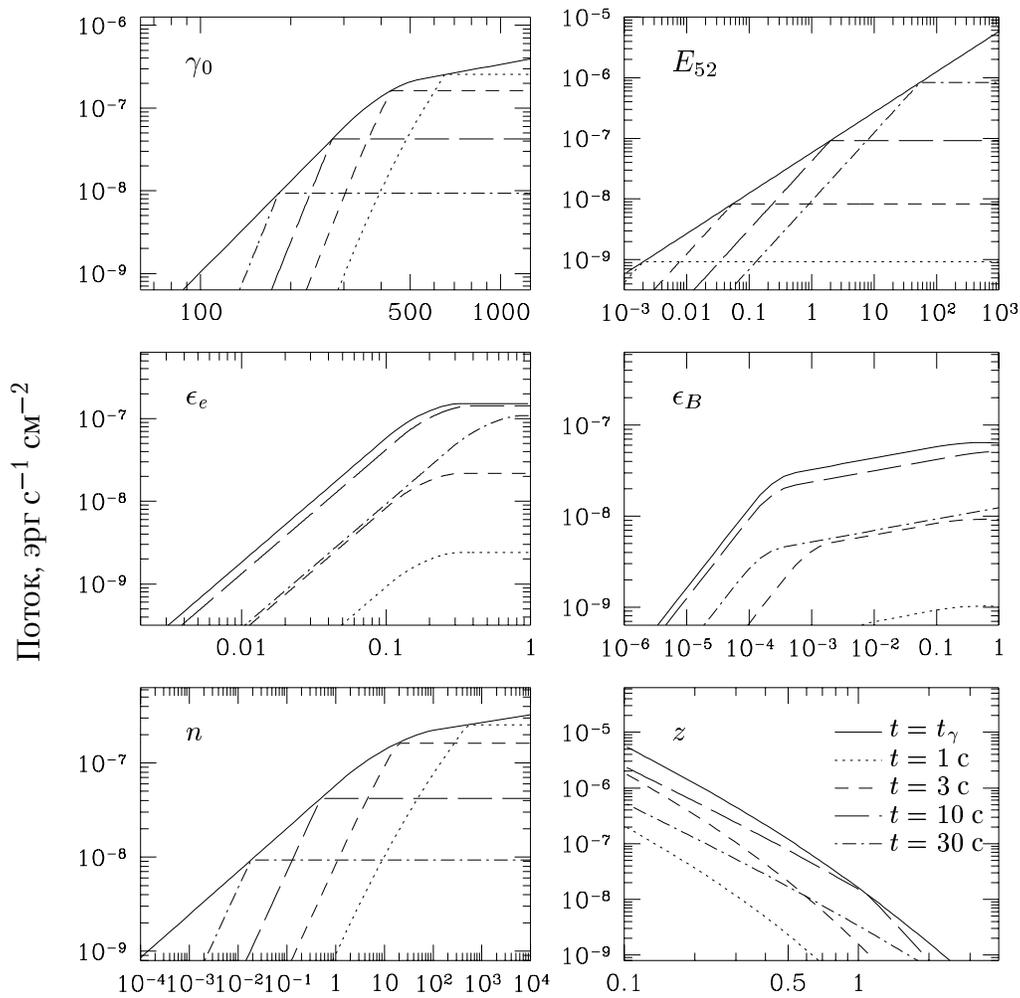


Рис. 5.1. Поток послесвечения в зависимости от параметров модели: γ_0 , E_{52} , ϵ_e , ϵ_B , n и z . На каждой панели изменяется только один параметр, остальные при этом имеют значения, указанные в тексте. Соответствие различных линий разным значениям времени указано на левой нижней панели (z).

оболочки E , доли электронов и магнитного поля в плотности энергии за фронтом ударной волны ϵ_e и ϵ_B , плотность частиц окружающей межзвездной среды n . Используя формулы из работы Сари и Пирана (1999), можно вычислить поток послесвечения для любого набора этих параметров. На рис. 5.1 показано, как поток раннего послесвечения в полосе 30–300 кэВ при разных t зависит от каждого из этих параметров по-отдельности. При этом введено обозначение $E_{52} = 2(1 - \cos\theta)^{-1}E/(10^{52}\text{эрг})$, где θ — угол раствора конуса, в который движется оболочка. На каждой панели изменяется только указанный параметр, а остальные имеют значения: $\gamma_0 = 300$, $z = 0,65$, $E_{52} = 1$, $\epsilon_e = 0,1$, $\epsilon_B = 0,1$ и $n = 1 \text{ см}^{-3}$. Примерно такие параметры были получены из наблюдений послесвечения всплеска 970508 (Виерс и Галама, 1999). Поскольку плотность n , по-видимому, может меняться в широких пределах, то в качестве типичного параметра взято примерное среднее значение плотности межзвездного газа. Степенной наклон распределения ускоренных электронов по энергиям принят равным $p = 2,5$. Соответствие различных линий разным значениям времени указано на правой нижней панели (z). Кривые, представленные на рис. 5.1, меняют наклон при некоторых значениях параметров, т.к. поток послесвечения по-разному зависит от них при различном соотношении характерных времен t_γ , t_m и t_c с временем наблюдения t , а времена t_γ , t_m и t_c , в свою очередь, сами зависят от параметров модели. По этой же причине кривые, соответствующие фиксированным временам, касаются с зависимостью для потока при $t = t_\gamma$.

Как видно из рис. 5.1, для значительной части множества возможных значений параметров поток раннего послесвечения в полосе 30–300 кэВ оказывается достаточно велик, и может быть зарегистрирован современными мониторами всего неба. Кроме потока, из наблюдаемых в мягком гамма-диапазоне кривой блеска и спектра могут быть определены величины t_γ , ν_m , которые также зависят от параметров модели. Число параметров больше числа измеряемых величин и полностью определить параметры нельзя. Из наблюдений могут быть установлены только ограничения на них.

5.2 Короткие всплески

Время когда в мягком гамма-диапазоне наступает максимум послесвечения $t_\gamma \approx 5 \text{ с}$ (4.1, §4.1.3, Сари, Пиран, 1999б), по порядку величины равно длительности некоторых всплесков. Если излучение от внешних ударных волн накладывается на излучение основного всплеска, которое рождается во внутренних ударных волнах, то во время наблюдения в мягком гамма-диапазоне их трудно разделить. Однако, для достаточно коротких гамма-всплесков максимум послесвечения и основной всплеск могут быть разнесены во времени. При этом, как сказано выше, поток в послесвечении может быть достаточно велик, чтобы быть зарегистрированным современными приборами.

Следует отметить, что послесвечения в рентгеновском, оптическом и радио диапазонах регистрировались только для всплесков длительностью несколько

секунд и более. Связано это с особенностями широкоугольных камер обсерватории *VerroSAX*, данные которых используются для наведения телескопов с узким полем зрения (Джагер и др., 1997). Послесвечения коротких всплесков на больших временных масштабах до сих пор не наблюдались и, соответственно, нет прямого подтверждения того, что хотя бы некоторая часть источников коротких всплесков расположена на космологических расстояниях. Принято считать, что короткие всплески (длительностью $\lesssim 1$ с) составляют отдельный класс событий. На это указывает распределение гамма-всплесков по длительности, имеющее бимодальную структуру. Кроме того, короткие гамма-всплески отличаются от более длинных тем, что они в среднем более жесткие (Терехов и др., 1994) и их распределение по потокам лучше согласуется с предположением о равномерном распределении источников в евклидовом пространстве (Тавани и др., 1998). Последнее подразумевает, что их источники должны быть расположены ближе, чем источники длинных всплесков. Если бы источники этих всплесков находились в диске Галактики, то в них не образовывалось бы огненного шара. Релятивистский огненный шар должен возникать в источнике гамма-всплеска, если он находится на расстоянии > 30 кпк (Пиран, Шеми, 1993). В этой главе долговременное излучение коротких всплесков сравнивается с предсказаниями модели в предположении, что источники этих всплесков находятся на космологических расстояниях.

5.3 Поиск послесвечений

Самой хорошей чувствительностью по отношению к гамма-всплескам в диапазоне 30–300 кэВ обладает прибор БАТСЕ на борту орбитальной обсерватории им. Комптона. Подробное описание прибора можно найти, например, в работе Фишмана и др. (1994). Временные истории всплесков, зарегистрированных этим прибором доступны через компьютерную сеть¹. Там же можно найти параметры полиномиальной модели фона для каждого всплеска. Обсерватория им. Комптона находится на низкой орбите, бортовые приборы подвержены воздействию высокоэнергичных частиц в радиационных поясах, магнитосферных аномалиях и пр. Поэтому фоновая скорость счета БАТСЕ может проявлять существенную нестабильность. Однако, на временном масштабе ~ 10 с фон можно моделировать достаточно уверенно. Моделирование фона прибора БАТСЕ на временных масштабах > 100 с представляет из себя гораздо более сложную задачу. Например, при наблюдении раннего послесвечения гамма-всплеска 980923 фон приходилось моделировать в предположении, что он зависит только от фазы орбиты спутника и не меняется от витка к витку (Гиблин и др., 1999). При этом наблюдение послесвечения длилось около 400 с. Наблюдение послесвечений гамма-всплесков на таких больших временных масштабах при помощи БАТСЕ затруднено еще и тем, что источник всплеска затмевается Землей через каждые несколько тысяч секунд.

¹<http://coss.gsfc.nasa.gov/>

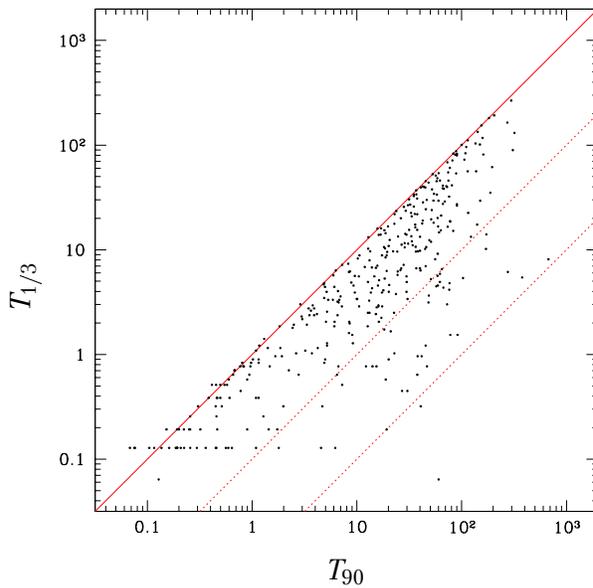


Рис. 5.2. Показано, как соотносятся величины T_{90} и $T_{1/3}$, характеризующие длительности всплесков.

Как было сказано выше, даже если основной всплеск короткий, после него может регистрироваться послесвечение, в котором выделяется энергия, сравнимая с энергией основного события. В качестве характеристики продолжительности основного события будем использовать его длительность на $1/3$ максимума кривой блеска — $T_{1/3}$. На рис. 5.2 показано, как соотносятся величины $T_{1/3}$ и T_{90} — время, за которое выделяется 90% энергии гамма-всплеска (эта характеристика длительности приводится в каталоге всплесков, зарегистрированных БАТСЕ, Миган и др., 1998). Использованы кривые блеска около 300 самых ярких всплесков, зарегистрированных прибором БАТСЕ. Наклонные линии на рис. 2 изображают линейные зависимости с коэффициентами 1, 10^{-1} и 10^{-2} . Применение меры длительности $T_{1/3}$ вместо T_{90} для отбора коротких всплесков приводит к тому, что в выборке остаются события, для которых после основного пика временной истории регистрируется излучение на больших временных масштабах с потоком, гораздо более слабым, чем в максимуме кривой блеска. В рамках рассматриваемой модели именно это излучение могло бы рождаться во внешней ударной волне. Кроме того, величина $T_{1/3}$ должна быть гораздо меньше подвержена искажениям при измерениях с различной чувствительностью, т.к. не связана с измерением слабых потоков в «хвостах» временных историй всплесков (§2.1).

Рассмотрим 98 самых ярких всплесков БАТСЕ, имеющих $T_{1/3} < 1$ с, временные истории которых доступны в сети. Из них 43 имеют $T_{1/3} < 0,3$ с. На рис. 5.3 представлены потоки в интервалах 1–3 с, 3–10 с и 10–30 с после максимумов временных историй всплесков в зависимости от потоков в пике. Точки наносились на рисунок только в случае, если для данного всплеска в данном временном интервале регистрируется значимый на уровне 95% поток. Горизонтальными сплошными линиями отмечены верхние 68% пределы на поток в этих вре-

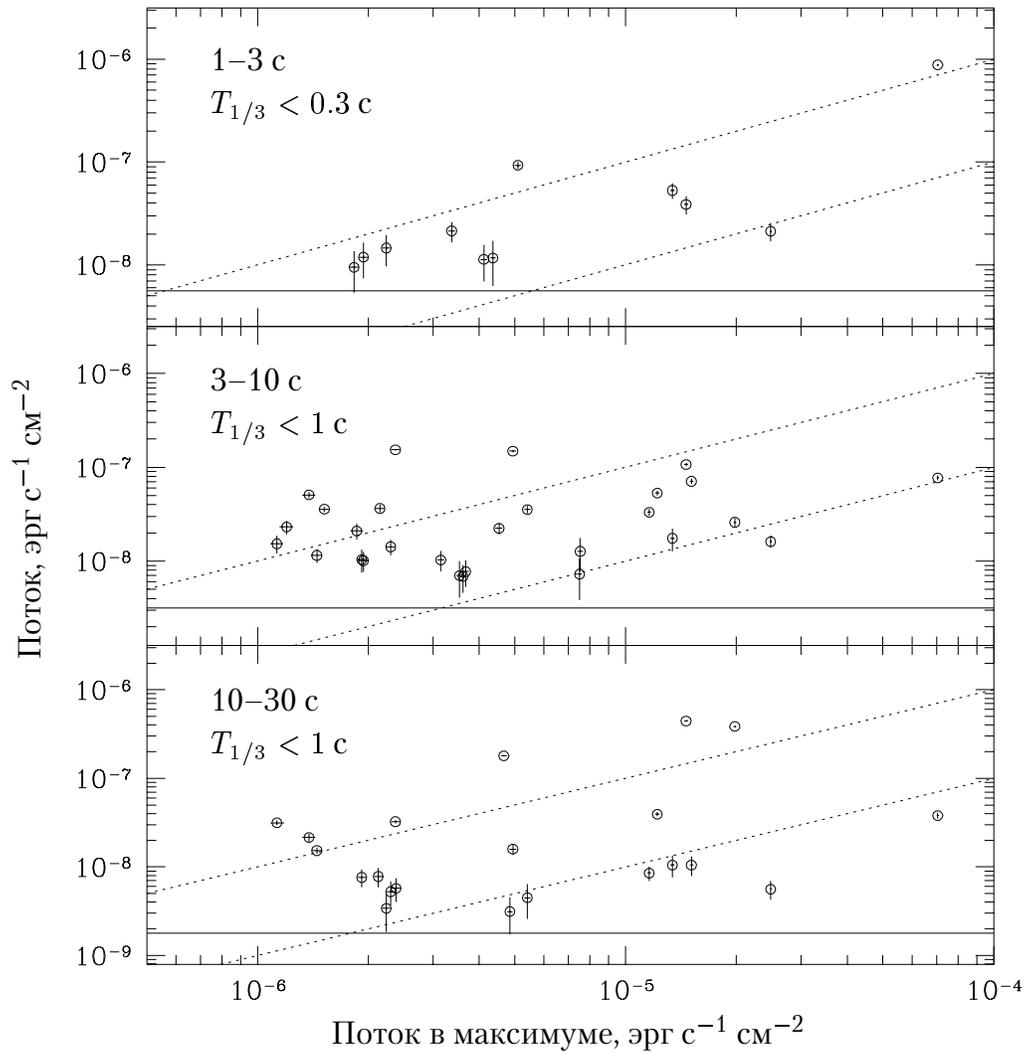


Рис. 5.3. Потоки в интервалах 1–3 с, 3–10 с и 10–30 с в зависимости от потоков в максимумах всплесков. Пунктиром отведены линейные зависимости с коэффициентами 10^{-2} и 10^{-3} .

