

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

на правах рукописи

М. Л. МАРКЕВИЧ

ГАЗ В СКОПЛЕНИЯХ ГАЛАКТИК
И РЕЛИКТОВЫЙ ФОН.
РЕНТГЕНОВСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЗА
В СКОПЛЕНИИ ПЕРСЕЙ
И В ЦЕНТРЕ НАШЕЙ ГАЛАКТИКИ.

01.03.02 *Астрофизика, радиоастрономия*

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель академик Р. А. Сюняев

Москва, 1993



Содержание

Предисловие	2
1 Скопления и реликтовый фон	5
1.1 Введение	5
1.2 Моделирование участка фона	8
1.2.1 Эволюция скоплений	10
1.3 Модели и эксперименты	14
1.3.1 Среднее искажение спектра реликтового фона	14
1.3.2 Угловые флуктуации яркости фона	15
1.3.3 Подсчеты микроволновых источников	17
1.4 Заключение	22
2 Скопление Персей	41
3 Газ в центре Галактики	47
3.1 Введение	47
3.2 Наблюдения и их обработка	49
3.3 Результаты наблюдений	50
3.3.1 Морфология источника	50
3.3.1 Спектр источника	51
3.4 Рассеяние в молекулярном газе	52
3.5 История светимости центра Галактики	54
3.6 Заключение	55
Заключение	63

Предисловие

Космический микроволновый фон — это самый старый из наблюдаемых во Вселенной объектов. Фон этот в высокой степени изотропен. Это объясняется тем, что он является реликтом той эпохи, когда материя была горячей и однородной, и будущие галактики и скопления галактик существовали только в виде незначительных флуктуаций плотности. Изучение анизотропии реликтового фона может поэтому сказать очень многое о том, как и когда образовалась наблюдаемая сегодня во Вселенной иерархия галактик, скоплений и сверхскоплений.

Недавнее замечательное открытие спутниками COBE и *Реликт* флуктуаций фона на угловых масштабах в несколько градусов вызвало резкий рост интереса различных групп радиоастрономов к поиску анизотропии на меньших угловых масштабах. (За последние месяцы уже поступило несколько сообщений о детектировании таких флуктуаций; но так как эти эксперименты очень сложны и важность такого открытия была бы очень велика, необходимо с некоторой осторожностью подходить к таким сообщениям.)

На масштабах в несколько угловых минут анизотропия фона может быть вызвана не только неоднородностями в распределении материи в эпоху рекомбинации водорода. Известно, что горячий газ в скоплениях галактик, наблюдаемый в рентгеновском диапазоне, вызывает изменение яркости реликтового фона в направлении на скопление — эффект, предсказанный Я.Б. Зельдовичем и Р.А. Сюняевым, и уже наблюдавшийся в направлении на несколько скоплений самыми чувствительными радиотелескопами. Программы радионаблюдений скоплений галактик с целью обнаружения этого эффекта разработаны во многих ведущих обсерваториях, включая VLA, OVRO, PATAN-600, антенны в Австралии, Великобритании, Германии, Испании, США. Спектр микроволновых “источников”, связанных со скоплениями, очень специфичен (источник отрицательный на сантиметровых длинах волн и положительный в субмиллиметровой области). В отличие от “нормальных” источников, субмиллиметровая яркость скоплений не убывает с ростом расстояния до них, и далекие скопления должны быть ярче самых ярких квазаров в этой области спектра. Это дает уникальную возможность исследовать эволюцию скоплений вплоть до самых ранних эпох, позволяет

измерить постоянную Хаббла, и, в принципе, позволяет провести космологические тесты с целью оценки средней плотности вещества во Вселенной. Так как эксперименты по измерению этого эффекта очень сложны (и дороги), и результаты находятся на пределе чувствительности радиотелескопов, требуется тщательное теоретическое моделирование эффекта. В Части 1 будет изложен метод такого моделирования, и будет показано, что эксперименты, которые уже были проведены для поиска флуктуаций реликтового фона на масштабах в несколько угловых минут (и давшие отрицательные результаты), могут сказать многое о космологической эволюции скоплений галактик.

Основной источник неоднозначности в моделировании эффекта, который скопления галактик производят на микроволновый фон — это недостаточность и неоднозначность рентгеновских данных о состоянии горячего газа в скоплениях и его эволюции. В частности, неизвестно, изотермичен ли газ в большинстве скоплений, или есть значительные неоднородности в распределении температуры. Такие неоднородности, во-первых, изменили бы предполагаемую субмиллиметровую яркость скопления, а, во-вторых, что более важно, показали бы, что скопление все еще находится в процессе образования, и что сегодняшние скопления — это молодые объекты. Предварительные данные обсерватории ROSAT о неоднородностях в распределении рентгеновской яркости, обнаруженных во многих скоплениях, говорят как раз об этом.

Рентгеновский телескоп АРТ-II на борту космической обсерватории *Гранат* дал интересную возможность провести наблюдения газа в богатом и относительно близком скоплении галактик в созвездии Персея. Полоса энергий и угловое разрешение телескопа подходят для того, чтобы проверить, является ли газ в этом скоплении однородным и изотермичным. Ответ — нет, не является; в скоплении есть холодные и горячие области, которые, как оказалось, совпадают с группами галактик, по-видимому, не успевшими раствориться в общем гравитационном потенциале скопления со времени его образования. Эти (довольно предварительные) результаты будут изложены в Части 2.

По данным предыдущих рентгеновских экспериментов, область горячего газа размером в несколько сот парсек есть и в центре нашей Галактики, причем измерения его температуры давали очень высокие значения, намного превышающие Галактический гравитационный потенциал. Этот объект с угловым размером около градуса являлся интересной целью для телескопа АРТ-II, и, кроме того, мог бы послужить для проверки нового метода восстановления изображений протяженных источников, который применялся для Персея. Мы получили изображения этого диффузного источника в центре Галактики в нескольких энергетических интервалах. Результаты

оказались довольно неожиданными; в частности, стало ясно, что на самом деле мы видим два разных источника: мягкий и жесткий. Жесткий, вероятнее всего, возникает в результате рассеяния рентгеновского излучения от окружающих компактных источников в облаках плотного молекулярного газа. При этом исчезает необходимость привлекать неправдоподобно горячий газ для объяснения жесткого спектра источника, и появляется реальная возможность судить о светимости Галактического центра в прошлом. Об этом будет подробно рассказано в Части 3.

Перед тем, как перейти к изложению результатов, автор с удовольствием благодарит академика Р.А. Сюняева за хорошую школу, пройденную под его научным руководством. Автор благодарен коллегам из отдела астрофизики высоких энергий ИКИ РАН за ощутимую помощь и многочисленные полезные дискуссии, соавторам статей, на результатах которых основана эта диссертация, а также всем, имеющим отношение к запуску и работе обсерватории *Гранат*. Автор благодарит также Гарвард-Смитсоновский центр астрофизики, где была выполнена часть этой работы, за гостеприимство, и компанию Sun Microsystems, предоставившую компьютер, на котором была выполнена часть вычислений.

Часть 1

Эволюционирующие скопления галактик и реликтовый фон

1.1 Введение

Рентгеновские наблюдения скоплений и групп галактик, проводившиеся в течение последних 20 лет, показали, что эти объекты содержат значительное количество горячего межгалактического газа (н-р, Kellogg *et al.* 1971; Forman *et al.* 1973; Mitchell *et al.* 1976; Serlemitsos *et al.* 1977; Jones & Forman 1984; Jones & Forman 1993; Bohringer *et al.* 1992; обзор можно найти в книге Sarazin 1988). Электронная температура этого газа, T_e , лежит в интервале 1–15 кэВ (н-р, Mushotzky 1984; Edge 1989; David, Tucker & Hughes 1993), а его плотность, n , порядка $10^{-2} - 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ в центральной части скопления. Оценки массы межгалактического газа дают $10^{11} - 10^{13} M_\odot$ в объеме радиусом несколько Mpc (н-р, Ahrampoulos & Ku 1983; Jones & Forman 1984).

Сюняев и Зельдович (1970; 1972; Сюняев 1980; обзор см. Сюняев и Зельдович 1980) показали, что Томсоновское рассеяние фотонов реликтового фона на горячих электронах межгалактического газа в скоплениях может вызывать заметное искажение спектра фона в направлении на скопление. Мы можем рассматривать скопление как источник микроволнового излучения или поглощения, наложенный на неискаженный реликтовый фон, с потоком

$$S_\nu = j_\nu Y. \quad (1.1)$$

Здесь $Y \equiv \int y d\omega$, где $d\omega$ — элемент телесного угла, и интеграл берется по скоплению. Параметр комптонизации, y , определен следующим образом:

$$y \equiv \frac{kT_e}{m_e c^2} \tau_T = \int \frac{kT_e}{m_e c^2} \sigma_T n_e(l) dl, \quad (1.2)$$

где σ_T — сечение Томсоновского рассеяния, τ_T — оптическая толща по Томсоновскому рассеянию, и интеграл берется вдоль луча зрения в заданной точке скопления. Таким образом, в Y содержатся физические параметры газа в скоплении, а спектр источника, связанного со скоплением, выглядит как

$$j_\nu(x) = B_\nu \frac{x e^x}{e^x - 1} \left(x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right), \quad (1.3)$$

где B_ν — это спектр фона в настоящее время, с температурой $T_r = 2.735 \pm 0.06 K$ (Mather *et al.* 1991), а $x \equiv h\nu/kT_r$. Из (1.3) следует, что на волнах длиннее 1.37 мм ($x < 3.83$) скопления являются отрицательными источниками с максимумом “яркости” на $\lambda = 2.3$ мм ($x = 2.26$). В Рэлей-Джинсовской области спектра эффект эквивалентен понижению температуры фона в направлении на скопление: $\Delta T/T_r = -2y$. На $\lambda < 1.37$ мм скопления становятся настоящими источниками, и дают максимальную добавку к яркости фона на 0.8 мм ($x = 6.51$). На $\lambda = 1.37$ мм, поток равен нулю, если скопление не движется в системе отсчета реликтового фона.

Эффект этот уже наблюдался в Рэлей-Джинсовской области спектра в направлении на ряд скоплений: A665, A2218, 0016+16, and A576 (н-р, Birkinshaw, Gull & Hardebeck 1984; Uson 1986; Birkinshaw 1990; Klein *et al.* 1991); недавно понижение яркости фона было открыто в A2163 (Wilbanks *et al.* 1993) и в Кома (Herbig 1993, частное сообщ.) В направлении на центры скоплений наблюдалось понижение температуры 0.5 – 2 мК.

Микроволновая поверхностная яркость (положительная или отрицательная) неэволюционирующего скопления не зависит от красного смещения, тогда как поверхностная яркость обычного источника убывает с ростом красного смещения как $(1+z)^4$ из-за того, что расстояние до объекта, определяемое по светимости и по угловому размеру, по-разному зависит от z (Weinberg 1972). Это объясняется тем, что плотность энергии микроволнового фонового излучения пропорциональна $(1+z)^4$. Предполагая, что газ в скоплении изотермичен, уравнение (1.2) может быть представлено в виде

$$Y = \int d\omega \int \frac{kT_e}{m_e c^2} \sigma_T n_e(l) dl = \sigma_T N_e \frac{kT_e}{m_e c^2} \frac{(1+z)^4}{d_L^2}, \quad (1.4)$$

где N_e — полное число электронов в газе, d_L — расстояние до скопления, определенное по светимости, и $(1+z)^4$ отражает рост плотности энергии фонового излучения. Мы видим, что у неэволюционирующего скопления микроволновая “светимость” растет как $(1+z)^4$. Это делает далекие скопления одними из самых сильных микроволновых источников во Вселенной. Королев, Сюняев и Якубцев (1986) заметили, что в субмиллиметровом диапазоне длин волн, где скопления являются положительными источниками, они должны доминировать

1.1. ВВЕДЕНИЕ

в подсчетах источников. Скопления, таким образом, могут стать мощным инструментом проверки космологических и эволюционных теорий.

Влияние скоплений, заполняющих пространство вплоть до очень больших расстояний на реликтовый фон изучалось многими авторами. Подсчеты источников, связанных с неэволюционирующими скоплениями во Вселенной с различными значениями параметра плотности вещества во Вселенной Ω обсуждались Королевым, Сюняевым и Якубцевым. Анизотропия фона, вызванная эволюционирующими скоплениями, обсуждалась в статьях Schaeffer & Silk (1988) и Cole & Kaiser (1989). Bond & Myers (1992) моделировали рентгеновские и микроволновые изображения неба, считая скопления возникающими на месте пиков плотности случайного гауссового распределения массы в модели с холодной невидимой материей (CDM). Cavaliere, Menci & Setti (1991) изучали эффект скоплений на спектр фона в открытой и закрытой моделях мира, которые включали иерархическое возникновение скоплений. Гидродинамическое моделирование образования скоплений во Вселенной с $\Omega = 1$ и горячей или холодной невидимой материей и их влияния на реликтовый фон представлено в статье Cen *et al.* (1991). Bartlett & Silk (1993) получили предполагаемые подсчеты микроволновых источников и величину искажения спектра фона в нескольких феноменологических эволюционных моделях.

Наше изложение в этой Части базируется на статьях Markevitch *et al.* 1991, 1992 и 1993 (далее — статьи 1, 2 и 3 соответственно), где изложен метод моделирования иерархической эволюции скоплений и того, как скопления выглядят на микроволновом реликтовом фоне. В упомянутых работах мы применили этот метод для моделирования среднего эффекта скоплений на спектр фона, флуктуаций в масштабе угловых минут, и глубоких подсчетов микроволновых источников соответственно, и попытались установить пределы на значение параметра плотности Ω и спектрального индекса n флуктуаций плотности вещества в ранние эпохи, в рамках достаточно общепринятой модели эволюции скоплений.

Существует два подхода к моделированию влияния горячего газа в объектах на больших z на реликтовый фон. В одном из них моделируется рост первичных флуктуаций плотности и развитие из них скоплений. Мы применили другой подход, взяв в качестве отправной точки наблюдаемую сегодня выборку скоплений (по данным рентгеновской обсерватории *Einstein*), и “масштабировали” ее в прошлое в соответствии с эволюционными зависимостями модели “самоповторяющейся” (self-similar) иерархической эволюции скоплений (см. ниже), беря различные значения Ω и n . Этот подход к моделированию скоплений в прошлом наилучшим возможным образом использует рентгеновские данные о газе в сегодняшних скоплениях,

т.к. при этом автоматически учитываются все свойства наблюдаемой выборки скоплений и корреляции между ними. Он также относительно устойчив к тому, насколько адекватно модель эволюции отвечает реальному положению вещей, т.к. он использует в качестве “граничного условия” скопления, существующие и наблюдаемые сегодня, а не первичные флуктуации материи в очень ранние эпохи. Хотя модель с самоповторяющейся эволюцией межгалактического газа, возможно, и несовместима с недавними данными об эволюции скоплений (н-р, Kaiser 1991; Bartlett & Silk 1993), мы показали в статье 3, что разумные модификации этой модели, которых требуют данные, не изменяют существенно наши результаты, полученные в модели с самоповторяющейся эволюцией в чистом виде. Не останавливаясь подробно на этом вопросе, необходимо только указать, что полученные результаты до определенной степени применимы к более широкому классу моделей эволюции скоплений, а именно к тем моделям, в которых темное вещество эволюционирует согласно иерархической самоповторяющейся модели (как это только и может быть, по крайней мере, во Вселенной с $\Omega = 1$), и отношение полной тепловой энергии газа в скоплении к кинетической энергии галактик не меняется.

План этой Части будет следующим. В главе 1.2 будет описан метод моделирования участка микроволнового неба, населенного скоплениями галактик, и модель эволюции, которую мы применяем. В главе 1.3.1 будет оценено среднее искажение спектра фона, которое должны вызывать скопления при различных значениях параметров модели Ω и n , и проведено сравнение этого искажения с верхним пределом на параметр $\langle y \rangle$, полученным спутником COBE. Затем смоделированные участки неба будут “наблюдаться” в точности тем же способом, как это было сделано в ходе экспериментов по поиску флуктуаций фона NRAO и OVRO, и будет показано, что отсутствие флуктуаций на уровне чувствительности, достигнутом в тех экспериментах, значительно ограничивает область допустимых значений Ω и n . В главе 1.3.3 будет изложен другой метод анализа изображений неба, населенного скоплениями, на наш взгляд, более адекватного — метод подсчетов микроволновых источников.

1.2 Моделирование участка фона

Понижение яркости фона в направлении на скопление (или увеличение яркости в субмиллиметровой области) пропорционально давлению межгалактического газа, проинтегрированному вдоль луча зрения (уравнение 1.2). Имея рентгеновское изображение и спектр скопления и предполагая сферическую симметрию, можно получить профиль плотности и температуру газа в скоплении. Мы восполь-

зовались данными о примерно 400 скоплениях с красными смещениями $z < 0.2$ (Jones & Forman 1993), наблюдавшихся обсерваторией *Einstein*. Выборка эта включает в себя как группы, так и самые богатые скопления с рентгеновскими светимостями в интервале $\lg L_x = 42.5 - 45$ эрг/с в полосе $0.5 - 4.5$ кэВ (везде в этой работе $H_0 = 50$ км с⁻¹ Мпк⁻¹). У примерно 100 скоплений из этой выборки температуры измерены (Edge 1989; Hatzukade 1989; Mushotzky 1984; David 1993), для остальных была использована корреляционная зависимость между температурой и рентгеновской светимостью для вычисления температуры (Mushotzky 1988, Jones and Forman 1993). Распределение плотности газа определялось по профилю поверхностной яркости для сотни самых ярких скоплений, и подразумевалось, что остальные скопления имеют профили плотности такие, как в среднем по выборке.

В качестве профиля плотности газа использовалась эмпирически полученная зависимость вида

$$n(r) = n_0 \left(1 + \frac{r^2}{a_x^2} \right)^{-\frac{3}{2}\beta}, \quad (1.5)$$

которая дает хорошее приближение рентгеновской яркости по крайней мере до расстояний $r/a_x = 5$ (Jones & Forman 1986). Дело несколько осложняется тем, что рентгеновская яркость пропорциональна n_e^2 и быстро падает с радиусом, поэтому в рентгеновскую яркость доминирующий вклад дает центральная часть, тогда как микроволновая яркость падает с радиусом пропорционально n_e , и большой вклад в микроволновый эффект дают внешние части скопления. Для некоторых значений β микроволновый поток от скопления расходится. Однако, газ в скоплении не может простираться до очень больших расстояний, к тому же температура должна начать падать во внешних частях скоплений. Мы поэтому обрезали профиль плотности газа на расстоянии $r/a_x = 5$ или на $r/a_x = 8$. В нескольких ярких скоплениях газ наблюдался и на расстояниях $8 - 10 a_x$ (Henriksen & Mushotzky 1985), так что наше предположение консервативно в том смысле, что мы, возможно, занижаем микроволновый поток от скоплений.