менных интервалах для остальных всплесков. В первом временном интервале рассматривались только 43 всплеска с $T_{1/3} < 0,3$ с. Пунктиром отведены линейные зависимости с коэффициентами 10^{-2} и 10^{-3} . Калибровки потоков осуществлены с использованием 4-го каталога гамма-всплесков, зарегистрированных БАТСЕ (Миган и др., 1998) и «текущего» каталога гамма-всплесков, доступного в сети. Неопределенность калибровки не превышает 50%. Ошибка, связанная с переводом отсчетов на детекторе в энергетические единицы не влияет на значимость регистрации потоков, поэтому она не включена в ошибки, представленные на рис. 5.3. Как видно из рис. 5.3, в настоящей работе рассматриваются всплески с потоками в пике $> 10^{-6}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, т.е. примерно 20% самых ярких коротких гамма-всплесков, зарегистрированных БАТСЕ.

В каждом из временных интервалов значимый на уровне 95% поток регистрируется примерно для 20% всплесков: для 11-ти, 28-ми и 21-го события соответственно. Поток на временах, много больших длительности всплесков, слабо коррелирует с потоком в основном событии. Это согласуется с предположением о том, что излучение рождается в процессах не связанных напрямую между собой (например, во внутренних и внешних ударных волнах). На рис. 5.4 в качестве примера представлены некоторые кривые блеска слабых хвостов временных историй. На рисунках видны только основания главных пиков всплесков. Максимальная скорость счета указана рядом с ними.

Несмотря на то, что во многих случаях регистрируемое излучение очень слабое, можно заметить, что более трети ($\sim 5 - 10$ из ~ 20) хвостов временных историй коротких всплесков представляют из себя пологое возвышение кривой блеска с характерным размером ~ 30 с, на которое наложена переменность с $\delta t \lesssim 1$ с. В качестве примера на рис. 5.4а приведен всплеск 921022 (срабатывание 1997) — самый яркий всплеск такого типа. Отношение потока в хвосте к потоку в максимуме всплеска составляет до 10^{-1} . Хвосты временных историй другой части всплесков представляют из себя гладкий спад, который начинается сразу после окончания основного события. Это излучение гораздо слабее по отношению к потоку в пике, чем в первом случае и составляет долю около 10^{-3} . На рис. 5.4б в качестве примера представлен всплеск 930131 (срабатывание 2151) — самый яркий всплеск такого типа (и вообще самый яркий короткий гамма-всплеск зарегистрированный БАТСЕ). На рис. 5.5 представлена кривая блеска этого всплеска в логарифмических координатах. После всплеска длительностью около секунды слабое затухающее излучение регистрируется на протяжении около 100 с. Закон затухания может быть описан экспонентой с характерным временем около 20 с. Отметим, что при $t > 100$ с и при скорости счета $\lesssim 100$ отсч./с уже невозможно отделить переменность фона и затухающее излучение всплеска, поэтому в этой области форма кривой блеска уже сильно искажена.

Всплески этих двух типов составляют большинство. Аналогичные типы слабых хвостов всплесков были выделены ранее по данным прибора ФЕБУС на борту обсерватории «Гранат» (Ткаченко и др., 1995). Некоторые всплески, однако, нельзя классифицировать таким образом. В качестве примера на рис. 5.4в приведен яркий всплеск 970201 (срабатывание 5989), в хвосте временной исто-

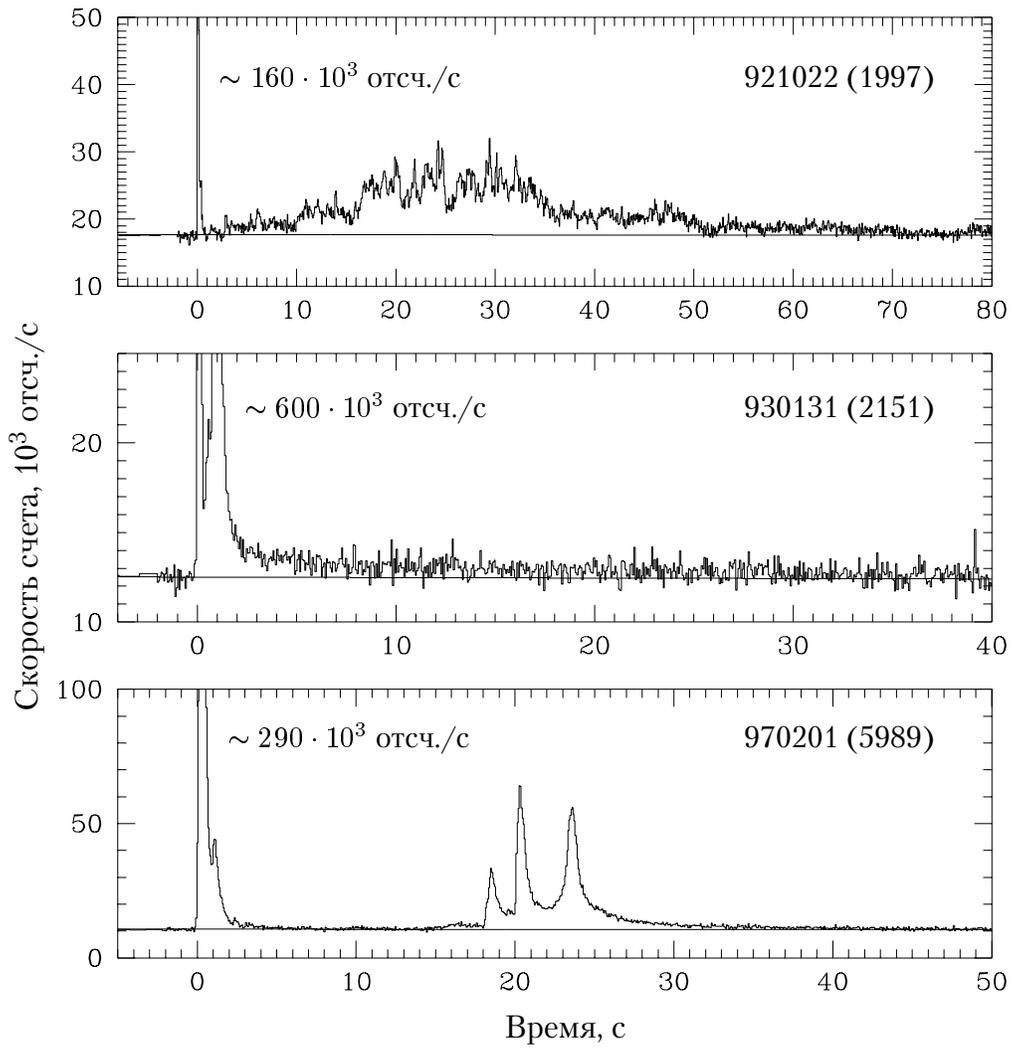


Рис. 5.4. Кривые блеска слабых хвостов временных историй некоторых всплесков.

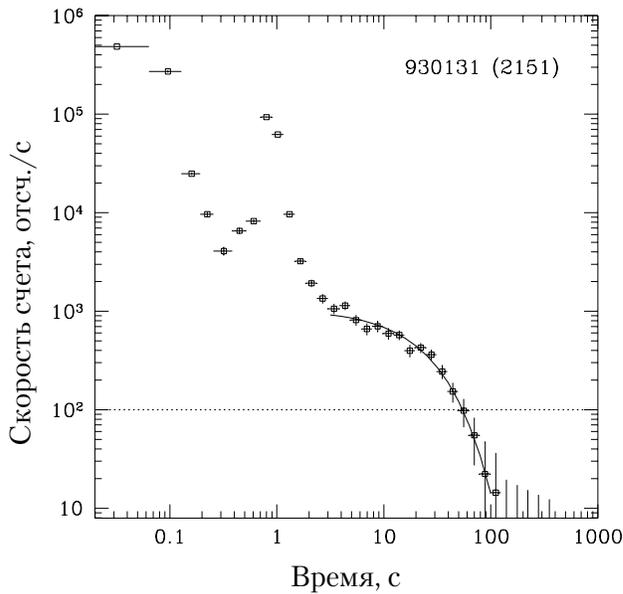


Рис. 5.5. Кривая блеска яркого гамма-всплеска 930131 (2151) в логарифмических координатах. Начало отсчета времени выбрано в момент срабатывания всплесковой ячейки. Плавной кривой показана экспоненциальная модель в интервале 3–100 с. Горизонтальной пунктирной линией показана верхняя граница величины скорости счета, при которой уже невозможно отделить переменность фона от затухающего излучения всплеска на масштабе ~ 100 с.

рии которого наблюдаются отдельные гладкие максимумы излучения.

Определим эффективный спектральный индекс α , как показатель степенного спектра $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, имеющего отношение потоков в диапазонах 100–300 кэВ и 30–100 кэВ, равное наблюдаемому. На рис. 5.6 представлены эффективные спектральные индексы в разных временных интервалах во время и после всплесков в зависимости от спектральных индексов в максимумах временных историй. На рис. 5.6а изображены эффективные спектральные индексы всплесков, полученные усреднением по всей временной истории. Они хорошо коррелируют со спектральными индексами в максимуме кривой блеска. Здесь были использованы все 98 всплесков, имеющих $T_{1/3} < 1$ с. Из этого рисунка можно составить представление о распределении спектральных индексов коротких всплесков. В большинстве случаев излучение всплеска в среднем оказывается мягче, чем излучение в его пике. Это происходит из-за корреляции поток–жесткость (Голенецкий и др., 1983). На трех других рисунках (5.6б,в,г) изображены эффективные спектральные индексы излучения во временных интервалах 1–3 с, 3–10 с и 10–30 с после максимумов всплесков. Горизонтальной штриховой линией отмечено значение $\alpha = 1/2$, которое для спектра послесвечения следует ожидать в случае, если частота синхротронного пика больше частоты, на которой производится наблюдение, $\nu < \nu_m$. Как видно из этих рисунков, спектры большинства регистрируемых хвостов временных историй довольно жесткие и их наклон скорее соответствует именно такой ситуации (при $\nu_m < \nu$ должно было бы быть $\alpha = p/2 \approx 1,3$). Из рис. 5.6б,в,г и из сравнения этих рисунков с рис. 5.6а видно, что регистрируемое долговременное излучение гамма-всплесков существенно мягче, чем излучение во время основного события. На рис. 5.7 показано,

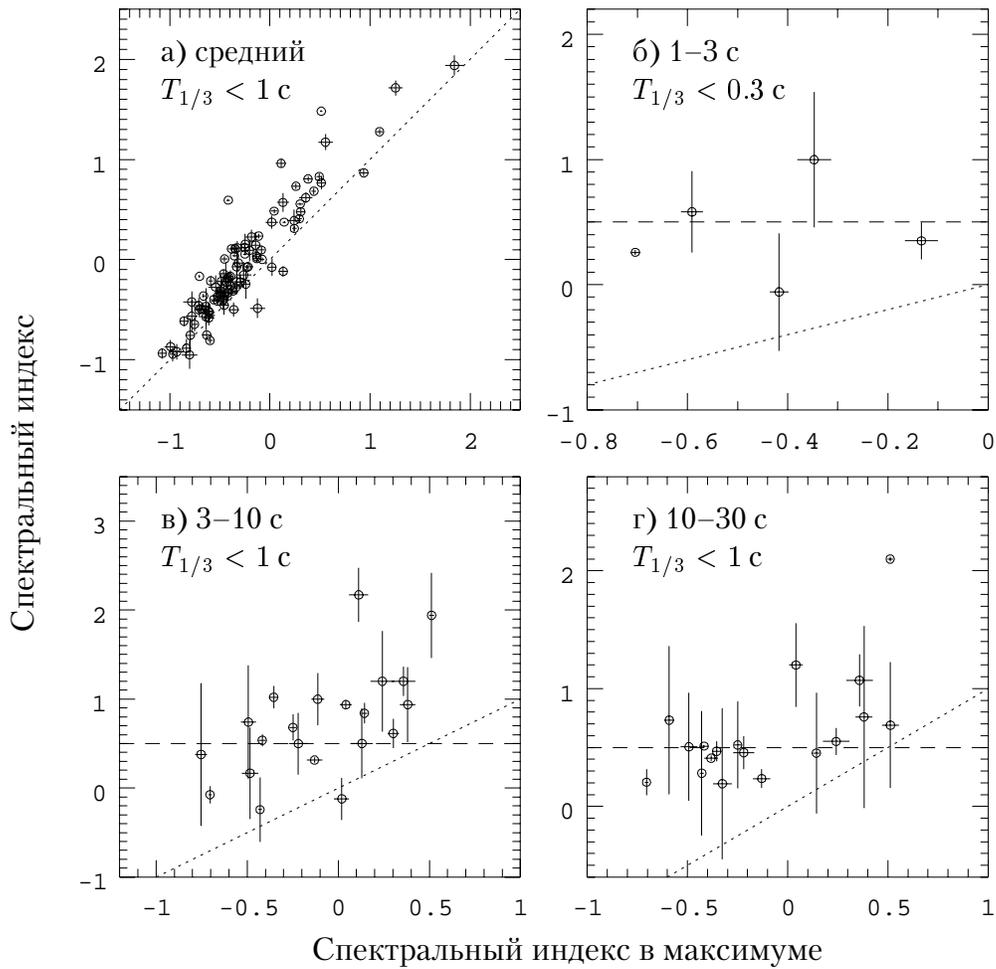


Рис. 5.6. Эффективные спектральные индексы в разных временных интервалах в зависимости от спектральных индексов в максимумах всплесков: а) усредненные по всей временной истории; б) в интервале 1–3 с; в) 3–10 с; г) 10–30 с.

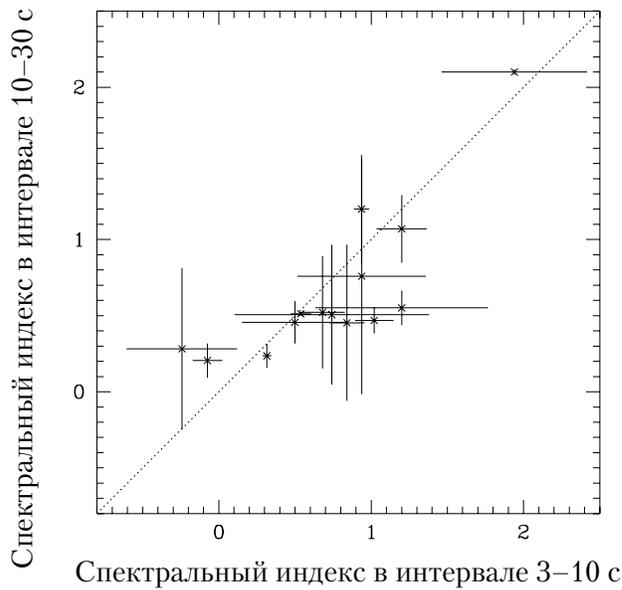


Рис. 5.7. Показано, как соотносятся эффективные спектральные индексы в интервале 10–30 с по сравнению с со спектральными индексами в интервале 3–10 с.

как соотносятся эффективные спектральные индексы в интервалах 3–10 с и 10–30 с. Из этого рисунка можно заключить, что для большинства всплесков наклон спектра долговременного излучения не меняется со временем в пределах ошибок измерения.

В тех случаях, когда значимого потока не регистрируется, верхние 68%-пределы на него составляют $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ (рис. 5.3), т.е. чувствительность БАТСЕ такова, что он должен регистрировать ранние послесвечения коротких всплесков при типичных значениях параметров модели (§5.1). Напомним, что поток в максимуме послесвечения в диапазоне 30–300 кэВ может составлять 10^{-8} – 10^{-6} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ (рис. 5.1, §5.1). Для 80% всплесков, где в интервалах 1–3 с, 3–10 с и 10–30 с не регистрируется значимого потока, средние по всплескам потоки в этих временных интервалах равны $2,65 \pm 0,91 \cdot 10^{-9}$, $1,09 \pm 0,44 \cdot 10^{-9}$ и $0,30 \pm 0,25 \cdot 10^{-9}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ соответственно.

5.4 Результаты

Излучение от внешней ударной волны должно обладать определенными особенностями. Как об этом говорилось выше, оно не должно содержать быстрой переменности, иметь пологую кривую блеска определенной формы и определенный спектр. Коротких ярких всплесков, для которых при $t \gg T_{1/3}$ наблюдается значимый поток, немного — около 20%. При определенных значениях параметров модели, поток раннего послесвечения вполне может иметь величину, равную наблюдаемой. Оценим, насколько другие характеристики этого излучения согласуются с предположением о том, что это оно рождается во внешней ударной волне.

Табл. 5.1. Ограничения на параметры модели

временной интервал	F_ν , эрг с ⁻¹ см ⁻²	γ_0	z	E_{52}	ϵ_e	ϵ_B	n , см ⁻³
1–3 с	$< 10^{-8}$	< 360	$> 0,5$	*	*	*	< 3
–”–		$= 10^3$	$> 2,1$	$< 0,03$	$< 0,007$	$< 3 \cdot 10^{-6}$	$< 3 \cdot 10^{-4}$
3–10 с	$< 5 \cdot 10^{-9}$	< 270	$> 1,1$	$< 0,07$	$< 0,03$	$< 10^{-4}$	$< 0,2$
–”–		$= 10^3$	$> 2,1$	$< 0,07$	$< 0,01$	$< 10^{-5}$	$< 3 \cdot 10^{-5}$
10–30 с	$< 3 \cdot 10^{-9}$	< 180	$> 1,5$	$< 0,2$	$< 0,03$	$< 10^{-4}$	$< 0,01$

* – предел на поток не дает ограничения, если остальные параметры типичные

В предыдущем параграфе обсуждались кривые блеска разных типов. Для кривых блеска такого типа, какую имеет всплеск 921022 (срабатывание 1997, рис. 5.4а) можно оценить $t_\gamma \approx 30$ с. Однако, наличие быстрой переменности не согласуется с предположением о том, что излучение рождается во внешней ударной волне. В принципе, эта переменность может быть объяснена, не выходя далеко за рамки модели, неоднородностью среды, окружающей источник (Дермер, Митман, 1999). В случае всплеска 930131 (рис. 5.4б, 5.5) и подобных ему, можно оценить $t_\gamma \sim 3 - 10$ с. В этом случае, хотя отдельного пика долговременного излучения нет, то, что кривая блеска не является степенной, в рамках модели огненного шара означает, что послесвечение наблюдается около максимума. Различия в величинах t_γ для разных всплесков может означать разброс значений начального гамма-фактора оболочки для разных всплесков. То, что долговременное излучение всплеска 970201 (рис. 5.4в), является его ранним послесвечением, кажется маловероятным, т.к. пики в хвосте временной истории отличаются от основного только амплитудой.

Спектральный индекс раннего послесвечения в мягком гамма-диапазоне может быть либо $1/2$, либо $p/2 \approx 1,2$, что соответствует случаям, когда $\nu < \nu_m$ и наоборот (например, Сари и Пиран, 1999б). Как было сказано выше, регистрируемое долговременное излучение довольно жесткое и наблюдаемые спектральные индексы в большинстве случаев согласуются с $\alpha \approx 1/2$ (рис. 5.6). В рамках модели это соответствует ситуации, когда $\nu < \nu_m$. Из рис. 5.6г можно заключить, что условие $\nu < \nu_m$ выполняется и во временном интервале 10–30 с. В предположении адиабатической эволюции это означало бы, что время, когда полосу наблюдения пересекает частота синхротронного пика, $t_m > 10$ с, из чего следует $(\epsilon_e/0,1)^{4/3}(\epsilon_B/0,1)^{1/3}E_{52}^{1/3} > 10$. Аналогичное ограничение на величину t_m вытекало из попытки применить модель релятивистского огненного шара к наблюдению раннего послесвечения всплеска 920723 в мягком гамма-диапазоне (глава 4).

Ранние послесвечения большинства ($\sim 80\%$) коротких всплесков не регистрируются. Из этого вытекают ограничения на параметры огненного шара для источников этих всплесков. Набор параметров должен удовлетворять верхнему

пределу на поток раннего послесвечения. В табл. 5.1 приведены ограничения на каждый из этих параметров при условии, что все остальные имеют типичные значения (§5.1). Предпочтительными кажутся «умеренные» значения $\gamma_0 \lesssim 300$, т.к. при $\gamma_0 \sim 1000$ требуется значительно изменять другие параметры, чтобы удовлетворить пределу на поток. Это отражено во второй и четвертой строках таблицы, где γ_0 положено равным 1000, а остальные параметры изменяются как и в других строках. Ясно, что если изменять несколько параметров одновременно, то ограничения на каждый из них могут быть слабее. Однако, наблюдения исключают возможность того, что источники этих всплесков находятся близко и одновременно все остальные параметры велики.

При начальных гамма-факторах $\gamma_0 \lesssim 300$ максимум послесвечения наступает позже (при $\gamma_0 \sim 100$, $t_\gamma \approx 100\text{--}200$ с). Однако, как говорилось выше, слабое излучение всплесков на таких временных масштабах трудно изучать при помощи прибора БАТСЕ из-за нестабильности фона. Для исследования ранних послесвечений при $t \sim 10^2\text{--}10^3$ с необходим стабильный фон, какой имеют, например, приборы обсерватории «Гранат» (глава 4).

Список литературы ко второй части

- Акерлоф и др.* (Akerlof C., Balsano R., Barthelemy S., Bloch J., Butterworth P., Casperson D., Cline T., Fletcher S., Frontera F., Gisler G., Heise J., Hills J., Kehoe R., Lee B., Marshall S., McKay T., Miller R., Piro L., Priedhorsky W., Szymanski J., Wren J.) // *Nature*, v. 398, p. 400.
- Блинников* (Blinnikov) // astro-ph/9911138
- Буренин и др.* (Burenin R. A., Vikhlinin A. A., Gilfanov M. R., Terekhov O. V., Tkachenko A. Yu., Sazonov S. Yu., Churazov E. M., Sunyaev R. A., Goldoni P., Claret A., Goldwurm A., Paul J., Roques J. P., Jourdain E., Pelaez F., Vedrenne G.) // *Astron. Astrophys. (Letters)*, 1999a, v. 344, L53.
- Буренин Р. А., Вихлинин А. А., Терехов О. В., Ткаченко А. Ю., Сазонов С. Ю., Гильфанов М. Р., Чуразов Е. М., Сюняев Р. А., Голдони П., Кларе А., Голдвурм А., Поль Ж., Рок Ж.-П., Журден Е., Ведренн Г., Мандру П., Письма в *Астрон. журн.*, 1999б, т. 25, с. 483.
- Буренин Р. А., Письма в *Астрон. журн.*, 2000, т. 26, с. 323.
- Буренин Р. А., Терехов О. В., Сюняев Р. А., Дьячков А. В., Хавенсон Н. Г., Новиков Б. С., Церенин И. Д., Суханов К. М., Голдони П., Кларе А., Голдвурм А., Поль Ж., Пелаез Ф., Журден Е., Рок Ж.-П., Ведренн Г., Письма в *Астрон. журн.*, 2000, т. 26, с. 483.
- Блэндфорд, Макки* (Blandford R. D., McKee C. F.) // *Phys. Fluids*, 1976, v. 19, p. 1130.
- Виерс, Галама* (Wijers R., Galama T.) // *Astrophys. J.*, 1998, (in press, astro-ph/9805341)
- Виерс и др.* (Wijers R., Rees M., Mészáros P.) // *MNRAS*, 1997, v. 228, L51.
- Галама и др.* (Galama T. J., Wijers R. A., Bremer M., Groot P. J., Strom R. G., Kouveliotou C., Van Paradijs J.) // *Astrophys. J. (Letters)*, 1998, v. 500, L97.
- Гиблин и др.* (Giblin T. W., Van Paradijs J., Kouveliotou C., Connaughton V., Wijers, R. A. M. J., Briggs M. S., Preece R. D., Fishman G. J.) // *Astrophys. J.*, 1999, v. 524, L47.
- Голенецкий и др.* (Golenetskij S. V., Mazets E. P., Aptekar R. L., Ilinskij V. N.) // *Nature*, 1983, v. 306, p. 451.
- Гранот и др.* (Granot J., Piran T., Sari R.) // *Astrophys. J.*, 1999, v. 513, p. 679.
- Дермер, Митман* (Dermer C. D., Mitman K. E.) // *Astrophys. J. (Letters)*, 1999, v. 513, L5.
- Джагер и др.* (Jager R., Mels W. A., Brinkman A. C., Galama M. Y., Goulooze H., Heise J. *et al.*) // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 1997, v. 125, p. 557.
- инт Занд и др.* (in 't Zand J. J. M., Amati L., Antonelli L. A. *et al.*) // *Astrophys. J. (Letters)*, 1998, v. 505, L119.
- Кларе и др.* (Claret A., Lebrun F., Laurent P., Leray J.P.) // *Astron. Astrophys.*, 1994a, v. 282, p. 1034.
- Кларе и др.* (Claret A., Lebrun F., Paul J. *et al.*) // *Astron. Astrophys.*, 1994б, v. 287, p. 824.
- Клебесадел* (Klebesadel R. W.) // *Gamma-Ray Bursts — Observations, Analyses and Theories*, (ed. Ho C., Epstein R., Fenimore E.), Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992, p. 161.
- Миган и др.* (Meegan C. A., Pendleton G. N., Briggs M. S. *et al.*) // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1996, v. 106, p. 65.
- Мураками и др.* (Murakami T., Inoue H., Nishimura J. *et al.*) // *Nature*, 1991, v. 350, p. 592.