В вычислениях предполагается, что газ изотермичен. Это может быть неверно, и есть опасность, что, например, определение температуры газа по рентгеновским данным вносит систематическую ошибку в наши расчеты (т. к. холодные области в газе более плотны и дают больший вклад в рентгеновскую светимость). В статьях 2 и 3 мы показали, что небольшой градиент температуры или неоднородности в газе существенно не влияют на результаты. Области охлаждающегося газа (cooling flows), открытые в центрах многих скоплений (см. обзор у Fabian *et al.* 1991), также не влияют на микроволновую яркость скопления, т.к. давление газа в такой области

не меняется.

1.2.1 Эволюция скоплений

Предложено множество сценариев образования и эволюции скоплений. Здесь будет использована наиболее детально разработанную модель: самоповторяющееся иерархическое образование структуры во Вселенной (self-similar hierarchical gravitational clustering), для моделирования скоплений на больших красных смещениях (н-р, Press & Schechter 1974; White & Rees 1978; Kaiser 1986, 1989). В этой модели подразумевается, что во Вселенной нет выделенного пространственного или временного масштаба, поэтому форма всех распределений (массы объектов, светимости и т.п.) остается неизменной в процессе эволюции, и только распределение целиком “масштабируется” в сторону больших или меньших масс, светимостей и т.п. Для описания такого рода эволюции необходимо задать только зависимость от времени характеристической величины распределения, например, характерной светимости скоплений или характерной массы, и, зная функцию распределения величины сегодня, можно получить распределение на других z . Необходимо уточнить, что здесь называются “скоплениями” те образования, которые соответствуют скоплениям галактик на $z = 0$ (т.е. агрегаты, только что пришедшие в состояние динамического равновесия), хотя на больших z эти образования могут быть очень маленьким, меньше современных групп.

Эволюция с $\Omega = 1$

Во Вселенной с $\Omega = 1$ нет выделенного временного масштаба, и, следовательно, начальные флуктуации плотности материи со степенным спектром (у которого также отсутствует выделенный линейный масштаб) должны эволюционировать как раз самоповторяющимся образом.

Kaiser (1986), предполагая такой сценарий эволюции, вывел зависимости от z различных характерных величин для выборки скоплений. Спектр первичных флуктуаций плотности характеризуется индексом n , определенным так, что k -я компонента пространственного спектра флуктуаций $\delta_k \propto k^n$; $-3 < n < 1$. В модели с холодной невидимой материей на масштабе масс скоплений $n = -1$ (Blumenthal *et al.* 1984); спектр $n = 1$ возникает в модели с космическими струнами (Vilenkin 1985), и спектр с $n = 0$ соответствует пуассоновским начальным флуктуациям. В этой работе не вкладывается никакого физического смысла в n , и эта величина используется только как параметр в эволюционных зависимостях для характеристических величин выборки скоплений. Для характерной на данном z плотности вещества в скоплении, ρ^* , характерного радиуса R^* , температуры

(или дисперсии скоростей) T^* , и характерной плотности скоплений в единице сопутствующего пространства N^* , эти зависимости таковы:

$$\rho^* \propto (1+z)^3, \quad (1.6)$$

$$R^* \propto (1+z)^{-(5+n)/(3+n)}, \quad (1.7)$$

$$T^* \propto (1+z)^{(n-1)/(n+3)}, \quad (1.8)$$

$$N^* \propto (1+z)^{6/(n+3)}, \quad (1.9)$$

и условие самоповторяемости означает $M^*N^* = \text{const.}$

Эволюция с $\Omega < 1$

White и Rees (1978) рассмотрели процесс образования скоплений из флуктуаций массы в открытой модели Вселенной с $\Omega < 1$. В этом случае характерная масса скопления растет со временем как в плоской Вселенной до $(1+z) \lesssim 1/\Omega$, а затем растет медленнее, т.к. быстрый рост флуктуаций плотности после этого момента прекращается. Обозначая

$$\omega = \frac{1-\Omega}{\Omega^{2/3}} \left(\frac{2}{\pi} t_o H_o \right)^{2/3}, \quad (1.10)$$

$$(1.11)$$

$$\alpha = \frac{n+3}{6}, \quad (1.12)$$

эволюционные соотношения для случая открытой Вселенной могут быть записаны следующим образом (White & Rees 1978):

$$\frac{M^*}{M_o} = \left[\frac{\left(\frac{t}{t_o} \right)^{-2/3} + \omega}{1 + \omega} \right]^{-1/\alpha} \quad \left(= \left(\frac{t}{t_o} \right)^{2/3\alpha} \text{ if } \Omega = 1 \right), \quad (1.13)$$

$$\frac{\rho^*}{\rho_o} = \left(\frac{M^*}{M_o} \right)^{-3\alpha} x^3, \quad (1.14)$$

$$\frac{R^*}{R_o} = \left(\frac{M^*}{M_o} \right)^{1/3+\alpha} x^{-1}, \quad (1.15)$$

$$\frac{T^*}{T_o} = \left(\frac{M^*}{M_o} \right)^{2/3-\alpha} x, \quad (1.16)$$

где

$$x = 1 + \omega - \omega \left(\frac{M^*}{M_o} \right)^\alpha \quad \left(\equiv 1 \text{ if } \Omega = 1 \right) \quad (1.17)$$

и величины с индексом 0 соответствуют $z = 0$. Опять, условие самоповторяемости дает

$$M^*N^* = \text{const.} \quad (1.18)$$

Для того, чтобы переписать эти соотношения с использованием z , необходимо еще уравнение для $t(z, \Omega)$ для открытой Вселенной, которое можно найти в книге Weinberg (1972).

Теперь посмотрим, как Ω влияет на эволюцию скоплений, и, следовательно, на величину анизотропии фона, ими вызываемую. Рассмотрим характерную массу скоплений, например, на $z = 7$. В случае $\Omega = 1/20$ уравнение 1.13 дает характерную массу скоплений в $1/2$ и $1/5$ от сегодняшней, для $n=+1$ и $n=-1$ соответственно. Во Вселенной с $\Omega = 1$ соответствующие массы равны $1/20$ и $1/400$. Во Вселенной с $\Omega = 1/20$ скопления должны были уже сформироваться к $z = 10$ (т.к. флуктуации плотности при меньших z уже не растут), в то время как в плоской вселенной с $n=-1$ скоплений еще нет на $z > 3 - 4$. Т.к. на микроволновом небе скопления с очень большими z будут видимы, можно ожидать, что величина флуктуаций фона, вызванных скоплениями, сильно ограничит интервал возможных значений космологического параметра плотности.

Следует заметить, что если во Вселенной с $\Omega = 1$ скопления галактик *должны* эволюционировать так, как это предписано уравнениями (1.6–1.9), то во открытой Вселенной появляется выделенный момент времени, $(1+z) \simeq 1/\Omega$, когда рост флуктуаций плотности замедляется. Вообще говоря, нужна численная проверка соотношений (1.13–1.18), которые выведены в предположении, что все скопления на данном z образовались одновременно. В статье 2 мы подробно обсудили этот вопрос, здесь же следует только отметить, что если в случае открытой Вселенной форма функции масс скоплений и меняется в процессе эволюции (нарушается самоповторяемость эволюции), то наше предположение о постоянности формы этого распределения ведет к консервативной недооценке числа ярких скоплений в прошлом.

Таким образом, мы подразумеваем в наших вычислениях, что представительную выборку скоплений для каждого z можно получить масштабированием набора скоплений, который наблюдается сегодня, в соответствии с соотношениями (1.6–1.9) или (1.13–1.18). Эдесь также делается важное предположение о том, что параметры межгалактического газа эволюционируют так же, как ρ^* , R^* , и T^* , которые на самом деле относятся к распределению массы скопления, а не газа. Это предположение, скорее всего, не верно, но, как было показано в статье 3, при определенных условиях оно не влияет на результаты нашего моделирования.

Скопления, наблюдаемые сегодня, имеют низкие плотности газа, высокие температуры, и характерные времена их радиационного охлаждения намного меньше Хаббловского. Области охлаждающегося газа (Fabian *et al.* 1991) в центрах скоплений вовлекают малую

долю газа. Однако в модели эволюции, которая здесь применяется, в прошлом скопления были намного плотнее, и должны были охлаждаться в течение относительно короткого времени после своего образования. В нашей процедуре моделирования скоплений это консервативным образом учтено.

Моделирование участка неба

Число скоплений на данном z на единицу телесного угла приведено в Wall *et al.* (1980):

$$\frac{dN}{d\omega dz} = N_{\text{comoving}} \frac{4c^3 (\Omega z + (\Omega - 2)(\sqrt{\Omega z + 1} - 1))^2}{H_0^3 \Omega^4 (1 + z)^3} \quad (1.19)$$

где N_{comoving} — это число скоплений со светимостями $10^{42} < L_x < 10^{45}$ эрг/с (интервал светимости нашей выборки), т.е.

$$N_{\text{comoving}} = \frac{N^*(z)}{N^*(0)} \int_{10^{42}}^{10^{45}} \varphi(L_x) dL_x, \quad (1.20)$$

где $\varphi(L_x)$ — это функция рентгеновской светимости, а N^* задано уравнениями (1.9) или (1.18).

Для того, чтобы промоделировать искажения фона, вызываемые скоплениями, мы должны были бы сначала вывести распределения параметров межгалактического газа в скоплениях и возможные корреляции между ними. Вместо этого мы решили напрямую воспользоваться имеющейся выборкой из 400 скоплений. Каждому скоплению из этой выборки присваивался статистический вес, который вычисляется исходя из светимости скопления и известной функции распределения скоплений по рентгеновской светимости $\varphi(L_x)$ (Burg *et al.* 1991). (Функция распределения скоплений по массам здесь бы более подошла, но она, к сожалению, неизвестна.) Затем из этого списка с учетом веса случайным образом выбиралось скопление, имеющее 4 измеренных параметра: a_x , n_o , β и T_e газа. Этому скоплению затем присваивалось красное смещение, выбранное случайным образом из распределения (1.19), и оно помещалось в случайно выбранную точку изображения. Параметры газа скопления изменялись согласно эволюционным зависимостям главы 1.2.1, и затем строилось его изображение (карта параметра y). На рис. 1.1 представлены для примера построенные таким образом изображения неба для $\Omega = 1$. На рис. 1.1(a,b) показаны рентгеновское и микроволновое изображения одного и того же $1^\circ \times 1^\circ$ участка неба в модели без эволюции газа; на микроволновой картинке видны очень далекие скопления. На рис. 1.1(c,d) показаны изображения в модели с самоповторяющейся эволюцией с $n = -1$, сглаженные до разрешения $1'$ и $4'$. Чтобы избежать краевых эффектов, для анализа бралась только

малая центральная часть той площади, по которой разбрасывались скопления.

Мы не принимаем во внимание существование сверхскоплений, но в статье 2 оценили его возможный эффект и убедились, что он мал.

Наши заключения о том, противоречит данная модель наблюдениям или нет независимы от принятого максимального z , до которого существуют скопления, практически для всех рассмотренных моделей. В моделях с $\Omega = 1$ и разными n скопления естественным образом исчезают на $z = 3 - 7$ из-за быстрой эволюции или быстрого охлаждения через излучение. В открытых моделях с низкой Ω скопления, однако, должны существовать и на больших красных смещениях. В таких моделях мы искусственным образом вводим предельное $z_{\max} = 10$, что приводит к консервативной недооценке величины флуктуаций. В главе, где обсуждаются подсчеты источников, берется еще более консервативное значение $z_{\max} = 5$.

1.3 Модели в сравнении с реальными измерениями

1.3.1 Среднее искажение спектра реликтового фона

Согласно предварительным результатам спутника COBE, спектр реликтового фона в пределах ошибок измерений совпадает с чернотельным с температурой $T_r = 2.735 \pm 0.06 K$ (Mather *et al.* 1990), и верхний предел (3σ) на усредненный параметр комптонизации составляет $\bar{y} < 4 \times 10^{-4}$ (Cheng *et al.* 1991; Mather, частное сообщ.). Во всех моделях, которые здесь рассматриваются, скопления дают \bar{y} намного ниже этого значения. На рис. 1.2 приведены значения параметра \bar{y} , усредненного по достаточно большим (10 кв. градусов) смоделированным изображениям микроволнового неба, для различных значений Ω и n , и верхний предел COBE. Для сравнения приведены значения \bar{y} в моделях без физической эволюции скоплений, в предположении, что скопления образуются в их настоящем виде на каком-то z_{\max} . Если газ в скоплениях существует до $r = 8a_x$ (а не $5a_x$), то значение \bar{y} увеличивается примерно вдвое. Максимальное искажение спектра ожидается в моделях с медленной эволюцией (модели с низкой плотностью Ω и большим n). Из рисунка видно, что улучшение чувствительности спектральных измерений на порядок должно или привести к обнаружению искажения спектра, или значительно ограничить область допустимых эволюционных моделей.

1.3.2 Угловые флуктуации яркости фона

На угловых масштабах в несколько градусов газ в скоплениях галактик должен вызывать флуктуации $\Delta T/T$ порядка $10^{-6} - 10^{-7}$. Это на 1-2 порядка меньше недавно открытых на этом угловом масштабе спутниками COBE и *Реликт-1* флуктуаций $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ (Smoot *et al.* 1992; Струков и др., 1992). Отметим, что существование сверхскоплений приводит к корреляции в расположении скоплений на небе как раз на масштабах порядка градуса. В настоящей работе это было проигнорировано, но, так как на луче зрения всегда находится много сверхскоплений (т.к. на микроволновом небе видны очень далекие скопления), это не приводит к ощутимой ошибке в оценке флуктуаций на больших масштабах (если только сами сверхскопления не содержат большого количества горячего газа).

На угловых масштабах порядка градуса скопления также должны вызывать флуктуации фона, намного меньшие чувствительности современных инструментов. Величина флуктуаций в рассматриваемых здесь моделях на порядок меньше флуктуаций, недавно детектированных в эксперименте UCSB на Южном полюсе (Schuster *et al.* 1993).

Наибольшие флуктуации фона скопления галактик вызывают на угловых масштабах порядка минуты, т.е. порядка размера отдельного скопления. Флуктуации эти имеют негауссов характер, как видно из рис. 1.3, на котором приведено распределение величины ΔT (или y), измеренной инструментом с разрешением $20''$ и $30'$ (луч телескопа направлялся случайным образом на смоделированное изображение в модели $\Omega = 1/3$, $n=+1$). Вертикальная линия соответствует среднему сигналу, который одинаков для любого разрешения. В пятно размером $30'$ (что примерно соответствует разрешению эксперимента на Южном полюсе) попадает много скоплений, и распределение сигнала получается близким к гауссовому. Негауссов характер флуктуаций в эксперименте с лучшим разрешением легко понятен и объясняется тем, что изображение в основном пусто и содержит хорошо различимые яркие источники, связанные со скоплениями.

Было предпринято несколько попыток поиска флуктуаций на минутных угловых масштабах; флуктуаций не было обнаружено, и самые низкие верхние пределы на их величину были установлены в экспериментах NRAO на частоте 19.5 ГГц с использованием 43 м антенны (Uson & Wilkinson 1984), и OVRO на частоте 20 ГГц с антенной 40 м (Readhead *et al.* 1989). В обоих экспериментах использовался метод тройного луча, в котром фактически измеряется разность между сигналом в данной точке неба и средним двух других точек, расположенных на некотором расстоянии по разные стороны от измеряемой точки. В эксперименте NRAO наблюдались 12 независимых точек на небе с разрешением $1.5'$ (полная ширина на поло-

вине максимума) и разнесением лучей $4.5'$, и был получен верхний 95% предел $\Delta T/T = 4.5 \times 10^{-5}$ на гауссовы флуктуации, нескоррелированные в масштабе $4.5'$. В эксперименте OVRO наблюдались 8 точек на небе (одна из них была исключена из последующего анализа), полная ширина луча антенны на половине максимума составляла $1.8'$, разнесение лучей $7.15'$, и был получен верхний 95% предел $\Delta T/T = 1.7 \times 10^{-5}$ на гауссовы флуктуации, нескоррелированные в масштабе $7.15'$. Оказалось, что, сравнивая результаты этих экспериментов с предсказаниями наших моделей, можно значительно ограничить область допустимых значений параметров моделей Ω и n .

Из-за того, что флуктуации, вызываемые скоплениями, имеют негауссово распределение, они не могут быть охарактеризованы, скажем, с помощью величины среднеквадратичного отклонения (вдобавок к тому, что это не имело бы смысла, форма распределения, приведенного на рис. 1.3, такова, что средний квадрат отклонения яркостной температуры $\overline{\Delta T^2} = \int \Delta T^2 p(\Delta T) d\Delta T$ не может быть вычислен). Поэтому для того, чтобы корректно сравнить результаты экспериментов с каждой из моделей, мы смоделировали достаточно много независимых участков неба (по 500 для каждого из 12 измерений NRAO и 7 измерений OVRO, т.е. провели 500 реализаций обоих экспериментов) следуя процедуре, описанной в Гл. 1.2. Затем мы “пронаблюдали” их в точности таким же образом, как это происходило в экспериментах, добавив ошибки измерений, и провели тест на отношение вероятностей (likelihood ratio test) с тем, чтобы определить, с каким уровнем значимости данная модель может быть отвергнута, как дающая слишком большие флуктуации, в пользу модели с нулевыми флуктуациями. Подробно эта статистическая процедура описана в статье 2; тест на отношение вероятностей в приложении к эксперименту OVRO описан, например, в статье Readhead *et al.* (1989).

Для нескольких моделей мы провели также простой качественный тест. Ни одна из 7 точек в эксперименте OVRO не отклоняется от 0 больше, чем на 2σ . Мы подсчитали, с какой вероятностью в данной модели как минимум в одном из 7 измерений получается отклонение больше 2σ . Оказалось, что эта вероятность примерно совпадает с уровнем значимости, с которым модель отбрасывается тестом на отношение вероятностей; т.о., мы убедились, что основной тест не дает противоречащих здравому смыслу результатов.

Результаты проверки различных моделей на противоречие экспериментальным данным приведены на рис. 1.4 в виде 95% ограничений в плоскости $\Omega - n$ на область допустимых значений параметров модели. Модели с низкими значениями космологического параметра плотности Ω и с “фиолетовыми” спектрами первичных флуктуаций плотности ($n=+1$) дают слишком большие флуктуации, которые до-

лжны были бы быть обнаружены в экспериментах, поэтому эти модели отбрасываются. На рисунках также приведены некоторые другие ограничения, полученные для некоторых космологических моделей другими авторами из сравнения “настоящих” флуктуаций фона с результатами эксперимента OVRO (см. подпись к рис. 1.4).

Таким образом, комбинируя результаты экспериментов OVRO и NRAO, с 95% уверенностью можно вывести следующие ограничения на космологические параметры в рамках модели самоповторяющейся эволюции скоплений: $\Omega > 1/10$ для $n=-1$, $\Omega > 1/7$ для $n=0$ и $\Omega > 1/5$ для $n=+1$ в консервативном предположении о том, что в скоплениях нет газа на $r > 5 a_x$, и 1/5, 1/3 и 0.6 соответственно в менее консервативном предположении $r_{\max} = 8 a_x$.

В статье 2 подробно обсуждается то, насколько эти результаты зависят от всевозможных предположений, сделанных нами в процессе моделирования, и возможных систематических ошибок. Наибольшая неоднозначность возникает из-за нашего незнания распределения плотности и температуры горячего газа в скоплениях на больших расстояниях от центра. Весьма вероятно, что наше предположение о том, что газа в скоплениях нет на $r > r_{\max} = 5 a_x$, и даже предположение о $r_{\max} = 8 a_x$, слишком консервативны, и на самом деле скопления ярче и производят большие флуктуации. Чтобы уточнить это, требуется рентгеновская спектроскопия достаточно большого числа скоплений с лучшей чувствительностью и хорошим угловым разрешением. Небесспорно и предположение о том, что горячий газ эволюционирует так же, как и темное вещество в скоплениях, ввиду последних оптических и рентгеновских данных об эволюции скоплений (см., например, Kaiser 1991; Bartlett & Silk 1993; в статье 3 мы обсуждаем, насколько это серьезно влияет на наши результаты). Здесь также не включены в расчеты другие источники флуктуаций (“настоящие” флуктуации фона, возникающие на поверхности последнего рассеяния на $z \simeq 1500$, флуктуации, возникающие из-за наличия пекулярных скоростей скоплений и т.п.) Вообще, при проведении вычислений мы старались придерживаться консервативных предположений (занижающих величину флуктуаций) в большинстве случаев, где есть неопределенность, поэтому приведенные пределы на Ω являются оценками снизу.

1.3.3 Подсчеты микроволновых источников

Стратегия экспериментов по поиску гауссовых угловых флуктуаций фона состоит в наблюдении небольшого числа площадок на небе с максимальной чувствительностью. Однако, как отмечалось выше, флуктуации микроволнового фона, вызываемые скоплениями галактик, носят негауссов характер, потому что скопления на микроволновом небе хотя и многочисленны в некоторых моделях, но тем не

менее различимы как отдельные источники. Поэтому более подходящим для наших целей было бы наблюдение больших областей неба (пусть даже с меньшей чувствительностью) с целью поиска источников, связанных со скоплениями, и в идеале построения распределения этих источников по яркости (кривых подсчетов). Подсчет источников представляется наиболее адекватным методом анализа участков микроволнового неба, населенного скоплениями, которые получаются в различных наших моделях, и результаты такого анализа будут приведены в этой главе. Более подробное изложение можно найти в статье 3.

Наблюдения относительно больших площадей были проведены в обсерваториях VLA и OVRO (эксперимент RING). Также были проведены пробные наблюдения телескопом SUZIE, который работает на длине волны 2.2 мм, где интенсивность эффекта максимална, и в ближайшем будущем планируются более длительные наблюдения этим прибором. Эти эксперименты не обнаружили с достаточной уверенностью источников, связанных со скоплениями, но они почти достигли чувствительности, необходимой для детектирования далеких скоплений. Поэтому интересно смоделировать кривые подсчетов микроволновых источников в разных предположениях об эволюции скоплений, для экспериментов с различным разрешением, и посмотреть, нельзя ли из существующих наблюдательных данных сделать выводы о том, какие из моделей имеют право на существование.

Королев, Сюняев и Якубцев (1986) представили детальный анализ поведения подсчетов микроволновых источников, связанных со скоплениями, в идеализированной модели без физической эволюции скоплений. Ниже будут очень кратко повторены основные их выводы, из которых видно, как проявляются чисто космологические эффекты. В отличие от “настоящих” источников, микроволновая поверхностная яркость скоплений не зависит от z , и поток от скопления определяется его угловым размером. Для $\Omega > 0$ зависимость углового размера объекта от красного смещения имеет минимум на некотором $z_{\min}(\Omega)$ [$z_{\min} = 1.25$ для $\Omega = 1$; чем меньше Ω , тем больше z_{\min}], после которого угловой размер начинает расти с ростом z (Weinberg 1972). Это означает, что если скопления все одинаковы и не эволюционируют, то они будут иметь минимальный поток на z_{\min} , а более далекие скопления будут ярче, как показано на рис. 1.5. Кривые подсчетов таких источников показаны на рис. 1.6(a) (см. также рис. 3 и 4 в статье Королева, Сюняева и Якубцева). Положение максимумов dN/dS этих кривых зависит от Ω вследствие зависимости $z_{\min}(\Omega)$. Другая заметная деталь этих идеализированных кривых состоит в том, что среди ярких источников доминируют очень далекие скопления, и должен наблюдаться резкий скачок подсчетов, соответствующий z образования скоплений.

Учет физической эволюции скоплений коренным образом меняет картину. Модель эволюции, которая здесь используется, подразумевает, что в прошлом скоплений было больше, они были менее массивные и имели меньшую микроволновую светимость, чем неэволюционирующие скопления¹, но эволюционируют они медленнее, если Ω меньше. Это меняет местами максимумы кривых подсчетов для различных Ω (см. рис. 1.6b). Кривые подсчетов также сильно зависят от спектра флуктуаций плотности. Из уравнения (1.4) микроволновая светимость скопления пропорциональна интегралу давления газа по объему скопления. Подразумевая, что число электронов газа $N_e \propto M_{dark}$ и $T_e = T_{dark}$ (индексом *dark* обозначена темная масса), для $\Omega = 1$ имеем из уравнений (1.6-1.8)

$$N_e T_e \propto (1+z)^{\frac{n-7}{n+3}}. \quad (1.21)$$

Помня, что плотность энергии фонового излучения растет как $(1+z)^4$, получаем, что характерная микроволновая светимость скоплений понижается как $(1+z)^{-5}$ для $n=-2$, постоянна для $n=-1$, или растет как $(1+z)^{2.5}$ для $n=1$ [а для неэволюционирующих скоплений растет как $(1+z)^4$]. Т.е., например, для $\Omega = 1$ и спектра CDM ($n=-1$ на интересующем нас масштабе масс) скопления ведут себя как нормальные источники, и эффекты, описанные выше, отсутствуют. (Интересно отметить, что при $n \approx -0.7$ подсчеты скоплений похожи на подсчеты источников в Эвклидовом пространстве, как видно из рисунка.) В моделях с быстрой эволюцией далекие скопления уже не доминируют среди ярких источников. Тем не менее, в моделях с медленной эволюцией (открытые модели с большими n) далекие скопления яркие. Мы увидим ниже, что для таких моделей, исходя из существующих экспериментов, можно оценить красное смещение z_{max} , на котором в скоплениях появился горячий газ, если этот газ на самом деле эволюционировал не так, как темное вещество. Из сказанного ясно, что подсчеты источников могут быть мощным инструментом исследования образования и эволюции скоплений на больших z . Предлагавшиеся тонкие космологические тесты “красное смещение — угловой размер” и др., по-видимому, провести будет трудно. Отметим в этой связи также, что кривые на рис. 1.6 построены в предположении о том, что все скопления одинаковы на каждом данном z , в то время как сегодняшняя выборка скоплений перекрывает 4–5 порядков по Y , и, соответственно, такой же разброс параметров имеют скопления на каждом z . Это сильно размывает идеализированные кривые подсчетов, и поэтому при моделировании

¹Здесь “неэволюционирующими” называются скопления без эволюции физических параметров их газа, и помним, что микроволновая светимость таких неэволюционирующих скоплений растет как $(1+z)^4$ из-за более высокой плотности энергии фона в прошлом.

требуется аккуратное воспроизведение набора сегодняшних скоплений, что и было сделано в приводимых здесь вычислениях.

Ввиду того, что при моделировании делается много различных допущений, касающихся распределения и эволюции газа в скоплениях, и поэтому результаты в определенной степени носят оценочный характер, в этой части работы не воспроизводятся в точности конкретные эксперименты (как в части о флуктуациях), а вместо этого предсказания моделей представлены в более качественном виде, таком, чтобы они могли быть использованы для интерпретации будущих экспериментов. Для каждого набора параметров модели были построены изображения неба с разным угловым разрешением, к которым потом применялась процедура, обычно используемая для детектирования точечных источников на реальных изображениях ("matched filtering"). Сглаженное гауссовой функцией модельное изображение, которое соответствует исходному изображению, полученному телескопом с заданным разрешением, затем сглаживалось этой же функцией отклика еще раз. Величина каждого локального максимума яркости затем принимались за яркость источника. Такая процедура поиска источников на реальном изображении минимизирует статистическую ошибку потока (если источник действительно точечный, т.е. имеет форму функции отклика), и, очевидно, в реальных экспериментах применяется та или иная модификация этого способа. Однако, для протяженных источников, каковыми являются скопления, такая процедура занижает поток. На рис. 1.7 показаны интегральные кривые подсчетов, полученные таким образом по изображениям с разрешением $20''$, $1'$, $2'$ и $4'$ в одной из моделей, вместе с кривой, соответствующей действительному числу смоделированных скоплений. Из рисунка видно, что эксперименты с угловым разрешением $1'$ – $2'$ лучше всего подходят для детектирования ярких скоплений, если ищутся точечные источники. Необходимо отметить, что таким образом полученные кривые являются "подсчетами источников" в обычном понимании только на больших значениях потока, где источников мало и они хорошо различимы; число же объектов на низких потоках будет зависеть от процедуры детектирования. Идеальным, конечно, был бы эксперимент, в котором сравнимая чувствительность достигалась бы в интервале угловых масштабов от $20''$ to $4'$, что позволило бы исключать посторонние точечные источники (избежать source confusion) и в то же время иметь достаточную чувствительность для детектирования протяженных скоплений.

На рис. 1.8(a-d) представлены интегральные кривые подсчетов скоплений, предсказанные для экспериментов с различным разрешением, $20''$, $1'$, $2'$ и $4'$, в моделях, которые могут быть проверены в ближайшее время. На рис. 1.8(a-c) показана также чувствительность, достигнутая в экспериментах с соответствующим разрешени-

ем: соответственно VLA, SUZIE и RING. Ниже излагаются выводы, которые можно сделать из результатов этих экспериментов. Напомним, что в этой части работы при моделировании скоплений бра-лось консервативное значение $z_{\max} = 5$, дальше которого скоплений с газом нет, хотя в моделях с медленной эволюцией скопления должны существовать и на бóльших z . Поэтому приведенные ограничения на параметры эволюции консервативны, зато более надежны, если на самом деле газ эволюционирует по-другому.

Эксперимент VLA

Изображение участка неба площадью 0.05 кв.град. было получено с использованием VLA на 5 ГГц (Fomalont *et al.* 1991). На изображении с 18" разрешением не обнаружено источников с отрицательной плотностью потока большей, чем достигнутая чувствительность (24 мкЯн). Предполагая, что источники на небе разбросаны по Пуассону, это означает, что с уверенностью 90% в среднем на площадке 0.05 кв.град. должно быть не более 2.3 объектов. На рис. 1.8(a) показан этот предел, наложенный на кривые подсчетов для разрешения 20". При этом модели с $n=+1$, $\Omega < 0.3$ исключаются, или, если параметры n и Ω в действительности таковы, в скоплениях на $z > 5$ отсутствует горячий газ. Выше было замечено, что такое хорошее разрешение неоптимально для поиска скоплений. Если бы сравнимая чувствительность была достигнута на разрешении 1'-2', то были бы обнаружены далекие скопления, или наложены более сильные ограничения на их эволюцию.

Эксперимент SUZIE

Линейка болометров, работающих на длине волны 2.2 мм, была построена в Беркли и использована для измерения понижения яркости фона в направлении на A2163 (Wilbanks *et al.* 1993). В ходе эксперимента наблюдались 2 полосы на небе, каждая площадью 30 кв.мин. Одна из них проходила через A2163, а другая — через скопление 1512+3647. В ходе 8-часовой экспозиции была достигнута чувствительность примерно 10 мЯн для объектов с размерами скоплений (M. Fisher, частное сообщ.) Для корректной интерпретации результатов этого эксперимента (кроме A2163 ничего не обнаружено) необходимо моделирование применявшейся схемы наблюдений, но мы на этом останавливаться не будем, т.к. очевидно, что достигнутая чувствительность не наложит сильных ограничений на модели. Этот прибор является прототипом большей матрицы болометров, каждый из которых будет в 5 раз более чувствительный. На рис. 1.8(b) показана чувствительность, достигнутая в проведенном эксперименте, и интегральные подсчеты скоплений на изображении с разрешением 1'.

Эксперимент RING

В эксперименте RING, проведенном в OVRO (Myers 1990) на частоте 20 ГГц на том же телескопе, что и эксперимент по поиску флуктуаций, рассмотренный в главе 1.3.1, наблюдались с умеренной чувствительностью 96 независимых площадок на небе общей площадью 0.11 кв.град. с разрешением 1.8'. В одной из площадок был детектирован отрицательный сигнал (-3.2 ± 1.0 мЯн). 90% ограничения, наложенные на интегральные подсчеты источников с разрешением 2', представлены на рис. 1.8(с). Верхнее ограничение вытекает из того, что обнаружено не более 1 источника с потоком ≥ 3.2 мЯн (что означает не более 3.9 объектов на площади 0.11 кв.град. с уверенностью 90%). Если предположить, что обнаруженный отрицательный источник — это далекое скопление (в этой точке нет известных скоплений), а не артефакт, то можно говорить о нижнем пределе на число источников (> 0.1 объектов в среднем на площади 0.11 кв.град. с уверенностью 90%), который, в частности, исключает модель с быстрой эволюцией $n = -2$, $\Omega = 1$, т.к. в этой модели нет далеких ярких скоплений.

1.4 Заключение

Мы показали, что наблюдения микроволновых источников, связанных с существованием горячего газа в скоплениях галактик, могут дать исключительно полезную информацию о возникновении и эволюции скоплений на больших z . Мы получили изображения микроволнового неба, населенного скоплениями галактик, применяя модель самоповторяющейся иерархической эволюции и выборку наблюдаемых сегодня скоплений для моделирования скоплений на больших z . Были рассмотрены различные спектры первичных флуктуаций плотности вещества, плоская и открытая модели Вселенной. Для сравнения предсказаний моделей с экспериментами, мы “пронаблюдали” смоделированные участки неба в точности таким же образом, как это происходило в наиболее чувствительных экспериментах по поиску флуктуаций фона на минутном угловом масштабе, NRAO и OVRO. Оказалось, что модели с низким космологическим параметром плотности ($\Omega < 0.2 - 0.6$, в зависимости от спектра первичных флуктуаций) противоречат этим экспериментам. Лучшая стратегия для изучения скоплений на далеких z — это наблюдение больших площадей на небе (возможно, даже в ущерб чувствительности) с разрешением 1'-2', и построение кривых подсчетов источников. Мы построили кривые подсчетов скоплений в различных моделях и сравнили их с экспериментами, в которых как раз наблюдались большие площадки (это глубокие обзоры VLA и эксперимент OVRO RING). Сравнение дает примерно такие же ограничения

на космологический параметр плотности. Если отрицательный источник, наблюдавшийся в эксперименте OVRO RING — это далекое скопление, а не артефакт, то модель с $\Omega = 1$ и $n = -2$ предсказывает слишком мало скоплений (т.к. она подразумевает слишком быструю эволюцию), и должна быть отброшена. Существование такого скопления, как 0016+16 на $z = 0.54$, свидетельствует о том же.) Таким образом, скопления не могут эволюционировать слишком быстро, так, как в модели с $\Omega = 1$ и $n = -2$, или слишком медленно, как в открытых моделях с $n = +1$. Модель $\Omega = 1$, $n = -1$ (CDM) выживает при сравнении с экспериментальными результатами. Из наших результатов видно также, что чувствительность лучших экспериментов достигла уровня, за которым должны быть детектированы далекие скопления, и можно ожидать этого в самом ближайшем будущем.