- Никастро и др.* (Nicastro L., Amati L., Antonelli L. A. *et al.*) // *Astron. Astrophys.*, 1998, v. 338, L17.
- Орли и др.* (Hurley K., Dingus B. L., Mukherjee R. *et al.*) // *Nature*, 1994, v. 372, p. 652.
- Пиро и др.* (Piro L., Amati L., Antonelli L. A. *et al.*) // *Astron. Astrophys.*, 1998, v. 331, L41.
- Пиран, Шеми* (Piran T., Shemi A.) // *Astrophys.J.(Letters)*., 1993, v. 403, L67.
- Пиран* (Piran T.) // *Physics Reports*, 1999, v. 314, p. 575. astro-ph/9810256
- Поль и др.* (Paul J., Mandrou P., Ballet J. *et al.*) // *Adv. Space Res.*, 1991, v. 11, p. 289.
- Постнов К. А. // *Успехи физ. наук*, 1999, т. 169, с. 545.
- Рыбики, Лайтман* (Rybicki G. B., Lightman A. P.) // "Radiative Processes in Astrophysics", 1979, J. Wiley, New York.
- Сазонов и др.* (Sazonov S. Yu., Sunyaev R. A., Terekhov O. V., Lund N., Brandt S., Castro-Tirado A. J.) // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 1998, v. 129, p. 1.
- Сари, Пиран* (Sari R., Piran T.) // *Astrophys.J.(Letters)*., 1999a, v. 517, L109.
- Сари, Пиран* (Sari R., Piran T.) // *Astrophys.J.*, 1999b, v. 520, p. 641.
- Сюняев и др.* (Sunyaev R., Arefev V., Borozdin K. *et al.*) // 21st International Cosmic Ray Conf. papers (ed. Protheroe R.J.) 1990. v. 12 p. 39.
- Тавани* (Tavani M.) // *Astrophys.J.(Letters)*., 1998. v. 497. L21. (astro-ph/9802192)
- Терехов О. В., Лобачев В. А., Денисенко Д. В. и др. // *Письма в Астрон. журн.*, 1993, т. 19, с. 686.
- Терехов О. В., Денисенко Д. В., Лобачев В. А. и др. // *Письма в Астрон. журн.*, 1994, т. 20, с. 323.
- Терехов О. В., Денисенко Д. В., Лобачев В. А. и др. // *Письма в Астрон. журн.*, 1995a, т. 21, с. 83.
- Терехов О. В., Лобачев В. А., Сюняев Р. А. и др. // *Письма в Астрон. журн.*, 1995b, т. 21, с. 248.
- Ткаченко и др.* (Tkachenko A., Terekhov O., Syuniaev R., Barat C., Dezalay J.-P., Vedrenne G.) // *Astrophys.Space Sci.*, 1995, v. 231, p. 131.
- Ткаченко и др.* (Tkachenko A. Yu., Terekhov O. V., Sunyaev R. A., Burenin R. A., Barat C., Dezalay J.-P., Vedrenne G.) // *Astron. Astrophys.(Letters)*, 2000, v. 358, L41.
- Фишман и др.* (Fishman G. J., Meegan C. A., Wilson R. B., Brock M. N., Horack J. M., Kouveliotou C. *et al.*) // *Astrophys.J.Suppl.Ser.*, 1994, v. 92, p. 229.
- Форд и др.* (Ford L. A., Band D. L., Matteson J. L., Briggs M. S., Pendleton G. N. *et al.*) // *Astrophys.J.*, 1995, v. 439, p. 307.

Часть III

Поиск далеких скоплений галактик

Глава 6

Новый обзор ярких рентгеновских скоплений галактик

В этой главе описывается новый обзор ярких рентгеновски выбранных скоплений галактик, обнаруженных в 1490 высокоширотных наведениях телескопа РОСАТ. Скопления регистрировались как протяженные источники при помощи специально адаптированной процедуры. Представленный обзор нацелен на создание выборки, пригодной для изучения эволюции функции светимости ярких скоплений галактик и поэтому ограничен скоплениями с потоком больше 10^{-13} эрг с^{-1} см^{-2} . Площадь обзора составила 360 кв. градуса ($\sim 1\%$ всего неба). Зарегистрировано 367 протяженных источников с потоком больше установленного предела, из которых 279 были идентифицированы как скопления галактик с использованием оцифрованных фотографических пластинок Паломарского обзора, а также других каталогов скоплений галактик. Большинство оставшихся источников, вероятно, являются скоплениями, расположенными на $z > 0,5$, для которых чувствительность фотопластинок недостаточна для оптической идентификации. В результате получена самая большая на сегодняшний день рентгеновская выборка скоплений галактик. Приведена кривая подсчетов скоплений и представлены предварительные результаты, касающиеся эволюции их радиусов.

Введение

Наблюдения скоплений галактик важны для разнообразных космологических исследований. Одним из наиболее важных эффектов, непосредственно затрагивающих тематику настоящей работы, является зависимость формы и эволюции функции масс скоплений от космологических параметров Ω и Λ , а также от спектра начальных возмущений (например, Еке и др., 1998; Матиесен, Еврард 1998; Виана, Лиддл, 1999.; Генри, 2000). Для исследований эволюции прежде

всего необходимы полные и однородные выборки скоплений, которые были бы пригодны для статистического анализа. Поиск далеких скоплений по их рентгеновскому излучению имеет несомненные преимущества перед другими методами. Это было осознано уже достаточно давно (например, Джойя и др., 1990; Росати и др., 1995; Вихлинин и др., 1998). В частности, поиск далеких скоплений по концентрации галактик на оптических изображениях затруднен проекцией галактик поля, расположенных перед скоплениями и за ними (например, Ван Харлем и др., 1997). В результате, не слишком богатые скопления на высоких z могут быть пропущены из-за того, что они не дают заметного увеличения поверхностной плотности галактик по сравнению с полем, а, с другой стороны, случайные проекции галактик поля на луче зрения могут внести в обзор большое количество фальшивых детектирований. Рентгеновские наблюдения чувствительны к излучению горячего межгалактического газа, само существование которого прямо указывает на наличие глубокой ямы в гравитационном потенциале, так как иначе этот газ не мог бы оставаться гравитационно связанным. Кроме того, поскольку интенсивность излучения горячего газа пропорциональна квадрату его плотности, контраст поверхностной яркости рентгеновского излучения гораздо сильнее, чем контраст поверхностной плотности галактик, поэтому влияние проекции на наблюдения скоплений в рентгеновском диапазоне практически исключается.

К настоящему времени по рентгеновским наблюдениям получены достаточно большие выборки скоплений, расположенных на различных красных смещениях. Однако, большинство известных скоплений на высоких z имеют низкую рентгеновскую светимость, что затрудняет или делает невозможным измерение такой важнейшей характеристики, как полная масса скопления. Характерной светимостью, условно разделяющей скопления на бедные и богатые, является величина $L_{44} \equiv L/(10^{44} \text{ эрг с}^{-1}) = 3$. К сожалению, существующие обзоры не подходят для исследования эволюции скоплений с $L_{44} > 3$. Глубокие обзоры, выполненные по данным телескопа ROSAT (Росати и др., 1998; Шарф и др., 1997; Джонс и др., 1998), покрывают недостаточно большие площади небесной сферы, в которых ожидаемое количество богатых скоплений мало из-за их низкой пространственной плотности. С другой стороны, обзор средней чувствительности обсерватории им. Эйнштейна (EMSS, Джойя и др., 1990; Стоук и др., 1991) и обзор всего неба телескопа ROSAT имеют слишком низкую чувствительность для того, чтобы в них были зарегистрированы даже такие яркие скопления на $z > 0,3 - 0,4$.

Из существующих обзоров наиболее подходящим для исследования эволюции ярких скоплений на высоких z является обзор 160D¹, выполненный по данным наведений телескопа ROSAT (Вихлинин и др., 1998); этот обзор имеет довольно большую площадь и в то же время сохраняет достаточно высокую чувствительность. Настоящая работа является продолжением обзора 160D. Площадь нового обзора увеличена до 360 кв. градусов, что более чем вдвое превы-

¹Обозначение отражает общую площадь обзора, равную 160 кв. градусов

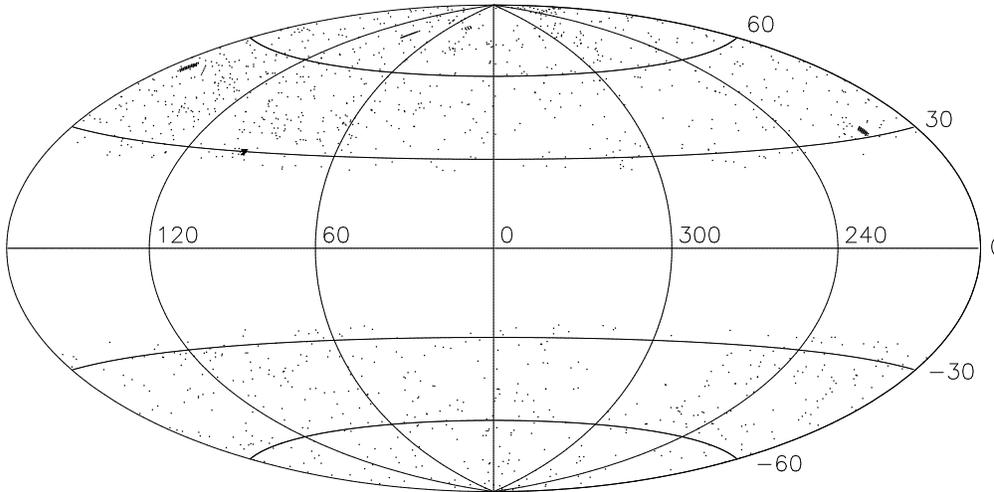


Рис. 6.1. Распределение по небу в галактических координатах наведений телескопа РОСАТ, использованных в обзоре.

пает площадь 160D, тогда как чувствительность остается примерно на том же уровне. Обзор нацелен на создание выборки скоплений, пригодной для исследования эволюции функции светимости ярких ($L_{44} > 3$) скоплений галактик, поэтому он ограничен скоплениями с потоками² $> 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, что соответствует скоплениям светимостью $L_{44} > 3$, расположенным на $z \lesssim 0,8$. Ниже кратко описана процедура регистрации скоплений, и представлены результаты калибровки этой процедуры методом Монте-Карло. Также представлены результаты оптической идентификации протяженных источников, зарегистрированных при помощи этой процедуры, и первые научные результаты проекта: кривая подсчетов и измерение эволюции радиусов скоплений.

6.1 *Использованные данные*

Так же, как в обзоре 160D, в настоящем обзоре использованы наведения телескопа РОСАТ с позиционно-чувствительным пропорциональным счетчиком (PSPC) в фокальной плоскости. По сравнению с 160D площадь обзора удалось увеличить за счет неиспользованных ранее наведений. В конечном счете это оказалось возможным из-за того, что настоящий обзор ограничен скоплениями с высоким наблюдаемым потоком, регистрация которых предъявляет значительно более мягкие требования к выбору наведений. Прежде всего были включены наблюдения известных галактик и скоплений галактик, за исключением самых близких из них. Кроме того, был снижен порог по галактической широте. Нако-

²Все потоки здесь и ниже приведены в диапазоне 0,5–2 кэВ. Кроме того, здесь и ниже при расчетах светимостей и радиусов скоплений приняты значения постоянной Хаббла $H_0 = 50 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ и параметра ускорения $q_0 = 0,5$.

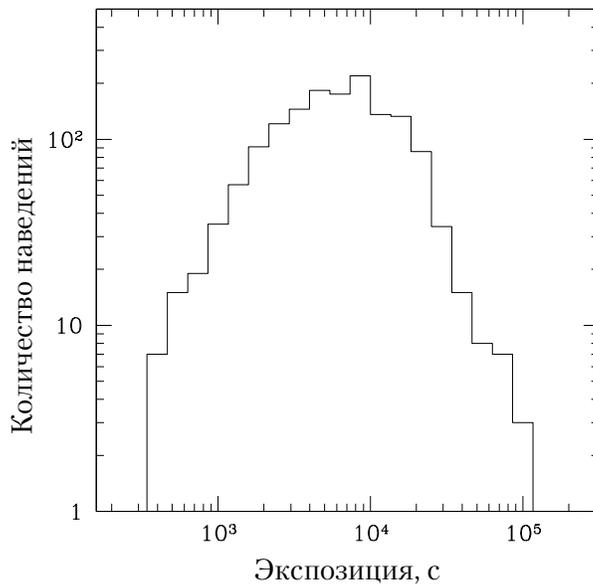


Рис. 6.2. Количество наведений телескопа РОСАТ, использованных в обзоре, в зависимости от экспозиции.

нец, были проанализированы данные, появившиеся в архиве данных телескопа РОСАТ лишь в последнее время.

Точные критерии отбора наведений телескопа РОСАТ могут быть сформулированы следующим образом.

- 1) Использовались лишь наведения на объекты, расположенные на галактических широтах $|b| > 25^\circ$.
- 2) Были исключены участки неба радиусом 10° вокруг Большого и Малого магеллановых облаков.
- 3) Исключены наведения на остатки вспышек сверхновых, звездные скопления и темные туманности в нашей Галактике.
- 4) Исключены наведения на галактики и скопления галактик слишком большого углового размера ($> 10'$).

Разнесенные по времени наведения на одну и ту же мишень были скомбинированы в одно наблюдение. Окончательный подбор наблюдений составляет 1490 площадок, распределение которых по небу показано на рис. 6.1. Экспозиции распределены от 400 до 10^5 сек, в то время как наиболее типичные экспозиции составляют от 3000 до 10000 сек (рис. 6.2).

Хотя поле зрения телескопа РОСАТ имеет радиус 1° , лишь его центральная часть радиусом $\lesssim 20'$ пригодна для регистрации слабых протяженных источников, так как за пределами этого радиуса угловое разрешение быстро деградирует. Область поля зрения телескопа, в которой регистрировались скопления, была достаточно консервативно ограничена внутренними $17',5$, за исключением области непосредственно вокруг мишени наблюдения.

6.2 Метод регистрации протяженных источников

Скопления галактик могут быть разрешены (т.е. отличаться от изображения точечного источника) в центре поля зрения телескопа РОСАТ до больших красных смещений. Так, в пределах использованной части поля зрения ширина функции отклика на полувысоте меняется от $\text{FWHM} = 25''$ в центре поля зрения до $60''$ на краю. Ниже будет показано, что источник с радиусом примерно $1/2 - 1/3 \text{ FWHM}$ может быть надежно отличен от точечного. Угловой радиус $12''$ соответствует линейному размеру $\approx 66, 85$ и 100 кпк на красных смещениях $z = 0,3, 0,5$ и 1 соответственно, что значительно меньше радиуса типичного скопления (250 кпк — Джонс, Форман, 1984). Поскольку другие типы рентгеновских источников (за исключением близких галактик, которые могут быть легко идентифицированы в оптическом диапазоне) являются точечными, отбор по признаку протяженности позволяет составить достаточно полный каталог скоплений галактик.

Применяемая процедура регистрации протяженных рентгеновских источников практически идентична использованной в обзоре 160D. Ее подробное описание можно найти в работе Вихлинина и др. (1998). Ниже приводится лишь краткое описание, необходимое для дальнейшего изложения. Процедуру детектирования протяженных источников можно условно разбить на три шага:

- 1) определение фона на изображении,
- 2) регистрация всех источников независимо от протяженности и
- 3) классификация зарегистрированных источников на точечные и протяженные.

В основу первых двух шагов был положен метод вэйвлетного разложения, разработанный Вихлининым и др. (1997, 1998). Фон моделировался таким образом, чтобы учесть влияние неоднородности рентгеновского фона, рассеянного рентгеновского излучения солнца, наличия крыльев функции отклика вокруг ярких точечных источников. При этом в модель фона были включены все детали изображения с угловым размером больше $\sim 6'$. После этого регистрировались все источники с угловыми размерами вплоть до $300''$.