Библиография

- Abramopoulos, F., & Ku, W. 1983, *Ap.J.*, 248, 429
- Bartlett, J.G., & Silk, J. 1993, *Ap.J.*, submitted
- Birkinshaw, M. 1990, in "The Cosmic Microwave Background: 25 Years Later", ed. N.Mandolesi & N.Vittorio (Dordrecht: Kluwer), 77
- Birkinshaw, M., Gull, S.F., & Hardebeck, H.E. 1984, *Nature*, 309, 34
- Blumenthal, G.R., Nicolaci da Costa, L., Goldwirth, D.S., Lecar, M., Piran, T. 1991, *Ap.J.*, submitted
- Bond, J.R., & Myers, S.T. 1992, in "Trends in Astroparticle Physics", ed. D. Cline (Singapore: World Scientific)
- Bohringer, H., Schwarz, R., Briel, U., Voges, W., Ebeling, H., Hartner, G., & Cruddaace, R. 1992, in "Clusters and Superclusters of Galaxies", ed. A.C. Fabian (Dordrecht: Kluwer), 71
- Burg, R., Giacconi, R., Forman, W., & Jones, C. 1993, *Ap.J.*, submitted
- Cavaliere, A., Menci, N., & Setti, G. 1991, *A&A*, 245, L21
- Cen, R.Y., Ostriker, J.P., Spergel, D.N., & Turok, N. 1991, *Ap.J.*, 383, 1
- Cheng, E.S., Mather, J.C., Shafer, R.A., Fixsen, D.J., Eplee, R.E., Isaacman, R.B., Read, S.M., Meyer, S.S., and Weiss, R. 1991, *BAAS* **23**, 896.
- Cole, S., & Kaiser, N. 1989, *MNRAS*, 233, 637
- David, L., Tucker, W., & Hughes, J. 1993, *Ap.J.*, submitted
- Edge, A.C. 1989, Ph.D. Thesis, Leicester University
- Fabian, A.C., Nulsen, P.E.J., and Canizares, C.R. 1991, *Astr. Astrophys. Rev.*, **2**, 191
- Fomalont, E.B., Windhorst, R.A., Kristian, J.A., & Kellerman, K.I. 1991, *A.J.*, 102, 1258
- Forman, W., Kellogg, E., Gursky, H., Tananbaum, H., & Giacconi, R. 1973, *Ap.J.*, 178, 309.
- Henriksen, M.J., and Mushotzky, R.F. 1985, *Ap.J.*, **292**, 441
- Holtzman, J.A. 1989: *Ap.J. Suppl.*, **71**, 1
- Herbig, T., *et al.*, 1993, in preparation
- Jones, C., & Forman, W. 1984, *Ap.J.*, 276, 38
- Jones, C., & Forman, W. 1993, in preparation
- Kaiser, N. 1986, *MNRAS*, 222, 323
- Kaiser, N. 1989, in "Clusters of Galaxies", ed. W. Oegerle, M. Fitchett & L. Danly (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 327

- Kaiser, N. 1991, *Ap.J.*, 383, 104
- Kellogg, E., Gursky, H., Leong, C., Schreier, E., Tananbaum, H., & Giacconi, R. 1971, *Ap.J. Lett.*, 165, L49.
- Klein, U., Rephaeli, Y., Schlickeiser, R., & Wielebinski, R. 1991, *A&A*, 244, 43
- Королев, В.А., Сюняев, Р.А., Якубцев, Л.А. 1986, *Письма в Астрон. Ж.*, **12**, 339
- Markevitch, M., Blumenthal, G.R., Forman, W., Jones, C., & Sunyaev, R.A. 1991 (статья 1), *Ap.J. Lett.*, 378, L33
- Markevitch, M., Blumenthal, G.R., Forman, W., Jones, C., & Sunyaev, R.A. 1992 (статья 2), *Ap.J.*, 395, 326
- Markevitch, M., Blumenthal, G.R., Forman, W., Jones, C., & Sunyaev, R.A. 1993 (статья 3), *Ap.J.*, accepted
- Mather, J.C. *et al.* 1990, *Ap. J. Letters*, **354**, L37.
- Mitchell, R., Culhane, J., Davison, P. & Ives, J. 1976, *MNRAS*, 175, 29p
- Mushotzky, R. 1984, *Physica Scripta*, T7, 157
- Myers, S.T. 1990, Ph.D. thesis, California Institute of Technology
- Press, W.H., & Schechter, P. 1974, *Ap.J.*, 187, 425
- Readhead, A.S.C., Lawrence, C.R., Myers, S.T., Sargent, W.L.W., Hardebeck, H.E., & Moffet, A.T. 1989, *Ap.J.*, 346, 566
- Sarazin, C.L. 1988, "X-ray Emission from Clusters of Galaxies" (Cambridge: Cambridge University Press)
- Serlemitsos, P., Smith, B., Boldt, E., Holt, S., & Swank, J. 1977, *Ap.J. Lett.*, 211, L63.
- Schaeffer, R., & Silk, J. 1988, *Ap.J.*, 333, 509
- Schuster, J., Gaier, T., Gundersen, J., Meinhold, P., Koch, T., Seiffert, M., Wuensche, K.A., Lubin, P. 1993, *Ap.J. Lett.*, **412**, L47
- Smooth, G.F., Bennett, C.L., Kogut, A., *et al.* 1992, *Ap.J. Lett.*, **396**, L1
- Струков, И.А., Брюханов, А.А., Скулачев, Д.П., Сажин, М.В. 1992, *Письма в Астрон. Ж.*, **18**, 387
- Сюняев, Р.А. 1980, *Письма в Астрон. Ж.*, **6**, 387
- Сюняев, Р.А., Зельдович, Я.Б. 1970, *Astrophys. Space Sci.*, 7, 3
- Сюняев, Р.А., Зельдович, Я.Б. 1972, *Comments Astrophys. Space Phys.*, 4, 173
- Сюняев, Р.А., Зельдович, Я.Б. 1980, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, v. 18, 537

- Uson, J.M. 1986, in "Radio Continuum Processes in Clusters of Galaxies", eds. C.O'Dea & J.M.Uson; NRAO, Green Bank.
- Uson, J.M., & Wilkinson, D.T. 1984, *Ap.J.*, 283, 471
- Vilenkin, A. 1985, *Phys. Rep.*, **121**, 261
- Vittorio, N., Meinhold, P., Muciaccia, P.F., Lubin, P., Silk, J. 1991, *Ap.J. Lett.*, ??
- Wall, J.V., Pearson, T.J., Longair, M.S. 1980, *M.N.R.A.S.*, **193**, 683
- Weinberg, S. 1972, "Gravitation and Cosmology" (New York: Wiley)
- White, S.D.M., & Rees, M.J. 1978, *MNRAS*, 183, 341
- Wilbanks, T.M., Ade, P.A.R., Fischer, M.L., Ho, T.R., Holzapfel, W.L., Asgood, D.E., & Lange, A.E. 1993, *Ap.J. Lett.*, submitted

Подписи к рисункам

Рис. 1.1 Примеры смоделированных $1^\circ \times 1^\circ$ изображений неба в предположении $\Omega = 1$. Скопления показаны в виде пиков с высотой, пропорциональной их яркости. Показаны скопления до $z_{\max} = 5$. (a,b) Рентгеновское и микроволновое (параметр y) изображения одного и того же участка неба, в модели без эволюции газа. Изображения сглажены до разрешения $1'$. На микроволновом изображении видны очень далекие скопления, что объясняется более высокой плотностью реликтового фона в прошлом. (c,d) Микроволновые изображения в модели с самоповторяющейся эволюцией скоплений с $n=-1$, сглаженные соответственно до разрешения $1'$ и $4'$. Для того, чтобы дать представление о масштабе яркости, в правом верхнем углу всех картинок показано скопление, аналогичное A2218 (самый яркий источник на рис. a). В направлении на центр этого скопления наблюдалось понижение яркости реликтового фона $\Delta T \approx -0.5$ mK (н-р, Birkinshaw 1990). Для каждого набора параметров были смоделированы изображения 13 кв.град. неба, из которых для анализа брались центральные 10 кв.град.

Рис. 1.2 Усредненные по большому телесному углу значения параметра комптонизации y в зависимости от Ω . Пунктиром показаны модели без эволюции газа в скоплениях, с разными z_{\max} образования скоплений. Сплошная линия — самоповторяющаяся эволюция с $n=-1$ и $n=+1$. Подразумевалось, что газ в скоплениях существует до радиуса $5a_x$. Точечные линии соответствуют $8a_x$, они приведены для моделей, дающих максимальное y . Вверху показан верхний предел (3σ) на параметр y , полученный COBE.

Рис. 1.3 Распределение сигнала, измеренного в случайным образом выбранных точках неба антенной с разрешением $20''$ (сплошная линия) и $30'$ (пунктир). Вертикальная линия соответствует средней величине сигнала, одинаковой для обоих разрешений. Использовалась модель $\Omega = 0.3$, $n=+1$, и газ в скоплениях до $8a_x$. Видно, что в эксперименте с высоким разрешением распределение сигнала сильно негауссово.

Рис. 1.4 Ограничения на параметры модели. Нижние левые 4 линии соответствуют 95% пределам на космологический параметр плотности Ω и спектральный индекс первичных флуктуаций плотности n , полученные нами из сравнения моделей с экспериментом OVRO (пунктир) и комбинацией OVRO и NRAO (сплошная линия), для профилей межгалактического газа, продолжающихся до $5a_x$ и $8a_x$. (Заштрихованные области исключаются.) Также показаны примерные 90% ограничения, полученные Efstathiou (1988) из эксперимента OVRO в

модели (isocurvature fluctuations) с барионным темным веществом и ранней реионизацией (помечены ‘E’). Вертикальная линия соответствует 95% пределу на Ω , полученному для модели CDM с $\Omega_b = 0.03$ в эксперименте OVRO (Holtzman 1989) и эксперименте на Южном полюсе (Vittorio *et al.* 1991).

Рис. 1.5 Полный поток (относительные единицы) от “настоящего”, н-р, рентгеновского источника (толстая линия), и микроволновый поток от скопления галактик (тонкая линия), как функция от z , для $\Omega = 1$. В отсутствие физической эволюции газа в скоплении его микроволновый поток имеет минимум на некотором z_{\min} , зависящем от Ω ($z_{\min} = 1.25$ для $\Omega = 1$). В модели с самоповторяющейся эволюцией, однако, далекие скопления становятся менее яркими.

Рис. 1.6 Идеализированные кривые подсчетов источников, связанных со скоплениями, (a) для неэволюционирующих скоплений, и (b) для модели с самоповторяющейся эволюцией, нормированные на подсчеты в Эвклидовом пространстве. Черные линии соответствуют $\Omega = 1$, серые линии — $\Omega = 0.1$; на рис. (b) сплошные линии соответствуют $n=+1$, пунктирные — $n=-1$. Подразумевается, что все скопления одинаковы и имеют следующие параметры газа: $a_x = 0.25 \text{ Mpc}$, $n_0 = 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 5 \text{ кэВ}$, $\beta = 0.7$. На рис. (a) кривые для $\Omega = 1$ и разных z_{\max} показывают, что существуют скопления с минимальным потоком (это скопления на $z = 1.25$, если $\Omega = 1$), и что на больших потоках доминируют очень далекие скопления. (b) Самоповторяющаяся эволюция делает далекие скопления менее яркими и более многочисленными. Замечательное поведение кривых без эволюции, где у скоплений есть минимум потока, исчезает — ср. кривые, соответствующие $z_{\max} = 3$ и 10 (помеченные ‘3’ и ‘10’) в модели $\Omega = 1$ $n=+1$ — далекие скопления теперь не являются самыми яркими. Для всех остальных моделей было взято $z_{\max} = 10$. Обрыв на низких потоках у кривой $\Omega = 1$ $n=-1$ за пределами рисунка. В отсутствие эволюции максимум кривой подсчетов в открытой Вселенной сдвинут в сторону меньших потоков по ср. с плоской моделью. Однако, если учитывается эволюция, этот эффект исчезает (т.к. яркость скопления в результате эволюции уменьшается, но это происходит медленнее в открытой модели).

Рис. 1.7 Интегральные кривые подсчетов, полученные по изображениям с различным угловым разрешением (черные линии), и кривая, соответствующая действительному числу скоплений, использовавшемуся в моделировании. Для поиска источников использовалась процедура “matched filtering” (см. текст), применяемая для детектирования точечных источников. Поток может измеряться от абсолютного нуля (точечные линии), или, что более естественно, от среднего по изображению (сплошные линии). Абсолютные кривые

для разрешения $2'$ и $4'$ отклоняются от истинного числа источников на низких потоках из-за того, что луч антенны захватывает много источников; кривые с разрешением $20''$ и $1'$ недооценивают поток от протяженных скоплений при использовании такой процедуры, подходящей для поиска точечных источников. Наилучшее разрешение для исследования микроволнового неба, населенного скоплениями — $1'-2'$.

Рис. 1.8 Интегральные подсчеты микроволновых источников для различных моделей и различного углового разрешения. На всех рисунках черные линии соответствуют $\Omega = 1$, серые — $\Omega = 0.3$; сплошные линии соответствуют $z_{\max} = 5$, пунктирные — $z_{\max} = 2$; кривые помечены значениями n . Для подсчета источников к модельному изображению применялась процедура детектирования точечных источников (см. текст). (a) Подсчеты с разрешением $20''$. Скопления являются протяженными источниками для телескопа с таким разрешением, и более подходящей была бы другая процедура детектирования. На рисунок наложен предел, полученный в эксперименте VLA (нет источников ярче -24 мкЯн на изображении с разрешением $18''$); заштрихованная область исключается. В моделях с быстрой эволюцией ($n \leq -1$) нет ярких скоплений на больших z (ср. кривые для $n = -1$ и $z_{\max} = 2$ и 5). В то же время для $n = +1$ на $z > 2$ встречаются скопления с большими потоками (из-за большого разброса параметров скоплений на фиксированном z — ср. рис. 1.6b). Это позволяет оценить, на каких z в скоплениях появляется горячий газ, более или менее независимо от Ω . (b) Подсчеты с разрешением $1'$. Показана примерная чувствительность, достигнутая SUZIE (разрешение $1.4'$). В ближайшем будущем этот прибор в несколько раз увеличит чувствительность. (c) Подсчеты с $2'$ разрешением, и предел, выведенный из эксперимента OVRO RING (с разрешением $1.8'$). Нижнее ограничение получено в предположении, что отрицательный источник, наблюдавшийся в эксперименте — это далекое скопление. (d) Кривые подсчетов с разрешением $4'$.