Классификация источников на протяженные и точечные выполнялась с использованием метода максимального правдоподобия, который является теоретически наиболее оптимальным для поиска скоплений регулярной формы. Изображение каждого источника аппроксимировалось так называемой β -моделью $I(r, r_c) = I_0(1 + r^2/r_c^2)^{-3\beta+1/2}$ с $\beta = 0,67$, которая при $r_c = 0$ описывает точечный источник, а при $r_c \sim 250$ кпк — типичное скопление (Джонс, Форман, 1984). Значимость протяженности источника определялась по изменению логарифма функции правдоподобия между предположениями $r_c = 0$ и r_c равным величине, полученной при аппроксимации данных. В каталог включались источники для которых значимость протяженности превышала 99,7%. Кроме определения значимости протяженности, аппроксимация β -моделью также дает измерение потока и радиуса источника.

После применения этой процедуры ко всем рентгеновским изображе-

Табл. 6.1. Оптические идентификации

поток	$> 10^{13}$ эрг с^{-1} см^{-2}	$> 2 \cdot 10^{13}$ эрг с^{-1} см^{-2}
Количество объектов:	367	192
Идентифицировано скоплений:	279	168
Ближних галактик:	13	7
Ранее известных скоплений:	199	115
Скоплений из 160D:	139	76
Скоплений с известными z :	172	108

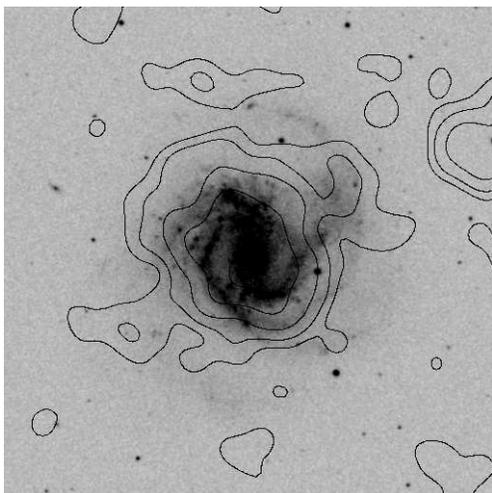
ниям было обнаружено 367 протяженных источников с потоком выше 10^{-13} эрг с^{-1} см^{-2} , а также измерены их потоки и радиусы. Поскольку настоящий обзор является расширением обзора 160D, все скопления из этого каталога с потоком выше установленного предела вошли в полученную выборку. Таких скоплений оказалось 139 (см. табл. 6.1).

6.3 Оптическая идентификация протяженных источников

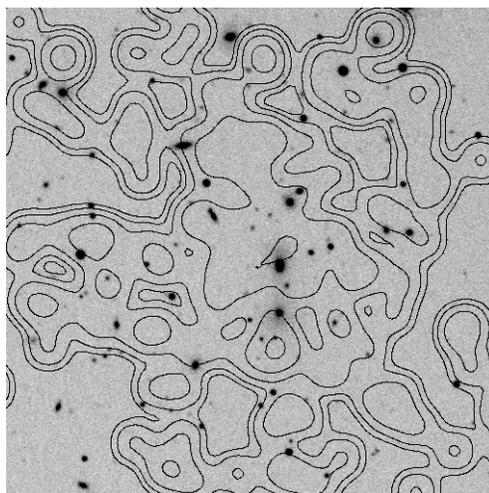
Хотя использованный метод достаточно надежен и практически не приводит к фальшивым детектированиям (Вихлинин и др., 1998), для повышения надежности выборки была проведена оптическая идентификация протяженных рентгеновских источников. На данном этапе оптическая идентификация проводилась с использованием оцифрованных фотографических пластинок Паломарского обзора (DSS), а также разнообразных каталогов внегалактических источников. При идентификации по оптическим изображениям в расчет принималось увеличение поверхностной плотности числа галактик и наличие яркой эллиптической (сD) галактики вблизи рентгеновского пика. Этих признаков достаточно для идентификации скопления, поскольку наличие рентгеновского излучения горячего газа само по себе указывает на существование глубокой потенциальной ямы. Предельные величины звезд, которые еще видны на использованных фотопластинках, составляют около $20-21^m$ в полосе R. Для галактик эта величина меньше, так как они являются протяженными объектами. Типичные абсолютные величины сD-галактик составляют -23^m , что для скопления, расположенного на красном смещении $z \simeq 0,5$, примерно соответствует пределу детектирования фотопластинок. Поэтому скопления, расположенные дальше, на этих пластинках не видны. Для идентификации этих скоплений требуются дополнительные фотометрические наблюдения.

Для иллюстрации того, каким образом проводилась оптическая идентификация протяженных источников, зарегистрированных в нашем обзоре, на рис. 6.3

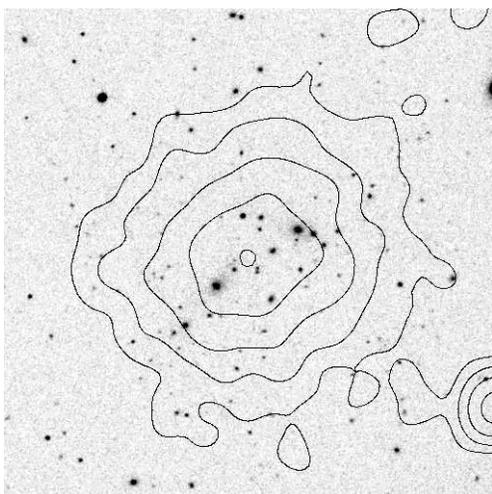
1221 + 0428 (а)



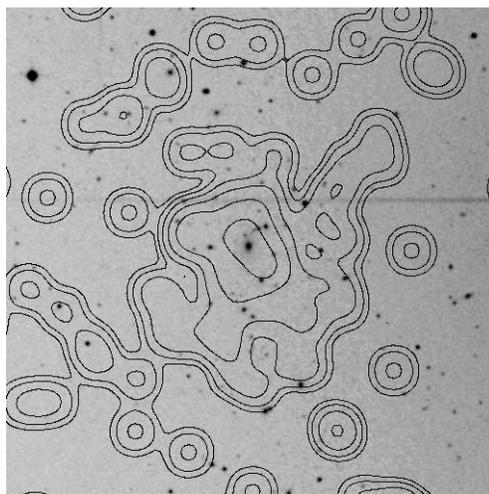
1533 + 3108 (б)



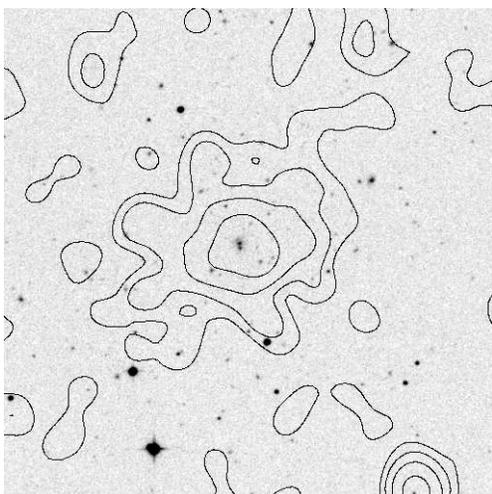
0056 - 3732 (в)



1349 + 4918 (г)



0045 - 2923 (д)



1359 + 6219 (е)

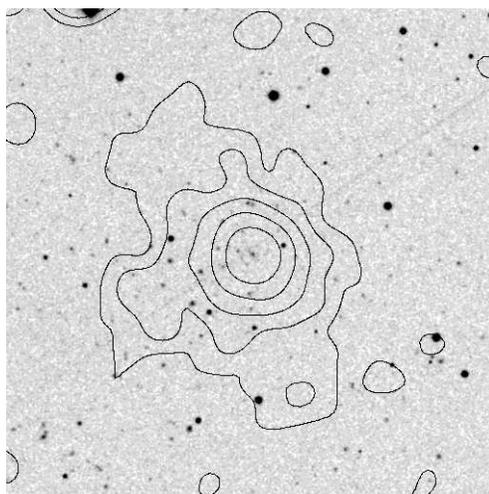
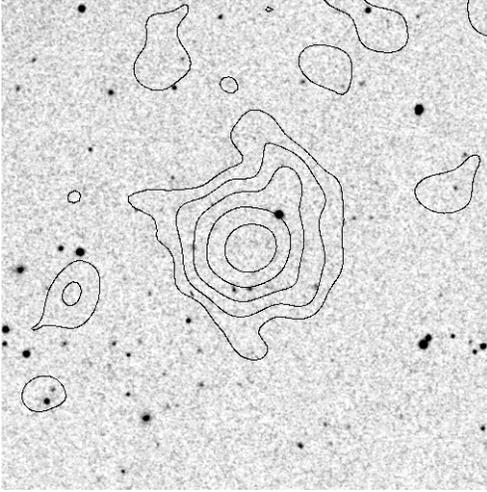


Рис. 6.3.

1120 + 4318 (ж)



1226 + 3332 (з)

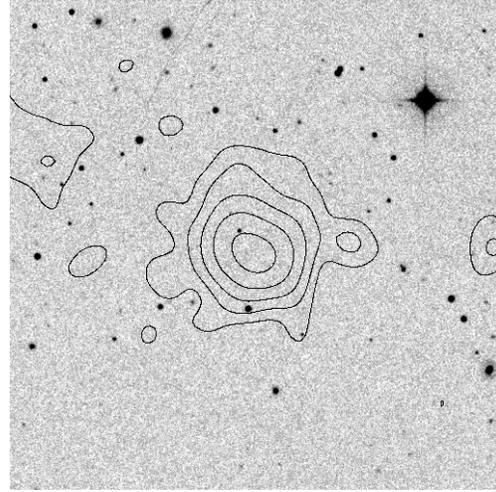


Рис. 6.3. Продолжение

приведены оптические изображения некоторых из них на фотопластинках Паломарского обзора. На эти изображения наложены рентгеновские контуры протяженных источников. На рис. 6.3а изображена близкая спиральная галактика М61, которая также является протяженным рентгеновским источником. Видно, что близкие галактики могут быть легко отсеяны из полученной выборки при помощи Паломарского обзора (табл. 6.1). Несмотря на то, что изучение близких скоплений не является целью нашего обзора, в него для полноты были включены несколько таких скоплений. Это было сделано потому, что они попали в обзор случайно и не являлись мишенями наведений телескопа РОСАТ. Для примера на рис. 6.3б приведено одно из таких скоплений А2092 ($z = 0,067$, скопление из каталога Эйбелла и др., 1989). Мишенью в этом наведении была звезда HD138749, расположенная на расстоянии примерно $15'$ от скопления. На рис. 6.3в,г показано, как на пластинках Паломарского обзора выглядят скопления из нашего обзора, расположенные на $z \approx 0,2$. Скопления на красных смещениях $z \approx 0,3 - 0,4$ видны хуже (рис. 6.3д,е). Часто на фотопластинке можно увидеть только одну сD-галактику. Однако даже в этом случае идентификация получается надежной, поскольку положение сD-галактики точно совпадает с центром поверхностной яркости рентгеновского излучения скопления. Наконец, на рис. 6.3ж,з показаны скопления из нашего обзора, которые не удастся идентифицировать при помощи фотопластинок. Однако, источник 1120 + 4318 (рис. 6.3ж) является скоплением, расположенным на $z = 0,6$ (Ромер и др., 2000). Как было сказано выше, галактики такого далекого скопления и не должны быть видны на пластинках Паломарского обзора. Поэтому источник 1226 + 3332, представленный на последнем изображении (рис. 6.3з), вероятно также является далеким скоплением с красным смещением $z > 0,5$. Для того, чтобы убедиться в этом необходимы более глубокие оптические наблюдения.

Результаты оптической идентификации сведены в табл. 6.1. Большая часть скоплений, оставшихся неидентифицированными, скорее всего находится на красных смещениях $z > 0,5$. Более половины скоплений были известны ранее по другим обзорам и имеют измеренные красные смещения. В основном это скопления из обзора 160D, но среди них есть и скопления из других каталогов, таких как каталог Эйбелла и др. (1989), Обзор средней чувствительности обсерватории им. Эйнштейна (Джойя и др., 1990; Стоук и др., 1991), обзоров RDCS (Росати и др., 1998), WARPS (Шарф и др., 1997; Джонс и др., 1998), Bright SHARC (Ромер и др., 2000).

6.4 Калибровка метода регистрации скоплений

Из-за того, что применяемая процедура регистрации скоплений достаточно сложна, единственным способом найти ее характеристики является моделирование методом Монте-Карло. Моделирования выполнялись следующим образом. К рентгеновским изображениям, использованным в обзоре, добавлялись разыгранные изображения скопления с заданным потоком и радиусом. Применяя к полученным изображениям полную процедуру регистрации, были установлены важнейшие характеристики метода — вероятность детектирования в зависимости от потока и радиуса скопления, а также разброс измерений этих параметров.

Положения «искусственных» скоплений разыгрывались равномерно по небесной сфере. Те скопления, которые попали в центральные $18,5$ какого-либо наведения, добавлялись к соответствующему изображению. Если скопление попадало в несколько частично пересекающихся наведений, то обрабатывались все эти изображения. Из моделирований были исключены области в поле зрения, где были зарегистрированы «настоящие» скопления. В сумме площадь, занимаемая ими, мала — всего около 3 кв. градусов, и ее вклад можно легко учесть в результатах моделирований.

Чтобы максимально приблизить свойства искусственных скоплений к свойствам настоящих, их поверхностная яркость вычислялась согласно эллиптической β -модели:

$$I(x, y) = I_0(1 + x^2/a_x^2 + y^2/a_y^2)^{-3\beta+1/2}, \quad (6.1)$$

в которой параметр β и эллиптичность разыгрывались в соответствии с измеренными распределениями для близких скоплений (Вихлинин и др., 1999; Мор и др., 1995). Поток пересчитывался в отсчеты на детекторе в предположении спектра оптически тонкой плазмы с температурой $T = 5$ кэВ с учетом галактического поглощения для каждого поля. Полученный профиль сворачивался с функцией отклика на точечный источник. Количество фотонов в заданной точке модельного изображения разыгрывалось из распределения Пуассона. Полученное таким образом изображение искусственного скопления добавлялось к данным, после чего к этим данным в полном объеме применялась процедура регистрации протяженных источников и измерения их рентгеновских характеристик.