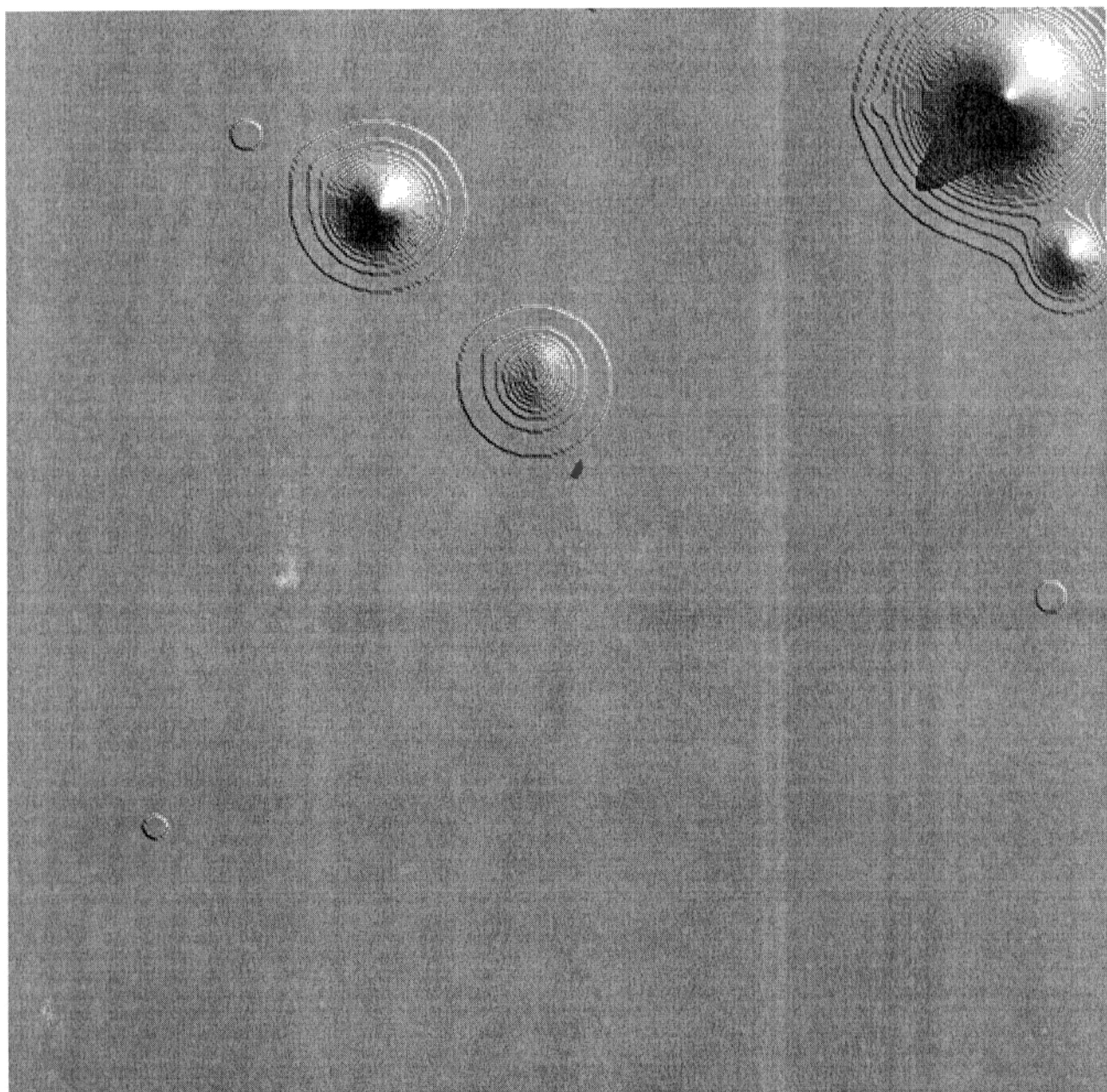


Рис. 1.1 а

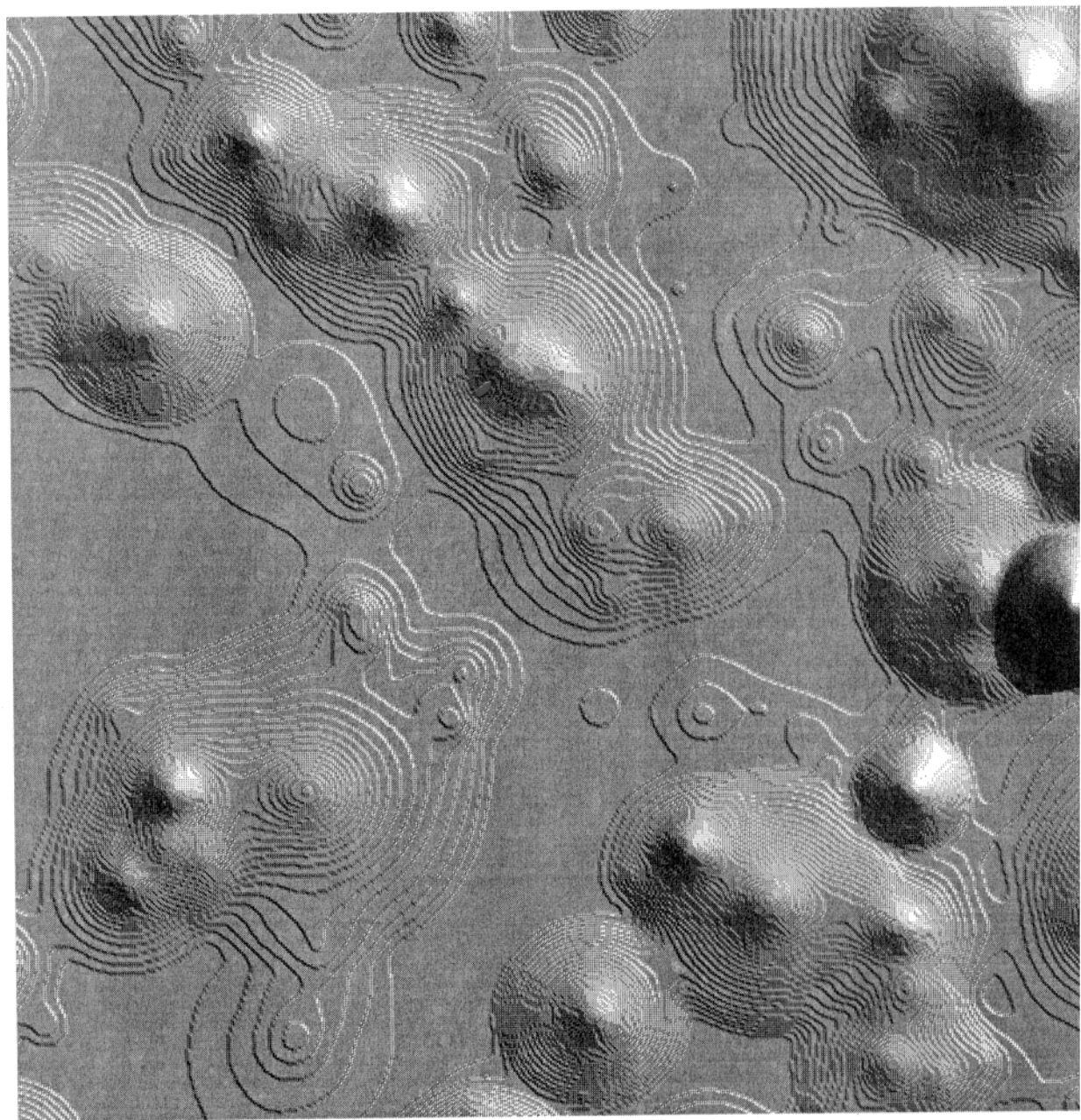


Рис. 1.1 *b*

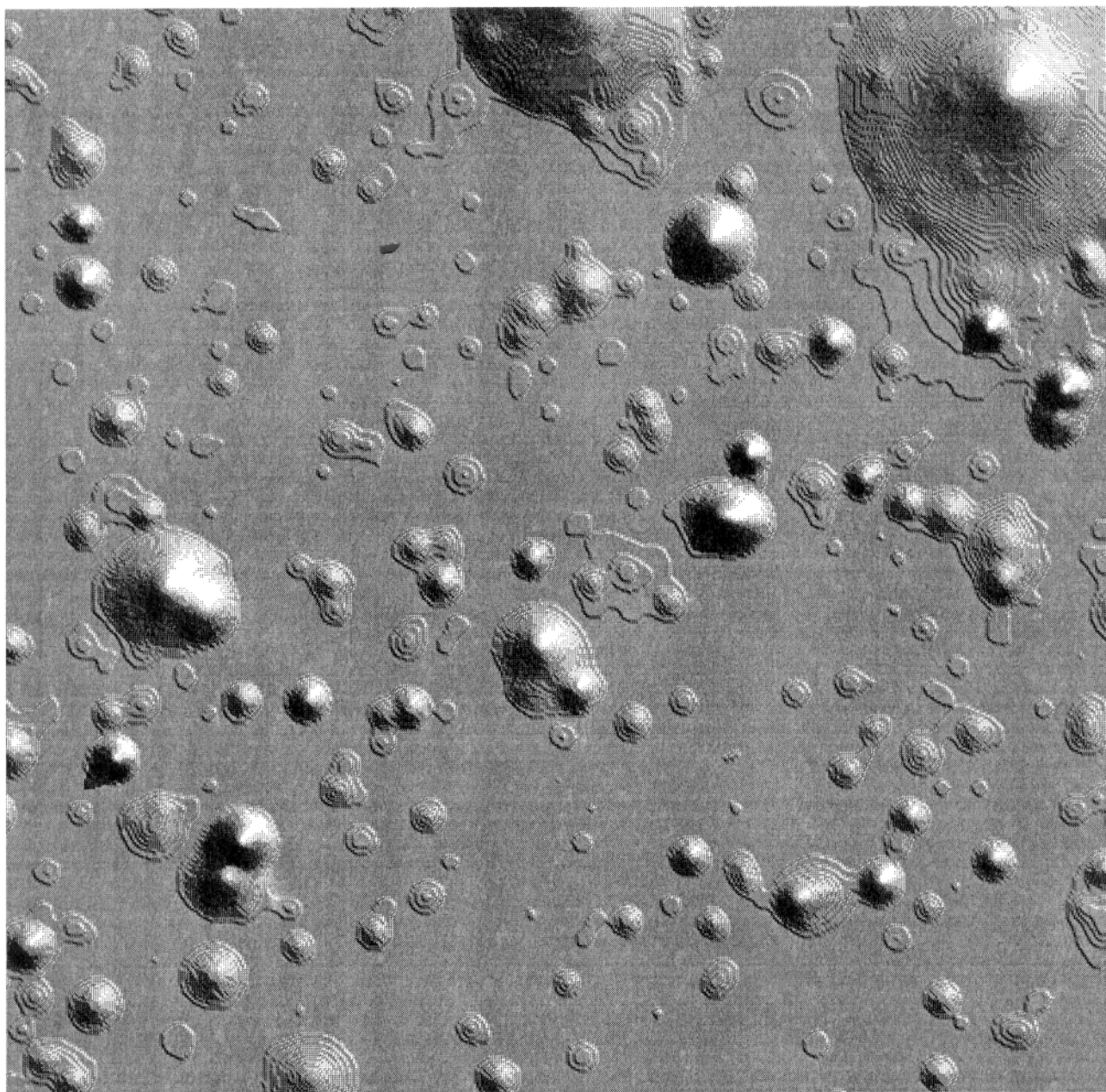


Рис. 1.1 с

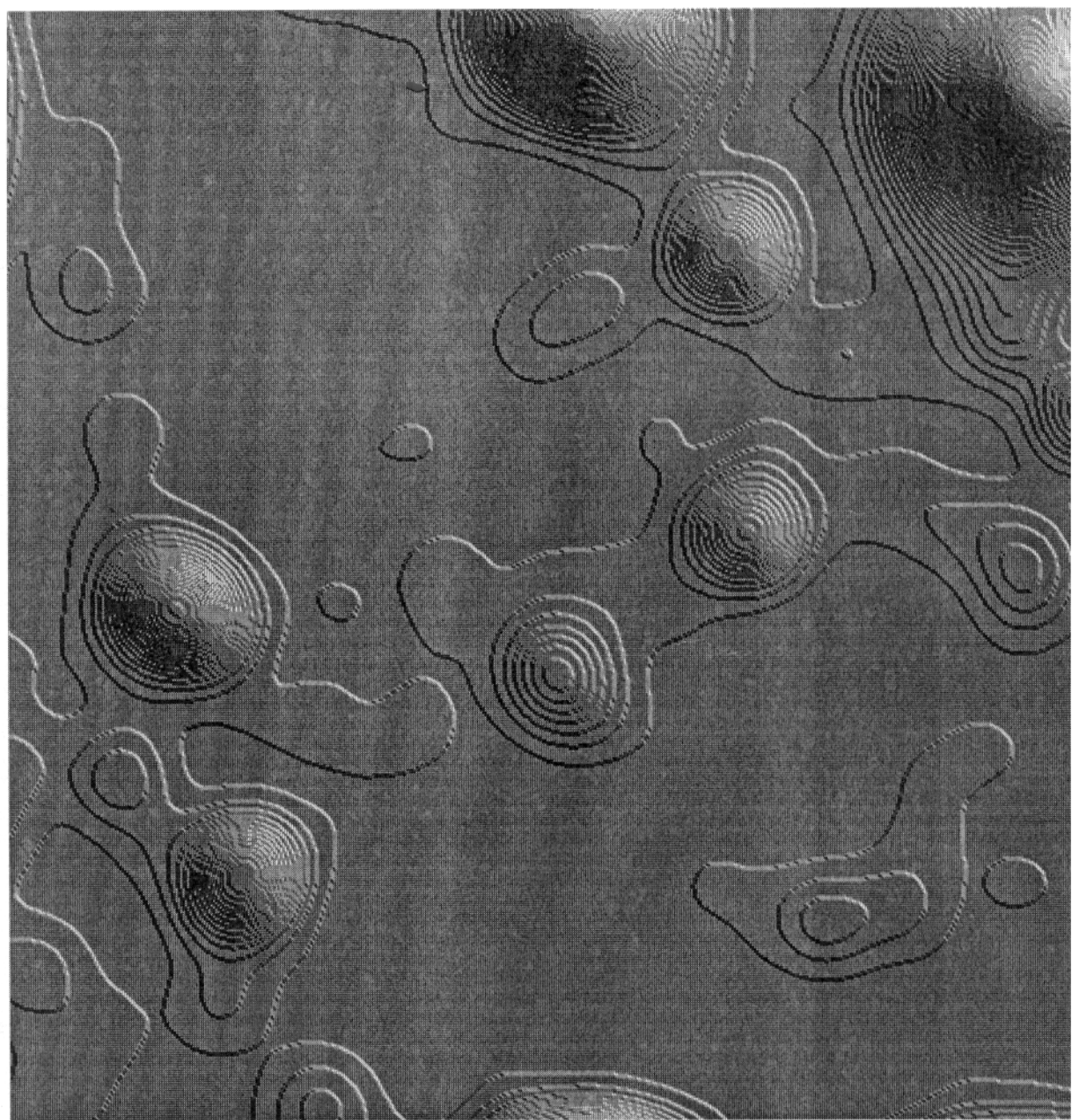


Рис. 1.1 *d*

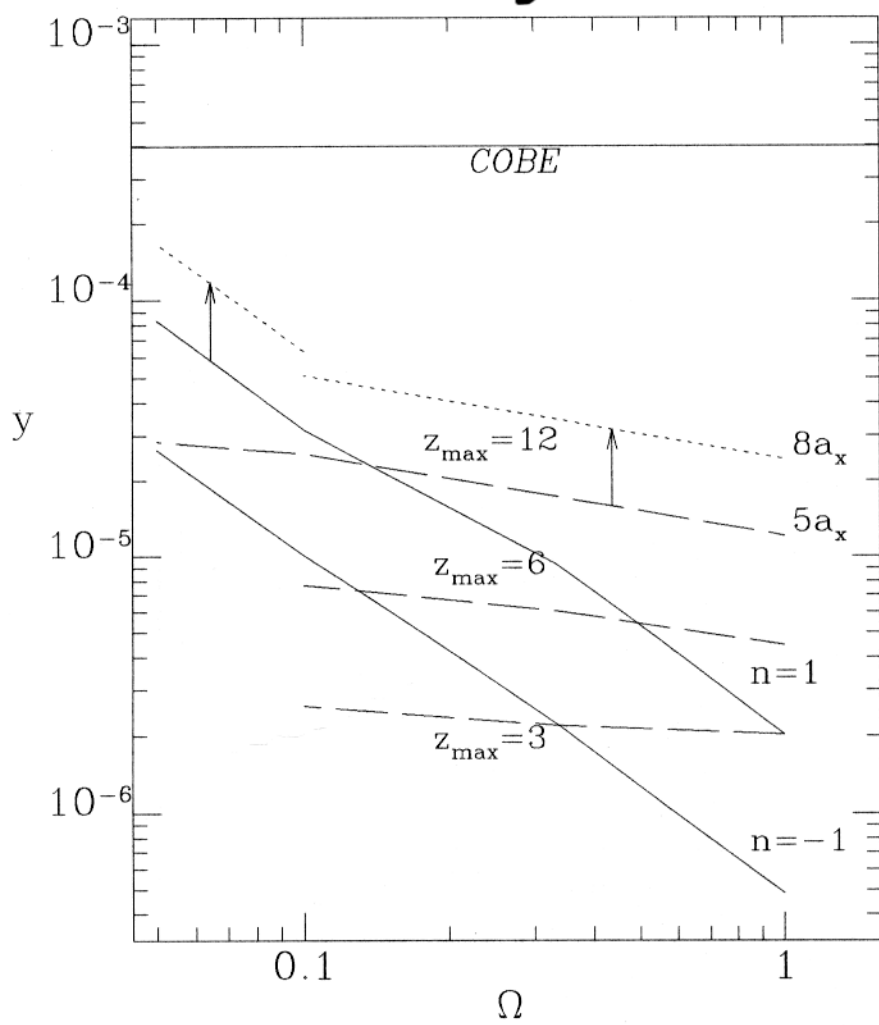


Рис. 1.2

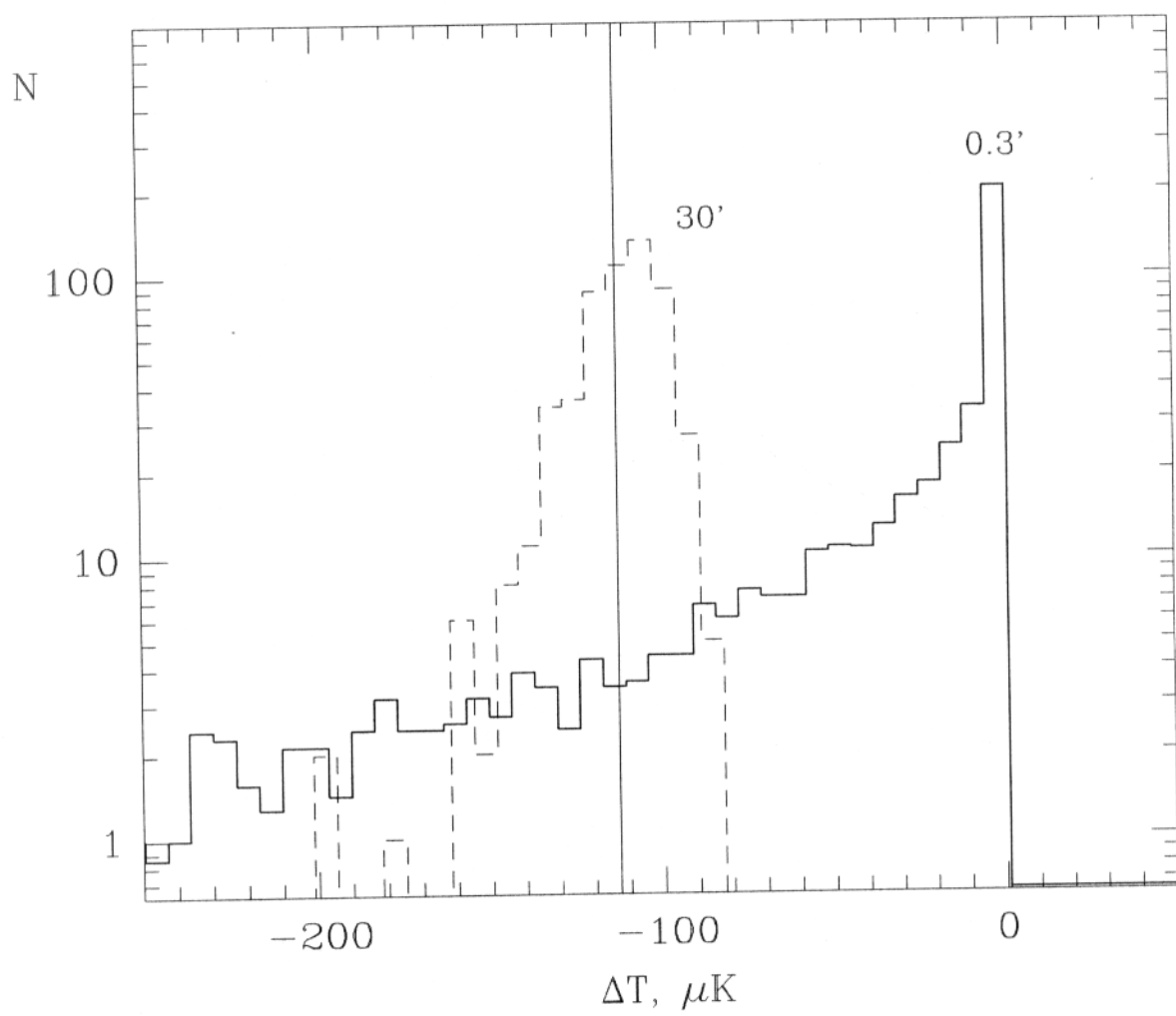


Рис. 1.3

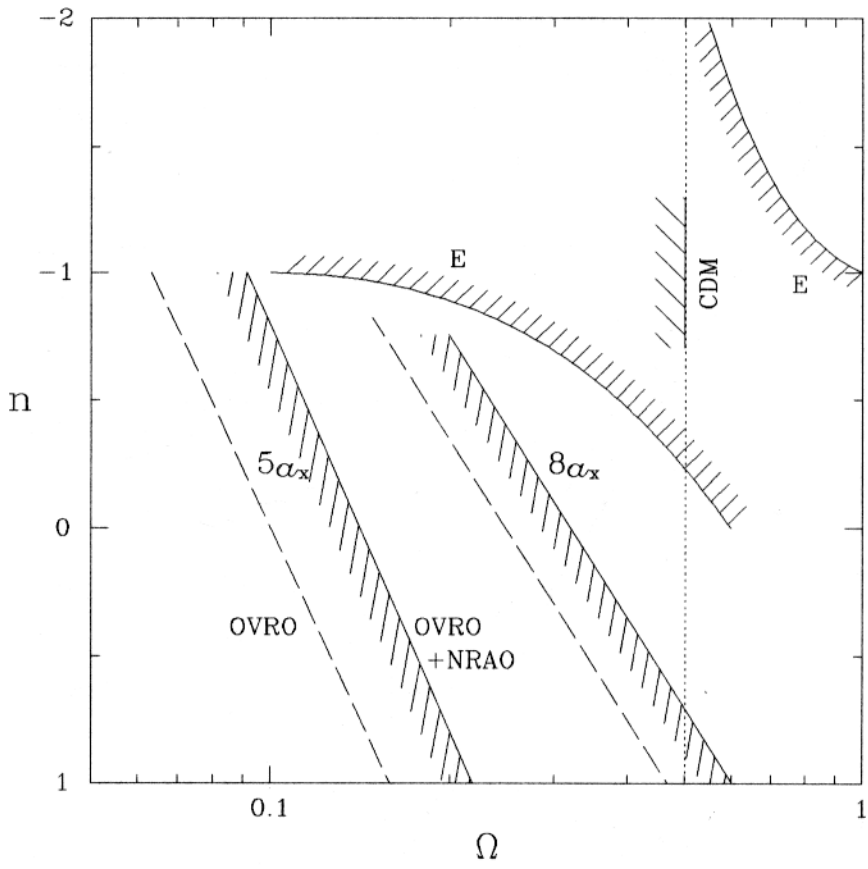


Рис. 1.4

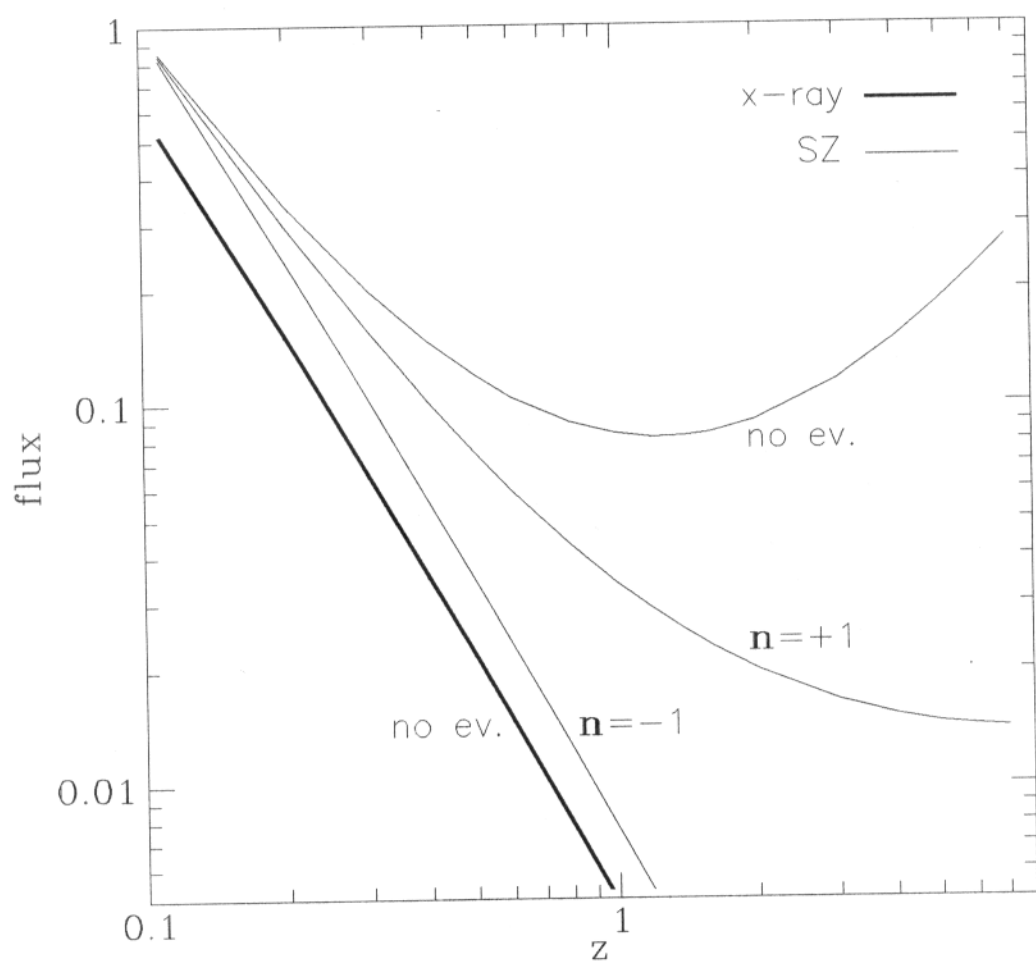


Рис. 1.5

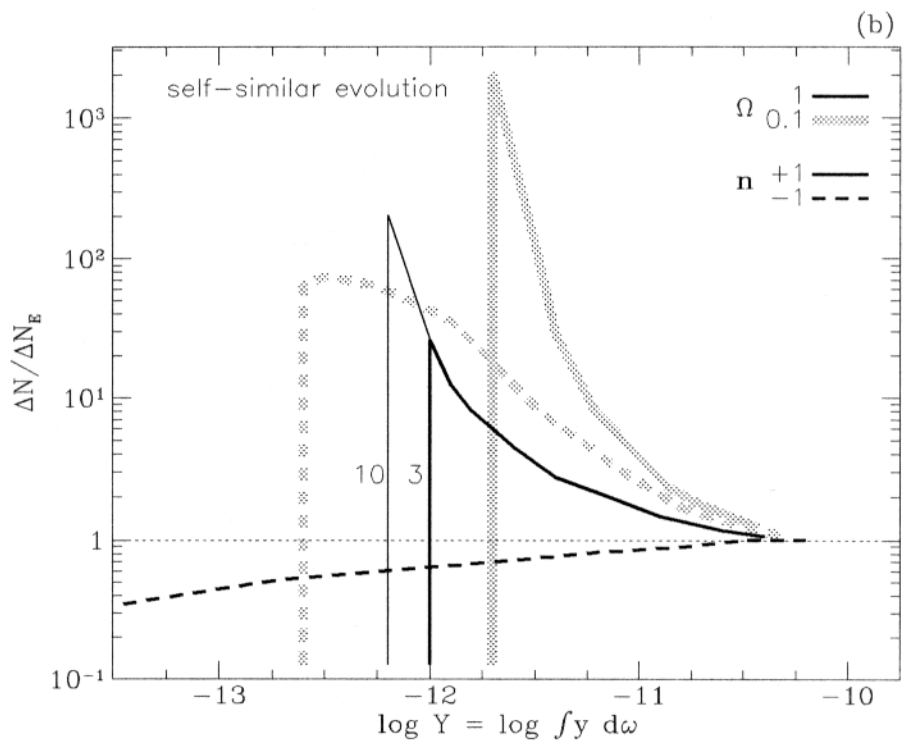
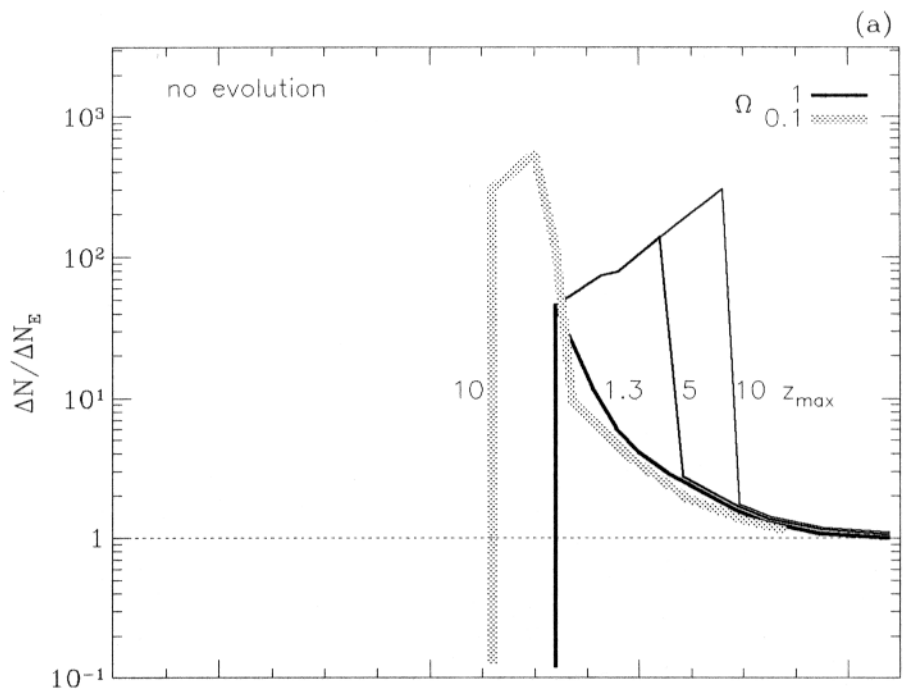


Рис. 1.6

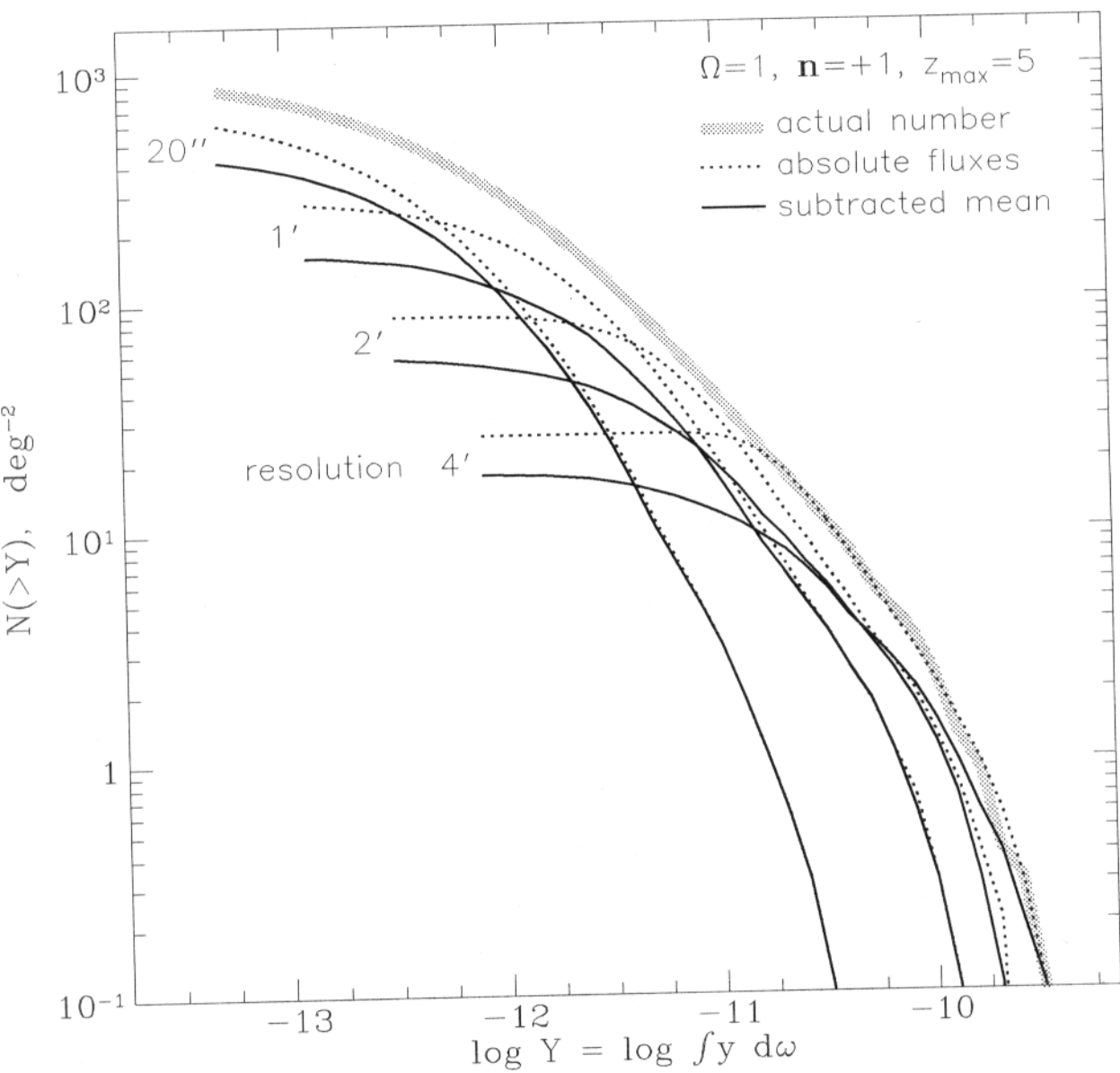


Рис. 1.7

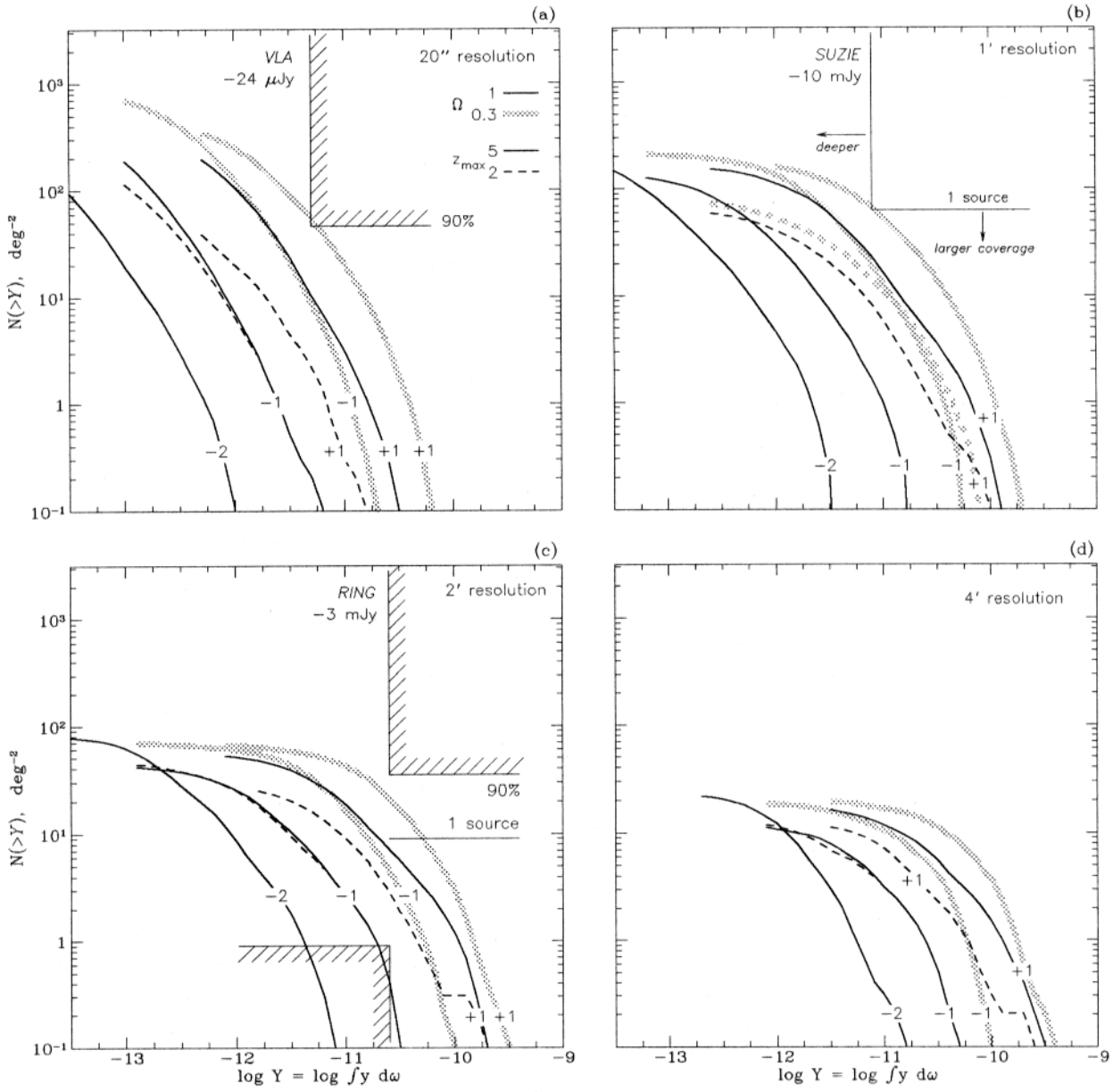


Рис. 1.8

Часть 2

Газ в скоплении Персей: наблюдения рентгеновским телескопом АРТ-II

В предыдущей Части мы убедились, что критическим образом результаты моделирования влияния скоплений на реликтовый фон зависят от профиля плотности и температуры газа в скоплении на больших расстояниях от центра, и от эволюции газовых атмосфер скоплений. Рентгеновские наблюдения скоплений галактик пока еще не достигли достаточной чувствительности, совмещенной с хорошим угловым разрешением и достаточно широкой полосой энергий, необходимых для того, чтобы измерить эти параметры для представительной выборки скоплений. Более того, даже для самого яркого скопления галактик в созвездии Персей распределение температуры неизвестно с достаточной определенностью.