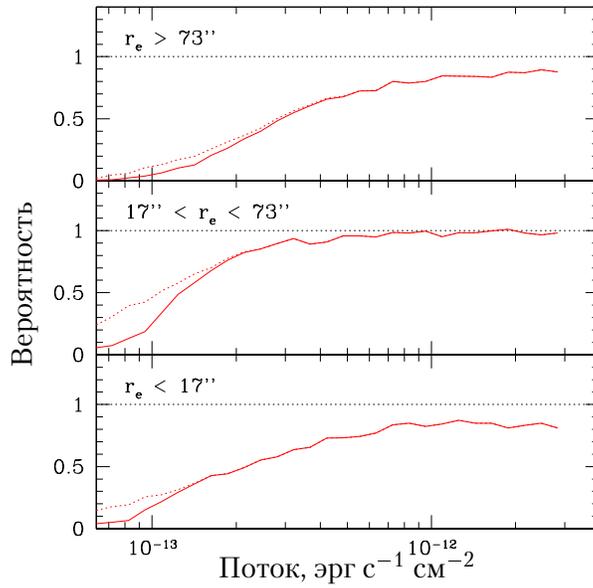


Рис. 6.4. Вероятность регистрации скоплений с разными радиусами в зависимости от потока. Пределы, в которых заключены радиусы скоплений, указаны в левом верхнем углу каждого рисунка.

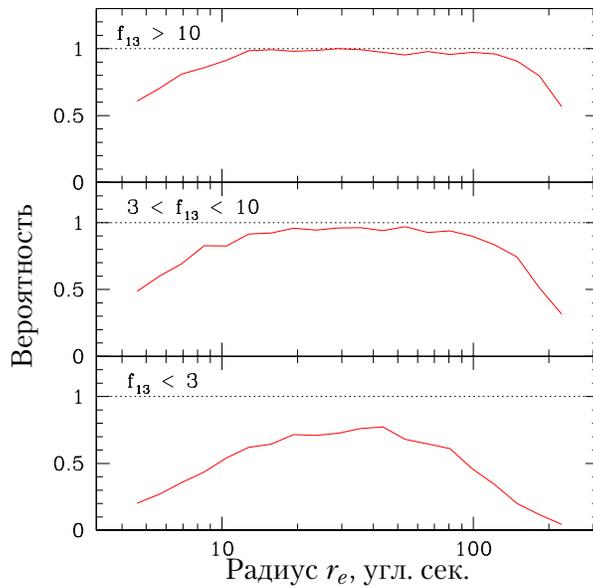


Рис. 6.5. Вероятность регистрации скоплений с разными потоками в зависимости от радиуса. Пределы, в которых заключены потоки скоплений, указаны в левом верхнем углу каждого рисунка. Введено обозначение $f_{13} \equiv f/10^{-13}$ эрг с⁻¹ см⁻².

При измерении радиусов искусственных скоплений с помощью сферической модели скопления с $\beta = 2/3$, как это описано в §6.2, их величина зависит не только от параметров a_x и a_y , но и от β в выражении 6.1. Поэтому в качестве радиуса скопления использовался радиус, на котором азимутально усредненный профиль яркости искусственного скопления падает в такое же число раз, как и профиль яркости сферического скопления с $\beta = 2/3$ при $r = r_c$:

$$r_e = \sqrt{a_x a_y (2^{1.5/(3\beta-1/2)} - 1)}. \quad (6.2)$$

Везде далее под радиусом скопления понимается этот эффективный радиус r_e . Именно эта величина получается при измерении радиусов скоплений с помощью сферической модели скопления с $\beta = 2/3$ (§6.2).

Выполняя большое количество итераций на широкой сетке потоков и радиусов, была определена вероятность регистрации скопления в зависимости от этих величин, а также проверено качество их измерения. Вероятность регистрации скоплений, попадающих в использованные наведения, в зависимости от их потока и радиуса представлена на рис. 6.4 и 6.5. Пунктиром на рис. 6.4 показано, какой была бы вероятность регистрации скоплений в зависимости от потоков, если бы обзор не был ограничен измеряемыми потоками $> 10^{-13}$ эрг с^{-1} см^{-2} . Эта граница оказывается размытой из-за ошибок измерения, однако скопления с потоком $> 2 \cdot 10^{-13}$ эрг с^{-1} см^{-2} регистрируются практически все. Из этих рисунков видно, что вероятность регистрации практически равна единице в широких пределах потоков и радиусов. Для скоплений с небольшими потоками вероятность регистрации падает из-за того, что такие скопления перестают регистрироваться в наведениях с малой экспозицией. Скопления слишком малого, или слишком большого радиуса также перестают регистрироваться в наведениях с небольшой экспозицией из-за того, что либо их становится невозможно отличить от точечных источников, либо большая часть их потока входит в модель фона и оставшегося потока оказывается недостаточно для их регистрации. Из рис. 6.5 видно, что для достаточно ярких скоплений вероятность регистрации слабо зависит от радиуса в широких пределах этой величины.

На рис.6.6 и 6.7 представлены относительные ошибки измерения потоков и радиусов скоплений, полученные из моделирования. Ошибки на рисунках указывают разброс в измерениях. Из-за того, что в обзоре применялась практически такая же процедура регистрации скоплений, как и в обзоре 160D, при измерении потоков и радиусов скоплений возникают практически такие же искажения. Потоки скоплений слишком большого радиуса недооцениваются, так как при моделировании фона детали изображения размером, близким к $3'$, удаляются не полностью и фон для этих скоплений может перевычитаться. Для скоплений слишком маленького радиуса последний в среднем переоценивается, так как скопление будет зарегистрировано с большей вероятностью, если произошло положительное отклонение в измерении радиуса. Обратное верно для скоплений, имеющих слишком большой радиус. Моделирования показывают, что в среднем оценки потоков скоплений и их радиусов получаются несмещенными. Кроме

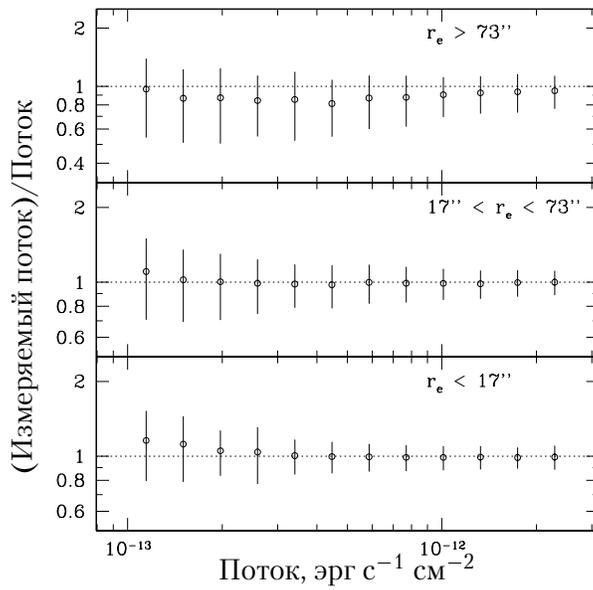


Рис. 6.6. Относительные ошибки измерения потоков скоплений в различных диапазонах радиусов. Ошибки указывают разброс в измерениях.

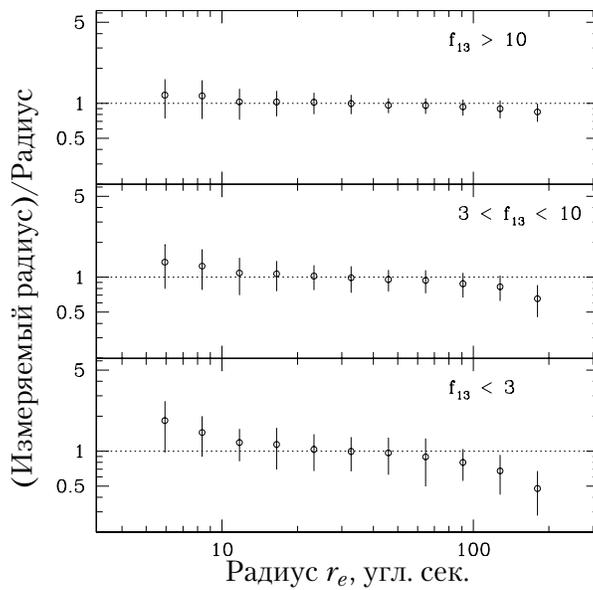


Рис. 6.7. Относительные ошибки измерения радиусов скоплений в различных диапазонах потоков. Введено обозначение $f_{13} \equiv f/10^{-13}$ эрг с^{-1} см^{-2}

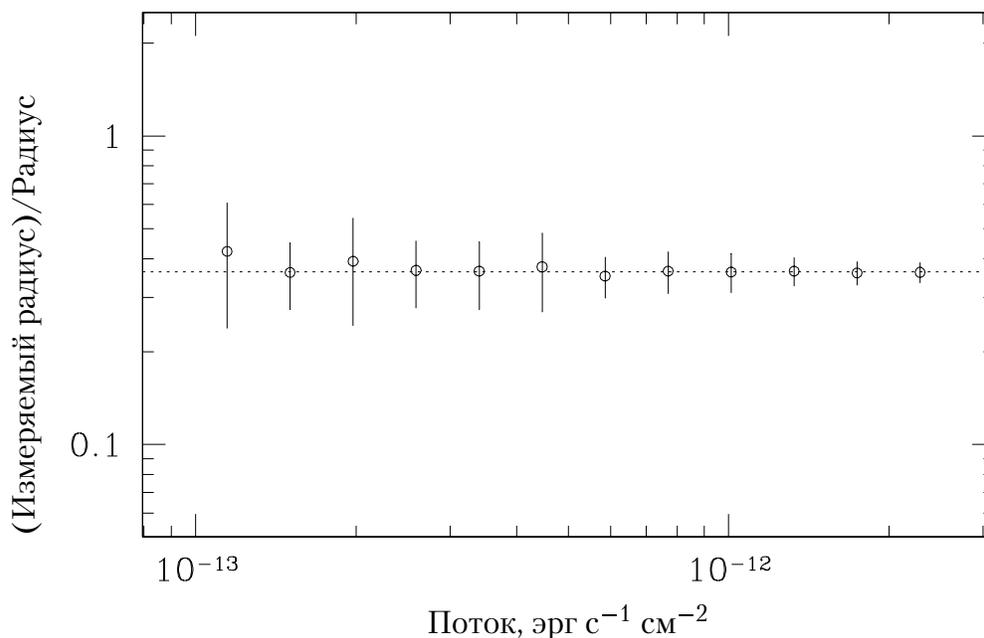


Рис. 6.8. Относительные ошибки измерения радиуса скопления с радиационным охлаждением. Профиль модельного скопления взят таким же, как у A1795 отнесенного на $z \approx 0,3$.

того, моделирования позволяют точно определить ошибки измерения этих величин. Как видно из рис.6.6 и 6.7, они практически всегда оказываются меньше $\sim 30\%$ как для потока, так и для радиуса.

В центральных областях некоторых скоплениях газ может испытывать радиационное охлаждение, что приводит к возникновению течения газа в направлении центра скопления, увеличению его плотности и поверхностной яркости рентгеновского излучения. В этом случае, профиль скопления может очень сильно отличаться от β -модели в его центральной области и измеряемый радиус будет недооценен. На рис. 6.8 представлены относительные ошибки измерения радиуса скопления с радиальным профилем таким же, как и у скопления A1795, помещенного на $z \approx 0,3$. В центре этого скопления из-за охлаждения газа поверхностная яркость растет очень сильно. Из рис. 6.8 видно, что в этом случае радиус скопления недооценивается почти в три раза, однако, новых систематических эффектов, зависящих от потока при измерении радиуса не возникает.

6.5 Площадь обзора и кривая подсчетов

Чтобы построить правильную кривую подсчетов скопления, необходимо не только знать вероятность регистрации скопления в зависимости от потока, но и учесть влияние ошибок измерения потоков на ее форму. Эти ошибки могут су-

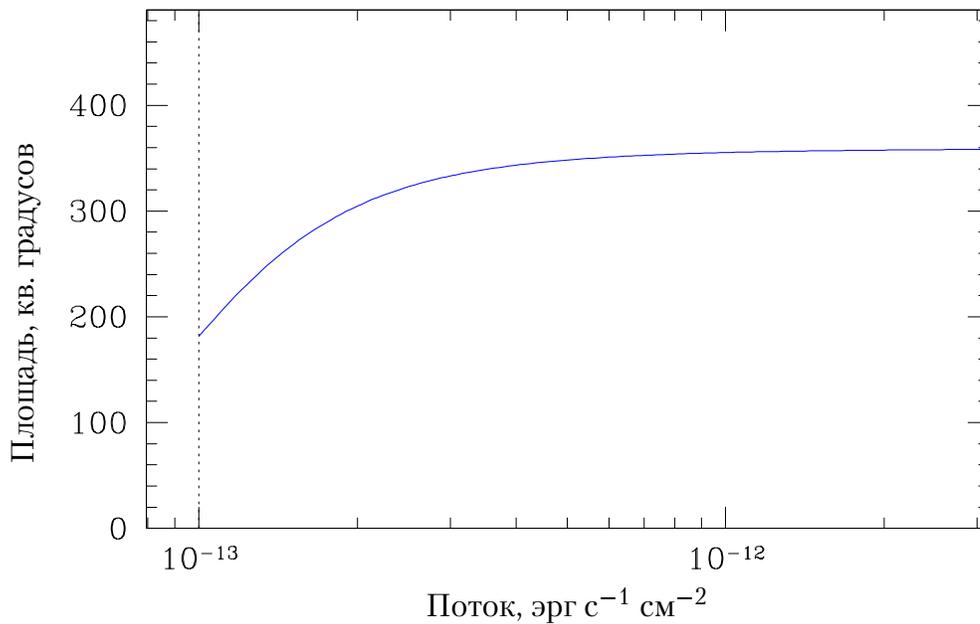


Рис. 6.9. Площадь обзора в зависимости от потока.

ущественно исказить форму кривой подсчетов, если их величина составляет заметную долю от измеряемого потока. В этом случае для некоторой части более слабых источников будет измерен завышенный поток, а поскольку количество слабых источников обычно быстро растет, это приведет к тому, что экспериментальная кривая подсчетов будет завышена по сравнению с настоящей (Эддингтон, 1940). Эддингтоновский сдвиг может быть и отрицательным, если количество более слабых скоплений уменьшается вследствие резкого падения площади обзора с уменьшением потоков.