Скопление это богатое (ок. 1500 галактик) и относительно близкое ($z = 0.018$, Kent & Sargent 1983). Впервые о наблюдении этого скопления в рентгеновской области сообщается в статье Fritz *et al.* (1971); о том, что этот рентгеновский источник протяженный — в статье Forman *et al.* (1972). Затем это скопление интенсивно изучалось во всех космических рентгеновских экспериментах, включая *UHURU* (Jones & Forman 1978), *OSO-8* (Serlemitsos *et al.* 1977; Mushotzky *et al.* 1978), *Ariel-5* (Mitchell *et al.* 1976), *HEAO-1* (Mushotzky & Smith 1980), *Einstein* (Mushotzky *et al.* 1981; Fabian *et al.* 1981; Branduardi-Raymont *et al.* 1981); *Tenma* (Ocumura *et al.* 1989); *Spartan-1* (Ulmer *et al.* 1987; Snyder *et al.* 1990; Kowalski *et al.* 1993); *Spacelab-2* (Eyles *et al.* 1991; Ponman *et al.* 1990); *Ginga* и *EXOSAT* (Allen *et al.* 1992) и *ROSAT* (Schwartz *et al.* 1993). Эти наблюдения показали, что скопление содержит значительное количество горячего газа с температурой примерно 6 кэВ , который является источником тормозного излучения. В спектре имеется сильная линия ионизованного железа, и оценки содержания тяжелых элементов дают в среднем 0.4 солнечного обилия (Allen *et*

al. 1992). В центре скопления вокруг галактики NGC1275 находится область газа, охлаждающегося посредством излучения (cooling flow), куда ежегодно втекает $\sim 200 M_{\odot}$ окружающего газа (Fabian *et al.* 1981).

По распределению горячего газа в скоплении можно определить распределение гравитационного потенциала (н-р, Cowie *et al.* 1987), который в основном создается невидимым веществом, и таким образом можно исследовать распределение темной массы в скоплении. Подобные оценки, однако, требуют точного знания карты температур газа в скоплении. Существующие измерения достаточно противоречивы: н-р, из данных *Spacelab-2* Eyles *et al.* (1991) заключили, что газ имеет политропический профиль плотности-давления с индексом $\gamma = 1.23_{-0.08}^{+0.09}$ (90% интервалы). В то же время данные *Spartan-1* (Snyder *et al.* 1990) совместимы с изотермическим профилем газа, или γ в интервале 0.85–1.14 (90%). Во всяком случае ясно, что газ не сильно отклоняется от изотермичности. Недостаточность данных о распределении температуры газа объясняется тем, что приборы с хорошим угловым разрешением имели низкую чувствительность в полосе энергий до 5–20 кэВ, необходимой для измерения температур газа в скоплениях.

Поэтому полезно было использовать возможность провести наблюдение скопления в созвездии Персей с помощью рентгеновского телескопа АРТ-II на борту обсерватории *Гранат*. Телескоп имеет угловое разрешение 5', кодированную апертуру, работает по принципу полного кодирования и имеет поле зрения $3^{\circ}.6 \times 3^{\circ}.6$. Он чувствителен к фотонам с энергиями 3–30 кэВ, имеет энергетическое разрешение 25% на энергии 6 кэВ и эффективную площадь 290 см^{-2} на энергии 10 кэВ для каждого из 4 модулей (подробное описание телескопа см. Ямбуренко и др. 1989). Параметры телескопа в принципе позволяют построить карту температур яркой центральной области скопления Персей. В этой части диссертации будут кратко изложены некоторые предварительные результаты наблюдения скопления.

Скопление наблюдалось модулем АРТ-III в общей сложности в течении 66000 с. В результате довольно непростой обработки данных с АРТ-II, включающей в себя вычитание неоднородного фона детектора, корректировку зависимости от энергии углового разрешения и положения источника в поле зрения, были построены изображения скопления в разных энергетических полосах. Предварительный анализ этих изображений свидетельствует о том, что, скорее всего, газ в скоплении не является изотермичным, но и распределение температур в скоплении не является регулярным (например, сферически-симметричным, как предполагали Eyles *et al.*), поэтому говорить о “профиле температуры” можно с некоторыми оговорками. Оказывается, что кроме известной области охлаждающегося газа в центре в скоплении существуют другие холодные и горячие

области. Область с пониженной температурой (2–3 кэВ) находится в 10–20' к востоку от центра скопления. Она наблюдалась ранее телескопами *Spartan-1* и *ROSAT* (Snyder *et al.* 1990; Schwartz *et al.* 1993). Понижение температуры в центральной области и в восточном пятне наблюдается и на изображениях АРТ-П. Кроме того, на изображениях, полученных АРТ-П на энергиях выше 10 кэВ, заметны более горячие области к юго-западу (в направлении известной цепочки ярких галактик) и, возможно, к юго-востоку от центра.

Интересно посмотреть, с чем могут быть связаны эти области газа. Оказалось, что в известном из оптики распределении галактик скопления в пространстве “положение на небе — красное смещение” (Kent & Sargent 1983; Kent, частное сообщ.) можно выделить как минимум 2 интересные подгруппы галактик. Для скопления, которое участвует в космологическом расширении как целое, разные лучевые скорости галактик означают разные скорости относительно центра. На рис. 2.1(a,b) показаны координаты ярких галактик скопления с лучевыми скоростями в интервалах соответственно 4500–5200 и 5600–6500 км/с (лучевая скорость NGC1275 составляет 5291 км/с), с наложенными на них контурами рентгеновской яркости, полученными АРТ-П в мягкой полосе 3–8 кэВ и в жесткой полосе 11–28 кэВ. В мягкой области на рентгеновском изображении виден некоторый избыток яркости в восточном направлении, а на жестком изображении — избыток в юго-западном и в юго-восточном направлениях от центра скопления. Видно, что галактики в указанных интервалах скоростей группируются, и одна подгруппа лежит как раз к востоку от центра, а другая к юго-западу, и включает в себя цепочку ярких галактик. Наблюдаемые области газа с температурой, отличной от средней по скоплению, могут принадлежать этим подгруппам. Эти подгруппы, скорее всего, являются нерастворившимися в общем гравитационном потенциале остатками тех составных частей, из которых образовалось скопление, что свидетельствует о его динамической молодости.

Аккуратная обработка этих данных еще не закончена. Предварительные результаты наших наблюдений, вместе с недавними наблюдениями скоплений галактик обсерваторией *ROSAT*, которые открыли существование неоднородностей распределения рентгеновского газа в некоторых других наблюдавшихся ярких скоплениях (например, в Кома: White *et al.* 1993; в A2256: Briel *et al.* 1991), свидетельствуют о том, что скопления — это динамически молодые объекты, которые не достигли еще состояния равновесия. Поэтому, в частности, к описанию газовых атмосфер с помощью сферически-симметричных профилей плотности и температуры, а так же с помощью простых моделей эволюции, таких, как модель самоповторяющейся эволюции, нужно относиться с определенной осторожностью.

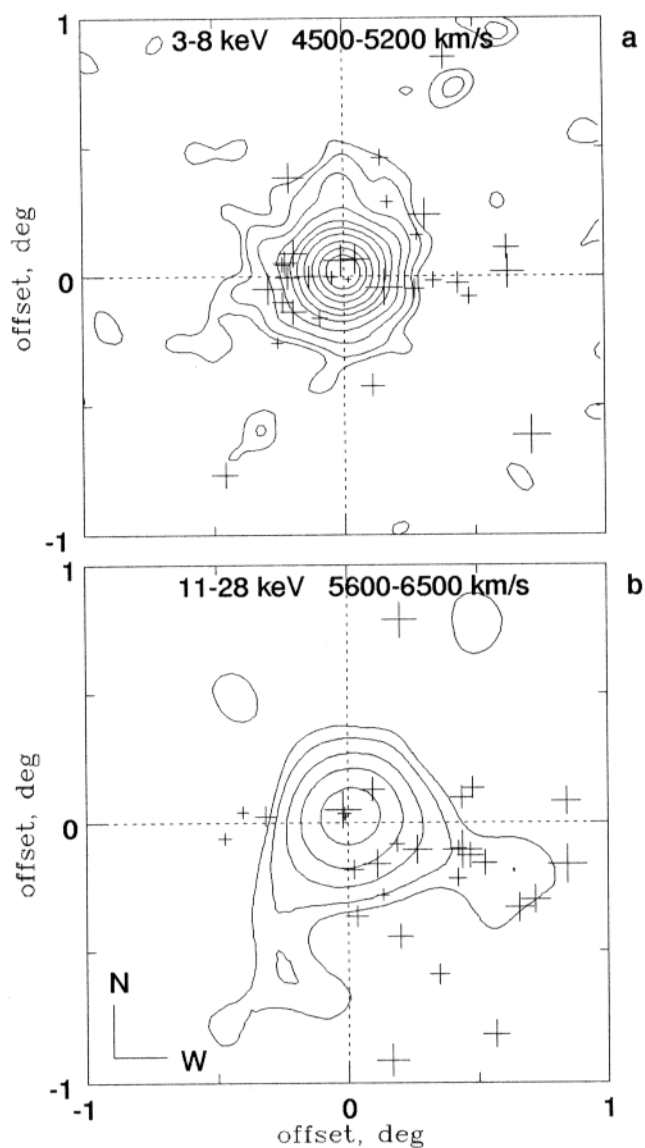


Рис. 2.1 Рентгеновские изображения скопления в Персее, полученные телескопом АРТ-П. (а) Изображение в мягкой полосе энергий 3–8 кэВ, сглаженное гауссом с полной шириной на половине высоты 7.5'. Крестиками отмечены положения галактик с лучевыми скоростями, лежащими в интервале 4500–5200 км/с. (а) Изображение в жесткой полосе 11–28 кэВ, сглаженное гауссом шириной 15'. Показаны галактики в интервале скоростей 5600–6500 км/с. Размеры крестиков пропорциональны видимой зв. величине галактик. Рентгеновские контуры соответствуют 2, 3, 5, 8, 13, 18, 25, 35, 45, 55 σ .

Библиография

- Allen, S.W., Fabian, A.C., Johnstone, R.M., Nulsen, P.E.J. & Edge, A.C. 1992, *MNRAS*, **254**, 51
- Branduardi-Raymont, G., Fabricant, D., Feigelson, E., Gorenstein, P., Grindlay, J., Soltan, A., & Zamorani, G. 1981, *Ap.J.*, **248**, 55
- Briel, U.G., Henry, J.P., Schwartz, R.A., *et al.* 1991, *A&A*, **246**, L10
- Cowie, L.L., Henriksen, M., & Mushotzky, R. 1987, *Ap.J.*, **317**, 593
- Eyles, C.J., Watt, M.P., Bertram, D., Church, M.J., Ponman, T.J., Skinner, G.K., Willmore, A.P. 1991, *Ap.J.*, **376**, 23
- Fabian, A.C., Hu, E.M., Cowie, L.L., & Grindlay, J. 1981, *Ap.J.*, **248**, 47
- Forman, W., Kellogg, E., Gursky, H., Tananbaum, H., & Giacconi, R. 1973, *Ap.J.*, 178, 309
- Fritz, G., Davidsen, A., Meekis, J.F., & Friedman, H. 1971, *Ap.J. Lett.*, **164**, L81
- Jones, C., & Forman, W. 1978, *Ap.J.*, **224**, 1
- Kent, S.N., & Sargent, W.L.W. 1983, *A.J.*, **88**, 697
- Mitchell, R., Culhane, J., Davison, P. & Ives, J. 1976, *MNRAS*, 175, 29p
- Mushotzky, R., Holt, S.S., Smith, B.W., Boldt, E.A & Serlemitsos, P.J. 1981, *Ap.J. Lett.* **244**, L47
- Mushotzky, R., Serlemitsos, P.J., Smith, B.W., Boldt, E.A, Holt, S.S. 1978, *Ap.J.*, **225**, 21
- Mushotzky, R., & Smith, B.W. 1980, *Highlights Astr.*, 5, 735
- Ocumura, Y., Tsunemi, H., Yamashita, K., Matsuoka, M., Koyama, K., Hayakawa, S., Masai, K., & Hughes, J.P. 1989, *PASJ*, **40**, 639
- Ponman, T.J., Bertram, D., Church, M.J., Eyles, C.J., Watt, M.P., Skinner, G.K., & Willmore, A.P. 1990, *Nature*, **347**, 450
- Schwartz, R.A., Edge, A.C., Voges, W., Böhringer, H., Ebeling, H. & Briel, U.G. 1992, *A&A*, **256**, L11
- Serlemitsos, P.J., Smith, B.W., Boldt, E.A, Holt, S.S., & Swank, J.H. 1977, *Ap.J. Lett.*, **211**, L63
- Snyder, W.A., Kowalski, M.P., Cruddace, R.G., *et al.* 1990, *Ap.J.*, **365**, 460
- Ulmer, M.P., Cruddace, R.G., Fenimore, E.E., Fritz, G.G., & Snyder, W.A. 1987, *Ap.J.*, **319**, 118
- White, S.D.M., Briel, U.G., Henry, J.P. 1993, *MNRAS*, **261**, L8
- Ямбуренко, Н.С., Павлинский, М.Н., Бабалян, Г.Г. и др. 1989, "Инструменты и методы космических исследований", ред. В.М. Балебанов, (М.: Наука), 182

Часть 3

Газ в центре нашей Галактики: результаты АРТ-II

Телескоп АРТ-II наблюдал также другую интереснейшую густонаселенную и активную область неба — область Галактического центра. Эта область содержит множество замечательных астрофизических объектов, включая сверхмассивную черную дыру — галактическое ядро (Sgr A) и “микроквazar” 1E1740.7-2942 (о наблюдениях этих и других источников в области Галактического центра телескопами обсерватории *Гранат* см., н-р, Сюняев и др. 1991; Павлинский, Гребенев и Сюняев 1992; Mirabel *et al.* 1992; Pavlinsky, Grebenev & Sunyaev 1993; Churazov *et al.* 1993). В числе этих объектов также слабый протяженный источник размером около градуса, который, как считалось, связан с областью очень горячего газа с температурой 10–15 кэВ. Первоначально предполагалось использовать этот источник для проверки метода восстановления изображений протяженных объектов, который применялся для скопления в Персее. Однако результаты, касающиеся природы этого источника, оказались довольно интересными, и они приведены в этой части диссертации. Изложение в этой Части диссертации базируется на статьях Sunyaev, Markevitch & Pavlinsky (1993) и Markevitch, Sunyaev & Pavlinsky (1993).

3.1 Введение

Область центра нашей Галактики наблюдалась во всех рентгеновских экспериментах, проводившихся за последние 20 лет. В первом же наблюдении с хорошим угловым разрешением, проведенном телескопом *Einstein IPC* в полосе энергий 0.5–4 кэВ, был открыт протяженный источник с угловым размером 20', окружающий область Галактического центра (Watson *et al.* 1981). *Spartan-1*, работавший на энергиях 2–10 кэВ, просканировал этот район коллиматором, даю-

щим поле зрения в виде щели шириной $5'$, и обнаружил эллиптический источник с размером $0^{\circ}.5 \times 1^{\circ}$ (Kawai *et al.* 1988). Затем в ходе эксперимента *Spacelab-2* эта область неба наблюдалась двумя телескопами с кодированной апертурой. Один из них, имеющий разрешение $12'$, получил в полосе $4.5\text{--}15 \text{ кэВ}$ изображение диффузного источника примерно круглой формы с радиусом 1° (Skinner *et al.* 1987; Skinner 1989). Вскоре после этого телескопом обсерватории *Ginga*, имеющим угловое разрешением около 1° , был измерен спектр этого источника (Koyama *et al.* 1989; Yamauchi *et al.* 1990). В спектре была обнаружена линия высокоионизованного (*He*-образного) железа на энергии 6.7 кэВ , которая является признаком оптически тонкой плазмы с температурой в несколько кэВ . Исходя из отношения потоков от источника в энергетических полосах $5\text{--}9 \text{ кэВ}$ and $9\text{--}18 \text{ кэВ}$ была оценена температура плазмы, которая составила $5\text{--}19 \text{ кэВ}$. Столь высокая температура газа в этой области является неожиданностью: гравитационный потенциал в 100 пк окрестности Галактического центра не превышает несколько сот эВ (н-р, Townes 1989), что недостаточно для того, чтобы удержать газ с такой температурой. Недавно Nottingham *et al.* (1993) получили спектр диффузного источника в полосе $2\text{--}25 \text{ кэВ}$ с помощью телескопа с неполной кодированной апертурой ТТМ, одновременно вычисляя интенсивности диффузного источника и ярких источников в 16° поле зрения телескопа. Полученный спектр имеет вид тормозного с температурой $12.7 \pm 0.4 \text{ кэВ}$. При этом они использовали упрощенное предположение о том, что источник имеет одинаковое эллиптическое распределение поверхностной яркости на всех энергиях.

В 1990 году телескоп АРТ-П на борту обсерватории *Гранат* получил изображения этого протяженного источника в нескольких энергетических полосах в интервале $3\text{--}30 \text{ кэВ}$ с разрешением $5'$. АРТ-П имеет полностью кодированное поле зрения размером $3^{\circ}.6$, что позволяет избежать неоднозначности в восстановлении изображения, и, следовательно, необходимости делать априорные предположения о форме протяженного источника. Таким образом, прямое картографирование области Галактического центра в различных энергетических полосах, включая энергии выше 10 кэВ , было проведено впервые. В традиционном предположении о тепловой природе диффузного излучения данные АРТ-П дают оценку температуры плазмы более 10 кэВ , а в некоторых частях источника более 15 кэВ . Так как газ с такой температурой не может быть гравитационно связан, а если он разлетается, то для поддержания такой его температуры требуется неправдоподобно большое выделение энергии, следовало найти другое объяснение природы этого источника. Сравнение изображений АРТ-П с радиокартами этой области неба обнаружило замечательное сходство рентгеновских изображений на энергиях выше 10 кэВ с распределением плотных облаков молекулярного газа.

Кроме того, в спектре диффузного источника обнаружилось сильное поглощение на энергиях 8–10 кэВ. Ниже будет предложено возможное объяснение этим наблюдениям. Также будет приведен верхний предел на суммарную светимость источников в области Галактического центра, включая ядро Галактики, в течение последних нескольких сотен лет, который следует из наших наблюдений.

3.2 Наблюдения и их обработка

Краткое описание АРТ-П было дано в предыдущей Части. Восстановленное изображение неба представляет собой картинку размером 164×172 пиксела, с размер пиксела меньшим, чем разрешение телескопа. Мы сложили 7 сеансов наблюдений области Галактического центра модулем АРТ-П4, проведенных в сентябре – октябре 1990 г. Общая эффективная длительность экспозиции, скорректированная на пропускание коллиматора, составила 58500 с в направлении на Галактический центр и меньше в других частях суммарного изображения.

Изображения, которые выдает АРТ-П, содержат пространственно-неоднородный фон, возникающий в основном из-за высокоэнергичных космических частиц. Аккуратное удаление этого фона, необходимое для исследования слабого протяженного источника — достаточно сложная задача. Форма фона неодинакова в разных энергетических полосах и к тому же изменяется от сеанса к сеансу, поэтому она не может быть получена из наблюдений пустых областей неба, а должна вычисляться для каждого сеанса индивидуально. В ходе наблюдения ось телескопа качается с амплитудой $\sim 20'$ около первоначального наведения. Эти качания регистрируются, время прихода каждого фотона также известно, и для ограниченного числа наблюдений это позволяет разделить вклад от неподвижного относительно детектора фона и от подвижного неба (описание этого метода будет дано в другой работе). В результате этой процедуры на изображении остается фон с негауссовыми статистическими ошибками: первоначально статистически независимые пикселы становятся в небольшой степени скоррелированы на масштабе в $30' - 40'$ и на масштабе в половину поля зрения. Среднеквадратичное отклонение величины, полученной усреднением по большому телесному углу на таком изображении больше, чем в случае гауссовой статистики. Этим объясняются относительно большие статистические ошибки величин, приводимых для диффузного источника в целом.