Величина этого эффекта достаточно слабо зависит от настоящего распределения скоплений по потокам, поэтому, зная каковы ошибки их измерения, этот эффект можно учесть, вычисляя отношение модельной и измеряемой дифференциальных кривых подсчета и используя это отношение в качестве площади обзора при построении кривой подсчетов (Вихлинин и др., 1995). Для вычисления площади обзора было промоделировано 10^7 скоплений со светимостями, распределенными согласно функции светимости близких скоплений (Эбелинг и др., 1997), в космологической модели с $q_0 = 0,5$ и распределением радиусов из работы Вихлинина и др. (1999). Каждое из этих скоплений было «зарегистрировано» с вероятностью, полученной моделированием методом Монте-Карло (§ 6.4), и для каждого из них был разыгран измеряемый поток. Отношение полученной кривой подсчетов к заложенной в моделирования, умноженное на геометрическую площадь, дает правильное значение площади обзора в зависимости от потоков скоплений. Эта зависимость представлена на рис. 6.9. Площадь обзора для ярких скоплений равна 360 кв. градусам и падает менее чем в два раза

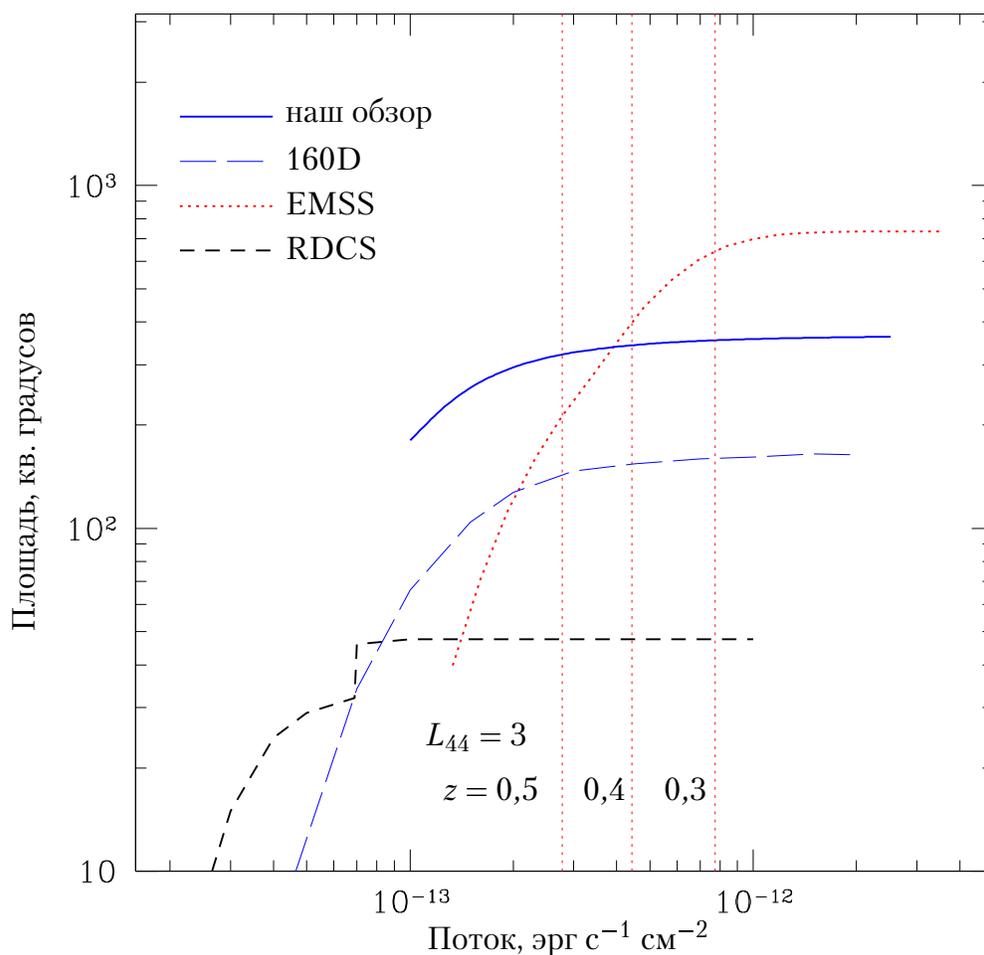


Рис. 6.10. Площадь обзора в сравнении с площадями других обзоров: 160D; Обзор средней чувствительности обсерватории им. Эйнштейна (EMSS, Джойя и др., 1990; Стоук и др., 1991); RDCS (Росати и др., 1998). Вертикальными пунктирными линиями указано, какой поток имело бы скопление со светимостью $L_{44} = 3$, расположенное на красных смещениях $z = 0,3, 0,4$ и $0,5$.

на предельном потоке 10^{-13} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$.

На рис. 6.10 показана площадь нашего обзора в сравнении с площадью других обзоров. Вертикальными пунктирными линиями указано, какой поток имело бы скопление со светимостью $L_{44} = 3$, расположенное на красных смещениях $z = 0,3, 0,4$ и $0,5$. Напомним, что предельный поток 10^{-13} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ соответствует скоплению светимостью $L_{44} = 3$, расположенному на $z = 0,8$. Из рисунка видно, что площадь обзора превышает площади других обзоров как раз в том интервале потоков, который наиболее интересен для изучения эволюции богатых скоплений.

Кривая подсчетов скоплений, исправленная на уменьшение площади при низких потоках, показана на рис. 6.11 жирной линией. На рисунке приведены также кривые подсчетов, которые были получены ранее в других обзорах. При больших потоках кривая подсчетов, полученная в нашем обзоре, согласуется с подсчетами ярчайших скоплений по данным обзора всего неба телескопа ROSAT (Эбелинг и др., 1997) и с данными Обзора средней чувствительности обсерватории им. Эйнштейна (заимствовано из работы Джонса и др., 1998). Полученная кривая подсчетов хорошо согласуется с данными обзора Вихлинина и др. (1998). При этом из-за увеличения объема выборки скоплений, статистические ошибки уменьшаются примерно в 1,6 раза. Они показаны на рис. 6.11 вертикальными черточками. При потоках от 10^{-13} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ до $\sim 3 \cdot 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ наша кривая подсчетов систематически отличается от кривых подсчетов в обзоре Росати и др. (1998) и Обзора средней чувствительности. Значимость этого отличия невелика и находится на уровне всего около 95% (в этих обзорах мало скоплений с указанными потоками и значимость различия подсчетов скоплений определяется в основном ошибками этих обзоров). Отличие в кривых подсчета может происходить из систематических ошибок в измерении потоков или неправильного расчета площадей этих обзоров.

6.6 Эволюция радиусов скоплений

Моделирование процесса регистрации скоплений показывает, что вероятность регистрации скоплений достаточно слабо зависит от их радиусов в широком диапазоне этой величины (§ 6.4), поэтому наша выборка скоплений хорошо подходит для исследования эволюции рентгеновских радиусов скоплений. При этом уже сейчас известны красные смещения примерно половины скоплений из нашего обзора (§ 6.3), что позволяет провести предварительное исследование этой эволюции.

Поскольку радиусы скоплений коррелируют с температурой, а значит и со светимостью (Джонс, Форман, 1999), рассмотрим скопления в полосе светимостей $1 < L_{44} < 5$. Полосу светимостей можно взять достаточно широкой, так как эта корреляция не очень сильная. На рис. 6.12 представлено распределение линейных радиусов скоплений из этого интервала светимостей в зависимости от их красного смещения. Радиус и z каждого скопления отмечены кружками, при

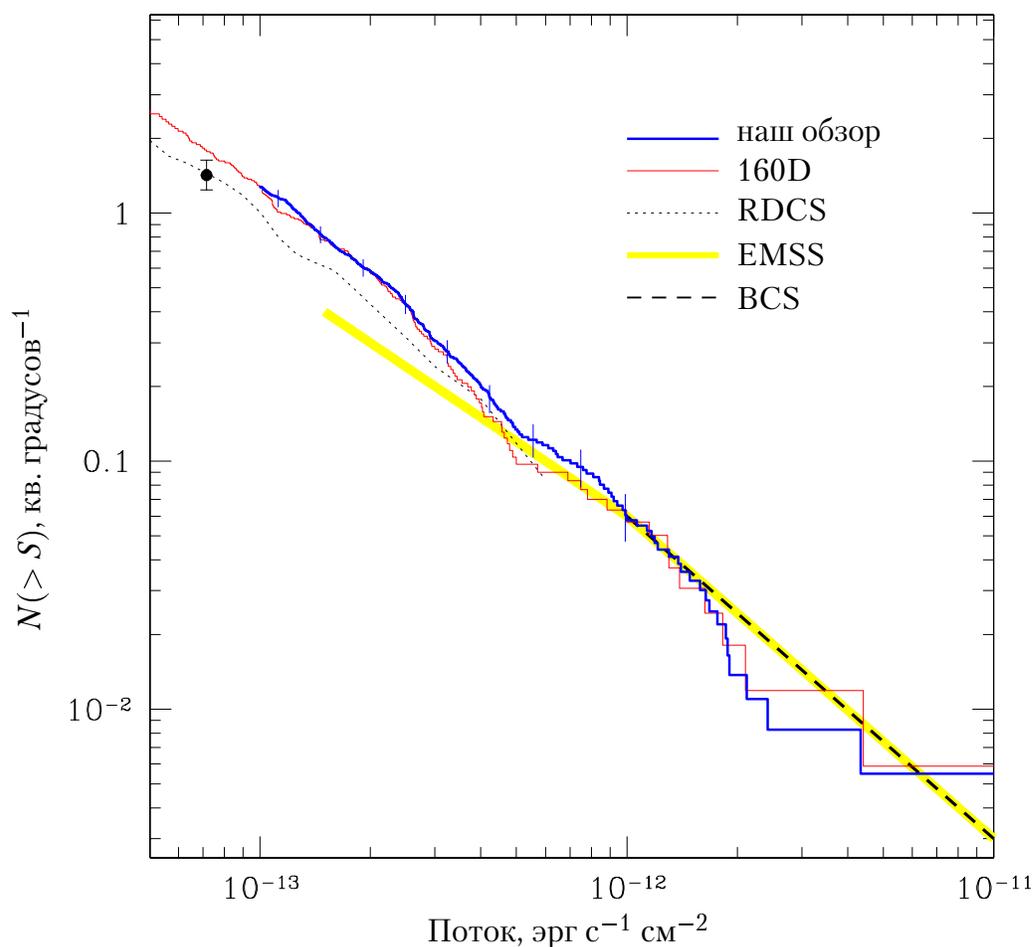


Рис. 6.11. Жирной линией приведена кривая подсчетов скоплений, исправленная на уменьшение площади при низких потоках. На рисунке приведены также кривые подсчетов, которые были получены ранее в других обзорах: тонкой линией — 160D; пунктирной линией — RDCS (Росати и др., 1998); жирной светлой линией — в Обзоре средней чувствительности обсерватории им. Эйнштейна (EMSS, Джойя и др., 1990; Стоук и др., 1991); жирной штриховой — скопления из обзора всего неба телескопа ROSAT (BCS, Эбелинг и др., 1997).

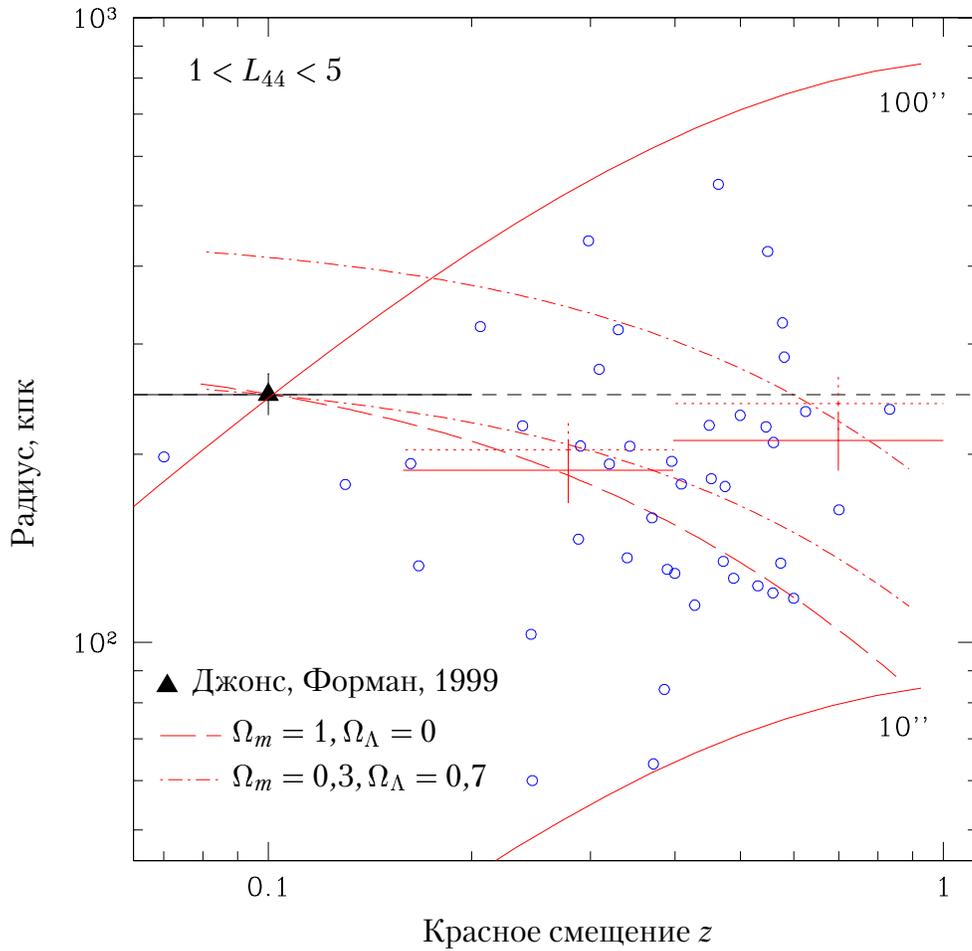


Рис. 6.12. Распределение линейных радиусов скоплений ($\Omega_m = 1, \Omega_\Lambda = 0$) в интервале светимостей $0,5 < L_{44} < 3$ в зависимости от красного смещения. Сплошными крестами показаны медианные значения радиусов при $\Omega_m = 1, \Omega_\Lambda = 0$, крестами из пунктирных линий — при $\Omega_m = 0,3, \Omega_\Lambda = 0,7$. Сплошными кривыми линиями отмечены линейные размеры, соответствующие угловым размерам $10''$ и $100''$, в которых вероятность регистрации скопления слабо зависит от его радиуса. Треугольником обозначено медианное значение радиусов близких скоплений ($z \lesssim 0,2$) в указанном диапазоне светимостей по данным наблюдений обсерватории им. Эйнштейна (Джонс, Форман, 1999).

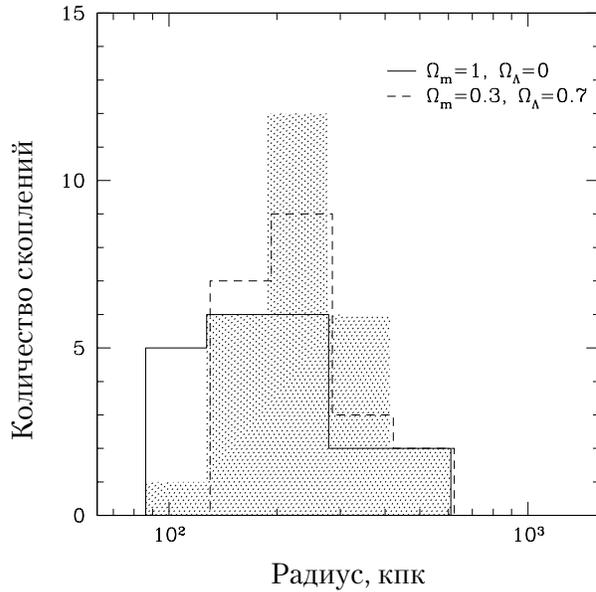


Рис. 6.13. Распределения скоплений в интервале светимости $0,5 < L_{44} < 3$ по радиусам. Затененная гистограмма представляет распределение близких скоплений (Джонс, Форман, 1999). Гистограммы проведенные сплошной и штриховой линиями — распределение далеких скоплений из нашего обзора, расположенных на $z > 0,4$ при разных значениях космологических параметров.

этом линейный радиус вычислялся для Вселенной с $\Omega_m = 1$, $\Omega_\Lambda = 0$. Сплошными крестами показаны медианные значения радиусов в разных диапазонах красных смещений при этих значениях космологических параметров, крестами из пунктирных линий — медианные значения радиусов при $\Omega_m = 0,3$, $\Omega_\Lambda = 0,7$. Сплошными кривыми линиями отмечены линейные размеры, соответствующие угловым размерам $10''$ и $100''$ в зависимости от z . В этих пределах вероятность регистрации скопления слабо зависит от его радиуса (§ 6.4). Треугольником обозначено медианное значение радиусов близких скоплений ($z \lesssim 0,2$) в указанном диапазоне светимостей по данным наблюдений обсерватории им. Эйнштейна (Джонс, Форман, 1999). Из рис. 6.12 видно, что средние радиусы скоплений из нашего обзора в пределах статистических ошибок практически не меняются с красным смещением независимо от космологической модели. При этом нужно учесть, что при $z \lesssim 0,3$ в нашем обзоре из-за отборочных эффектов плохо представлены скопления большого радиуса > 400 кпк, так как они имеют слишком большой угловой размер. То, что распределение радиусов скоплений мало меняется с их красным смещением (особенно при $\Omega_m = 0,3$, $\Omega_\Lambda = 0,7$) видно и на рис. 6.13, где представлены распределения по радиусам далеких и близких скоплений.

Даже для далеких скоплений измеренные радиусы оказываются существенно больше нижнего предела радиусов скоплений в нашем обзоре, который обусловлен угловым разрешением телескопа. Это дает уверенность в том, что в обзоре регистрируется большинство далеких скоплений. Если бы наш обзор пропускал большое число скоплений из-за того, что они имеют малый угловой размер, должно было бы регистрироваться много далеких скоплений с радиусами лишь слегка выше порогового значения $r_e \sim 10''$, чего не наблюдается. Максимум распределения далеких скоплений по радиусам лежит существенно выше

нижнего предела угловых скоплений в нашем обзоре. На больших красных смещениях $z > 0,5$ может пропускаться только незначительное число небольших групп галактик с радиусами $r_e \lesssim 70$ кпк.

На рис. 6.12 также показана эволюция характерных радиусов скоплений, ожидаемая при автомодельной эволюции (Кайзер, 1986; Виана, Лиддл, 1995). Автомодельная эволюция плохо описывает экспериментальные данные при $\Omega_m > 0,1$. Однако следует учитывать, что измеряемый в нашем обзоре радиус скопления не связан напрямую с вириальным радиусом, который предсказывается автомодельными теориями. Он зависит от комбинации параметров β -распределения — r_c и β . Эти параметры, в свою очередь, могут определяться не только формой гравитационного потенциала скопления, но и физическими процессами, происходящими в горячем межгалактическом газе. Например, в центральных областях скоплений газ может испытывать радиационное охлаждение, что приводит к возникновению течения газа в направлении центра скопления, увеличению его плотности и поверхностной яркости рентгеновского излучения. В этом случае радиус скопления будет недооценен (§6.4). Вывод об отсутствии эволюции радиусов скоплений может сохраниться лишь в том случае, если доля скоплений с радиационным охлаждением газа также не эволюционирует.

Для измерения массы газа в скоплении необходимо знать не только его светимость, но и его размер. Поэтому качественные измерения радиусов далеких скоплений, полученные в нашем обзоре, дадут возможность из функции светимости получить функцию масс барионной компоненты скоплений. Это будет сделано в последующих работах.

6.7 Заключение

В работе представлен новый обзор рентгеновски выбранных скоплений галактик, обнаруженных в 1490 высокоширотных наведениях телескопа ROSAT с позиционно-чувствительным пропорциональным счетчиком в фокальной плоскости. Эта работа является развитием обзора 160D (Вихлинин и др., 1998) и направлена на создание однородной выборки далеких скоплений галактик, пригодной для исследования эволюции скоплений большой светимости. Поскольку в обзор включены только яркие скопления с потоками $> 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, по сравнению с 160D удалось существенно увеличить площадь за счет ослабления требований на качество рентгеновских изображений. Кроме того, в обзор включены новые данные, которые появились в архиве данных телескопа ROSAT за прошедшее время.

Представленный в данной работе обзор имеет самую большую на сегодняшний день площадь для скоплений с рентгеновскими потоками выше установленного предела. Именно эта область потоков наиболее интересна для исследования эволюции скоплений большой светимости. Площадь обзора равна 360 кв. градусам для ярких скоплений, что составляет около 1% площади всего неба. Для скоплений с потоками около 10^{-13} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ она уменьшается менее чем

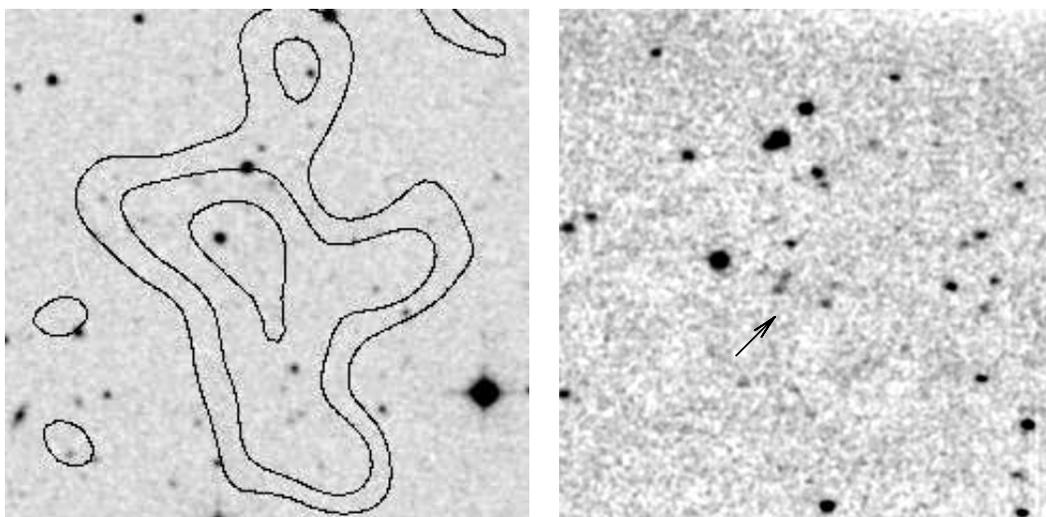


Рис. 6.14. Слева представлено оптическое изображение протяженного источника 2322 + 1816 на фотопластинке Паломарского обзора, на которое наложены рентгеновские изофоты. Справа — изображение того же участка неба, полученное при помощи ПЗС-матрицы на 1,5-м телескопе АЗТ-22. Стрелка указывает на группу галактик, которые не были видны в Паломарском обзоре. Они находятся в центре рентгеновской яркости протяженного источника и, возможно, являются ярчайшими галактиками скопления.

в два раза.

В обзоре зарегистрировано 367 протяженных источников, из которых 279 были идентифицированы как скопления галактик. Большинство протяженных источников, оставшихся неидентифицированными, скорее всего являются далекими скоплениями, расположенными на красных смещениях $z > 0,5$. Это самая большая по объему однородная выборка рентгеновских скоплений галактик, полученная к настоящему времени. В работе представлена кривая подсчетов скоплений, которая в общих чертах согласуется с данными других обзоров меньшей площади как при больших, так и при малых потоках скоплений. Кроме того, представлены предварительные результаты исследования эволюции рентгеновских радиусов скоплений. Подтверждается результат об отсутствии эволюции их радиусов.

Однако, главные результаты обзора будут получены после того, как будут проведены фотометрические и спектроскопические наблюдения скоплений из нашего обзора. После этого при помощи полученной выборки станет возможным исследование эволюции яркой части рентгеновской функции светимости скоплений галактик и более точное измерение эволюции их радиусов. Из функции светимости далеких скоплений, благодаря качественным измерениям их радиусов, можно будет получить функцию масс барионной компоненты. Все это, в конечном итоге, даст возможность установить более жесткие ограничения на

космологические параметры Ω и Λ .

Программа фотометрических наблюдений скоплений из нашего обзора в настоящее время начинается на российском 1,5-м оптическом телескопе АЗТ-22, установленном в Национальной астрофизической обсерватории Турции. На рис. 6.14 представлены результаты пробных наблюдений протяженного источника 2322 + 1816, который по-видимому является далеким скоплением. Снимок сделан в фильтре I. На рис. 6.14 представлена сумма четырех экспозиций длительностью по 4 мин. На полученном изображении видна группа галактик, которые не были видны в Паломарском обзоре. Они находятся в центре рентгеновской яркости протяженного источника и, возможно, являются ярчайшими галактиками скопления. Из рисунка видно, что с помощью телескопа АЗТ-22 можно будет в течение года провести качественные фотометрические наблюдения всех северных скоплений из нашего обзора, за исключением, может быть, самых далеких из них.

Список литературы к третьей части

- Буренин Р. А., Вилинин А. А., Письма в Астрон. журн., 2000, в печати; Препринт ИКИ, 2000, Пр-2029.
- Ван Харлем и др. (van Haarlem M. P., Frenk C. S., White S. D. M.) // MNRAS, 1997, v. 287, p. 817.
- Виана, Лиддл (Viana P. T. P., Liddle A. R.) // MNRAS, 1995, v. 281, p. 323.
- Виана, Лиддл (Viana P. T. P., Liddle A. R.) // MNRAS, 1999, v. 303, p. 535.
- Вихлинин и др. (Vikhlinin A., Forman W., Jones C., Murray S.) // Astrophys.J., 1995, v. 451, p. 542.
- Вихлинин и др. (Vikhlinin A., Forman W., Jones C.) // Astrophys.J., 1997, v. 474, L7.
- Вихлинин и др. (Vikhlinin A., McNamara B. R., Forman W., Jones C., Quintana H., Hornstrup A.) // Astrophys.J., 1998, v. 502, p. 558. (160D)
- Вихлинин и др. (Vikhlinin A., Forman W., Jones C.) // Astrophys.J., 1999, v. 525, p. 47.
- Генри (Henry J. P.) // Astrophys.J., 2000, v. 534, p. 565.
- Джойа и др. (Gioia I. M., Henry J. P., Maccacaro T., Morris S. L., Stocke J. T., Wolter A.) // Astrophys.J., 1990, v. 356, L35.
- Джонс и др. (Jones L. R., Scharf C., Ebeling H., Perlman E., Wegner G., Malkan M., Horner D.) // Astrophys.J., 1998, v. 495, p. 100.
- Джонс, Форман (Jones C., Forman W.) // Astrophys.J., 1984, v. 276, p. 38.
- Джонс, Форман (Jones C., Forman W.) // Astrophys.J., 1999, v. 511, p. 65.
- Еке и др. (Eke V. R., Cole S. F., Carlos S., Henry P. J.) // MNRAS, 1998, v. 298, p. 1145.
- Кайзер (Kaiser N.) // MNRAS, 1986, v. 222, p. 323.
- Коллинз и др. // (Collins C. A., Guzzo L., Nichol R. C., Lumsden S. L.) MNRAS, 1995, v. 274, p. 1071.
- Маттисен, Еврард (Mathiesen B., Evrard, A. E.) // MNRAS, 1998, v. 295, p. 769.
- Мор и др. (Mohr, J. J., Evrard A. E., Fabricant D. G., Geller M. J.) // Astrophys.J., 1995, v. 447, p. 8.
- Ромер и др. (Romer A. K., Nichol R. C., Holden B. P., Ulmer M. P., Pildis R. A., Merrelli A. J., Adami C., Burke D. J., Collins C. A., Metevier A. J., Kron R. G., Commons K.) // Astrophys.J. Suppl. Ser., 2000, v. 126, p. 209.
- Росати и др. (Rosati P., della Ceca R., Burg R., Norman C., Giacconi R.) // Astrophys.J., 1995, v. 445, L11.
- Росати и др. (Rosati P., della Ceca R., Norman C., Giacconi R.) // Astrophys.J., 1998, v. 492, L21.
- Стоук и др. (Stocke J. T., Morris S. L., Gioia, I. M., Maccacaro T., Schild R., Wolter A., Fleming T. A., Henry J. P.) // Astrophys.J., 1991, v. 76, p. 813.
- Шарф и др. (Scharf C. A., Jones L. R., Ebeling H., Perlman E., Malkan M., Wegner G.) // Astrophys.J., 1997, v. 477, p. 79.
- Эбелинг и др. (Ebeling H., Edge A. C., Fabian A. C., Allen S. W., Crawford C. S., Boehringer H.) // Astrophys.J., 1997, v. 479, L101.
- Эддингтон (Eddington A. S., Sir) // MNRAS, 1940, v. 100, p. 354.
- Эйбелл и др. (Abell G.O., Corwin H.G., Jr., Olowin R. P.) // Astrophys.J. Suppl. Ser., 1989, v. 70, p. 1.