В пределах градуса от Галактического центра в каждом из 7 наблюдений видны 5 компактных источников. Результаты наблюдения этих источников приводились, н-р, в статье Павлинского, Гребенева и Сюняева (1992). При вычитании фона подразумевается, что все

источники в поле зрения постоянны, поэтому мы не использовали часть экспозиции длительностью 150 с, во время которых источник SLX 1744–299 увеличил яркость на 2 порядка. Компактные источники в сумме дают примерно 2/3 общего потока из области в 1 градус в полосе 3–22 кэВ. Разрешение телескопа позволило разделить вклад этих точечных источников и диффузной компоненты, на которую они проецируются, и позволило построить изображения области диффузного излучения, которые приводятся на рис. 3.1. Крестами помечены положения компактных источников, которые были удалены с изображений (это, соответственно номерам на рис. 3.1а, 1E 1743.1–2843, Sgr A West, A1742–294, SLX 1744–299/300, и 1E 1740.7–2942). Чтобы сделать статистическую ошибку одинаковой во всех точках изображения, картинка на рис. 3.1 после удаления компактных источников были сглажены гауссом переменной ширины (полная ширина на половине высоты 12'–40').

3.3 Результаты наблюдений

3.3.1 Морфология источника

На изображении в мягких полосах, н-р, в полосе 5–8 кэВ (рис. 3.1b) наблюдается примерно эллиптический источник с осями 1°.5 и 1° (220×150 пк; здесь и ниже расстояние до Галактического центра берется равным 8.5 кпк). Главная ось источника наклонена на 20°–30° по отношению к Галактической плоскости, аналогично тому, что наблюдалось телескопом *Ginga* (Yamauchi *et al.* 1990). Полная ширина на половине максимума распределения яркости примерно 40'. Полный поток, просуммированный по эллипсу 1°.5×1° с центром в Sgr A и наклоном 30° относительно Галактической плоскости (см. рис. 3.1b), равен $(9.4 \pm 1.7) \times 10^{-10}$ эрг см⁻² с⁻¹ в полосе 3–22 кэВ (здесь и далее ошибки 1σ), что составляет примерно половину потока от 5 компактных источников, которые мы удалили. Этот поток соответствует светимости 8×10^{36} эрг/с (здесь и далее межзвездное поглощение не учитывается). Средняя поверхностная яркость внутри эллипса в этой полосе энергий составляет $(2.4 \pm 0.4) \times 10^{-6}$ эрг см⁻² с⁻¹ ср⁻¹, что в 50 раз выше, чем яркость внегалактического рентгеновского фона (Marshall *et al.* 1980), и в 10 раз ниже, чем яркость центральных 20' скопления галактик в Персее (данные АРТ-П; Eyles *et al.* 1991). Полный поток в полосе энергий 3–15 кэВ, $(6.0 \pm 1.2) \times 10^{-10}$ эрг см⁻² с⁻¹, согласуется с величиной, приведенной в статье Skinner *et al.* (1987) для полосы 4.5–15 кэВ (хотя последняя соответствует большей области с радиусом 1°), и меньше, чем $(1 - 3) \times 10^{-9}$ эрг см⁻² с⁻¹, полученные Yamauchi *et al.* (1990). (Последнее значение также соответствует большей области неба.) Параметры источника как целого и величины, полученные для разных его частей собраны в таблице 1.

В предположении, что диффузное излучение возникает в горячей оптически тонкой плазме, отношение потоков в интервалах 3–8.5 кэВ и 8.5–22 кэВ соответствует температуре плазмы $kT_e = 15_{-5}^{+10}$ кэВ, или $kT_e > 8$ кэВ с уверенностью 95%. (В статье Yamauchi *et al.* 1990 для температуры приводится интервал 5–19 keV, полученный из отношения потоков в полосах 5–9 кэВ и 9–18 кэВ.) Предполагая $T_e = 15$ кэВ, мера эмиссии излучающей плазмы получается равной $5.7 \pm 0.9 \times 10^{59}$ см⁻³. Масса горячего газа и его средняя плотность при этом получаются равными $10^4 M_\odot$ и 0.1 см⁻³ в предположении равномерно заполненной газом сферы диаметром 75'.

Несколько интересных особенностей видны на рис. 3.1. Выше 11 кэВ (рис. 3.1d) источник вытягивается вдоль Галактической плоскости и сдвигается на несколько минут к югу от нее. Сравнение рентгеновского изображения с картой распределения гигантских молекулярных облаков, известных из радионаблюдений (н-р, Heiligman 1987) показывает, что они имеют много общего. Например, виден избыток яркости на месте облаков Sgr A, Sgr B2 и, возможно, Sgr C. На рисунке также видно, что пятно В (на месте облака Sgr B2; см. рис. 3.1b) жестче, чем остальные части источника. Температура плазмы, оцененная из отношения потоков в жесткой и мягкой частях спектра этого пятна должна была бы быть $kT_e > 15$ кэВ с уверенностью 95%. Для пятна А температура должна была бы быть более 8 кэВ.

Другая очевидная особенность — это отсутствие статистически значимой эмиссии на энергии 8–11 кэВ (рис. 3.1c). Это обсуждается в следующей главе.

3.3.2 Спектр источника

На рис. 3.2a приведен спектр диффузной компоненты, просуммированный по эллиптической области, обозначенной на рис. 3.1b, исключая области, в которых содержатся компактные источники, и здесь же показан суммарный спектр этих исключенных источников. Хотя статистические ошибки достаточно велики, очевидно, что диффузный спектр довольно необычен. В спектре диффузной компоненты на энергиях выше 8 кэВ наблюдается сильное поглощение (обычно интерпретируемое как поглощение в основном атомами железа), которое практически отсутствует в спектре компактных источников. Этот факт указывает на то, что поглощение происходит не на луче зрения между источником и наблюдателем, а в самом диффузном источнике. Поглощение проявляется более значимо в спектре центрального яркого пятна А, представленном на рис. 3.2b.

Так как источник очень слабый и данные довольно бедны, необходимо аккуратно оценить статистическую значимость наблюдаемого поглощения. С этой целью мы попробовали приблизить наблюдае-

мый спектр на рис. 3.2*b* моделью с исходным степенным или тормозным спектром и поглощением в нейтральном газе с солнечным обилием. Эта модель оказалась неудовлетворительной ($\chi^2 = 19.5$ на $8-3=5$ степеней свободы), очевидно, из-за того, что провал на энергиях $8-13$ кэВ требует намного большей толщи по фотопоглощению τ_{phot} , чем точки в спектре на низких энергиях. Предположение о “теплом” поглощающем газе, прозрачном для энергий $E < 7-8$ кэВ (в котором все элементы ионизованы, кроме железа) также не помогает, т.к. такой материал сам излучал бы слишком много. Вспомним, однако, что на высоких и низких энергиях источник имеет разную морфологию, и, вероятно, разную природу. Поэтому мы попробовали приблизить этой же простой моделью отдельно 5 жестких точек спектра. Модель приближает эти точки удовлетворительно ($\chi^2 = 0.3/5-3$ степеней свободы); F -тест (который используется для проверки необходимости введения дополнительного параметра в модель: см., н-р, Bevington & Robinson 1992) показывает, что фотопоглощение $\tau_{\text{phot}} > 0$ должно быть включено в модель с уверенностью более 99% (даже если допускаются возрастающие исходные спектры, то уверенность составляет 98%). Это означает, что наблюдаемое в спектре поглощение статистически значимо. Величина χ^2 как функция двух подгоняемых параметров модели (жесткость исходного спектра и толщина по фотопоглощению) представлена в виде контуров на рис. 3.3, из которого можно найти нижний предел на τ_{phot} . Резкий спад потока на энергиях ниже 13 кэВ требует очень сильной толщи, $N_{\text{H}} > 5 \times 10^{23}$ см⁻² ($\tau_{\text{phot}} > 1.5$ на $E=7.1$ кэВ) с уверенностью 99%; при этом наилучшее значение получается еще большим. Типичное для компактных источников в этой области значение толщи по фотопоглощению на порядок меньше (Kawai *et al.* 1988). Ниже это получит объяснение.

3.4 Рассеяние в молекулярном газе

Как было отмечено, на высоких энергиях (рис. 3.1*d*) распределение рентгеновской яркости имеет общие черты с распределением молекулярного газа, и привлекательным кажется предположение о том, что жесткая компонента диффузного излучения возникает в этом газе. Было отмечено (Fabian 1977; Вайнштейн и Сюняев 1980), что нейтральный газ должен рассеивать рентгеновский поток от освещающих его ярких галактических источников (н-р, от галактического ядра) посредством электронного рассеяния. На электронах атома водорода рентгеновские кванты с энергией $E \lesssim 2$ кэВ рассеиваются когерентно, а кванты с более высокими энергиями — в основном некогерентно с ионизацией атома. Сумма этих каналов дает сечение рассеяния, равное Томсоновскому (Чуразов и др. 1993), и далее

этот процесс упоминается как Томсоновское рассеяние.

В пределах центральных нескольких сотен парсек от Галактического центра находится более $10^8 M_{\odot}$ молекулярного газа (н-р, Sanders, Solomon, & Scoville 1984; обзор см. Güsten 1989; однако, существуют более низкие оценки массы газа: см. там же). Толща по Томсоновскому рассеянию τ_T , усредненная по этому району, составляет 0.1–0.2. Основная масса газа сосредоточена в гигантских облаках, таких, как Sgr A и Sgr B2, для которых τ_T может быть ~ 1 . В ближайшей окрестности Галактического центра наблюдается несколько ярких источников с жесткими спектрами (н-р, Skinner *et al.* 1987; Сюняев и др. 1991). Следовательно, можно ожидать рассеянный поток от молекулярного газа порядка 0.1 от полной светимости окружающих источников, усредненной за время, равное размеру источника, деленному на скорость света, т.е. за несколько сотен лет. Выше упоминалось, что диффузный источник в 2 раза слабее наблюдаемых сегодня компактных источников. Известно, что область Галактического центра очень активна, и весьма вероятно, что в прошлом газ освещали более яркие источники, как, например, источник GS 1741–28, наблюдавшийся спутником *Ginga* (Mitsuda *et al.* 1990) и отсутствовавший в последующих наблюдениях, который был на порядок ярче любого из наблюдаемых сейчас. Поэтому возможно, что протяженный источник, на изображении АРТ-II в жесткой полосе — это именно холодный молекулярный газ, видимый в рассеянном свете.

Спектр диффузного источника является аргументом в пользу такого предположения. Рассеянное излучение должно быть очень слабым на низких энергиях из-за сильного внутреннего фотопоглощения в рассеивающем газе (т.к. τ_{phot} газа с солнечным обилием становится сравнимым или бóльшим τ_T на $E \lesssim 12\text{--}14 \text{ кэВ}$). Это поглощение и наблюдается в спектре. Значение толщи на порядок более высокое, чем характерно для других источников в этой области, легко объяснимо, если учесть, что молекулярный газ находится в плотных и компактных облаках, в которых и происходит рассеяние (и поглощение). В этом случае спектр должен иметь поглощение, характерное для облаков, а не усредненное по соответствующей области неба — другими словами, в рассеянном свете мы видим облака с большой τ_{phot} , и не видим других областей, потому что они не рассеивают.

Хотя модель, которая применялась для аппроксимации спектра (в основном для проверки реальности наблюдаемого провала в спектре), слишком упрощена (и недостаток данных не позволяет проверить более адекватную модель, которая должна включать одновременное рассеяние и поглощение), очевидно, что мягкая компонента рассеянного излучения не сможет выйти наружу из такого непрозрачного газа. Следовательно, источник, наблюдаемый на энергиях ниже 8 кэВ (три мягких точки в спектре на рис. 3.2) должен

иметь другую природу. Например, это в самом деле может быть оптически тонкая плазма, находящаяся вне плотных молекулярных облаков, излучающая линию 6.7 кэВ и имеющая умеренную, $1\text{--}3 \text{ кэВ}$, температуру (вспомним, что высокие оценки температуры были получены из отношения жесткого и мягкого потоков от источника, и теперь жесткая компонента получила другое объяснение).

3.5 История светимости центра Галактики

Многое свидетельствует о том, что в Галактическом ядре находится сверхмассивная черная дыра с массой $2 \times 10^6 M_\odot$ (обзор см. Townes 1989). Однако, рентгеновская светимость источника Sgr A West, который наблюдается на месте Галактического ядра, составляет сейчас $\sim 10^{36} \text{ эрг/с}$, или всего 3×10^{-9} Эддингтоновской светимости черной дыры с такой массой. Ядра активных галактик с подобными массами имеют светимости порядка 10^{44} эрг/с , и остается загадкой, почему ядро нашей Галактики так неактивно.

Как отметили Fabian (1977) и Вайнштейн и Сюняев (1980), рассеянный поток должен делать видимым не только распределение газа, но и историю светимости освещающих газ источников, т.к. этот поток приходит к наблюдателю с задержкой. Из радионаблюдений хорошо известно о присутствии в области Галактического центра большого количества молекулярного газа, и, следовательно, рассеянный в нем поток должен существовать. Таким образом, наблюдаемое из этого района неба диффузное излучение, *даже если это не Томсоновское рассеяние в газе*, позволяет оценить верхний предел на рентгеновскую светимость Галактического центра за последние несколько сотен лет. Используя наблюдаемую в полосе $5\text{--}20 \text{ кэВ}$ полную светимость диффузного источника $L_d = 6 \times 10^{36} \text{ эрг/с}$ как верхний предел на рассеянную компоненту, можно получить предел на полное энерговыделение в этой области за последние 400 лет:

$$Q = \int L_x(t) dt < \frac{L_d R}{\tau_T c} \simeq 10^{48} \text{ ergs} \left(\frac{0.1}{\tau_T} \right), \quad (3.1)$$

где τ_T — это предполагаемая средняя толщина по Томсоновскому рассеянию в пределах $\sim 120 \text{ пк}$ от Галактического центра, $R/c \sim 400$ лет — время, за которое свет проходит рассеивающую область, и L_x — это полная светимость компактных источников. Отсюда следует, что средняя суммарная светимость компактных источников, включая и ядро, была за последние 400 лет не более, чем 10^{38} эрг/с ($0.1/\tau_T$), т.е. не более чем на порядок выше, чем сегодня. Более того, если в Галактическом ядре действительно есть сверхмассивная черная дыра, то, из оценки (3.1), она не излучала на уровне Эддингтоновской светимости *ни одного дня* за последние 400 лет (Sunyaev *et al.* 1993), т.к. иначе рассеянный поток сегодня был бы больше, чем наблюдается.

Возвратимся в связи с этим к гипотезе об облаке горячей плазмы с температурой $kT_e \sim 15 \text{ кэВ}$. Такое облако должно разлетаться со сверхзвуковой скоростью $\sim 3000 \text{ км/с}$ (н-р, Zeldovich & Rayzer 1966), следовательно, возраст его должен быть не более чем $\sim 3 \times 10^4$ лет (линейный размер, деленный на скорость разлета). Облако газа с массой $10^4 M_\odot$ и температурой 15 кэВ имеет полную энергию $\sim 10^{54} \text{ эрг}$, что является оценкой снизу той энергии, которую необходимо было затратить для нагрева газа, т.к. газ теряет энергию при расширении. Т.о., для существования такого облака газа в области Галактического центра в среднем должно было выдкляться как минимум 10^{41} эрг/с в течение последних 3×10^4 лет (аналогичная оценка получена, н-р, в работе Yamauchi *et al.* 1990). Выше было показано, что по крайней мере в течение последних полтысячи лет энерговыделение было на 3 порядка ниже.

3.6 Заключение

Используя данные телескопа АРТ-П, мы получили изображения протяженного источника в области Галактического центра с разрешением $\sim 15'$ в различных энергетических полосах, включая энергии выше 10 кэВ . На энергиях менее 8 кэВ источник эллиптический и имеет параметры такие, как наблюдались приборами *Spartan-1*, *Spacelab-2* и *Ginga*. На более высоких энергиях, где изображение получено впервые, источник становится более вытянутым вдоль Галактической плоскости и проявляет некоторое сходство с картой облаков молекулярного газа, известной из радионаблюдений (например, яркие пятна на месте гигантских облаков Sgr A и Sgr B2 и рукав в сторону облака Sgr C). Кроме того, в спектре диффузного источника на энергии $9\text{--}11 \text{ кэВ}$ имеется сильное поглощение, которое отсутствует в спектрах ярких компактных источников, проецирующихся на диффузную область. Эти особенности ведут к предположению, что жесткая компонента диффузного рентгеновского источника возникает вследствие рассеяния фотонов от близлежащих компактных (и жестких) источников в плотном молекулярном газе. Простые оценки показывают, что источники, наблюдаемые в этом районе сегодня, должны давать более 10% наблюдаемого диффузного потока (неопределенность в основном вызвана противоречивыми оценками массы молекулярного газа).

Рассеянное в нейтральном газе излучение должно сильно ослабляться на энергиях ниже $10\text{--}12 \text{ кэВ}$ из-за того, что толща по фотопоглощению становится сравнимой или превышающей толщу по Томсоновскому рассеянию. На энергиях ниже $\sim 5 \text{ кэВ}$ внутреннее фотопоглощение в рассеивающем газе должно быть очень сильно. Поэтому эллиптический источник, который виден на изображениях в мягком

диапазоне, излучающий линию 6.7 кэВ и не имеющий сильного фотопоглощения в спектре, должен иметь другую природу. Этот источник может в самом деле быть облаком горячей оптически тонкой плазмы, находящейся вне плотных молекулярных облаков и имеющей умеренную, $1\text{--}3 \text{ кэВ}$, температуру. Таким образом, в одной и той же области центра Галактики, по-видимому, существует не один, а два диффузных источника — жесткий и мягкий, имеющие различную природу.

Интересным следствием этих наблюдений стали оценки светимости источников в области Галактического центра в прошлом. Линейный размер диффузного источника составляет ок. 400 св. лет, и рассеянный поток — это ослабленный на величину Томсоновской толщи усредненный за 400 лет поток от всех близлежащих источников, включая собственно ядро Галактики. Даже если то излучение, которое мы видим на высоких энергиях, имеет в действительности другое происхождение, молекулярный газ в центре Галактики существует, и рассеянный в нем поток должен существовать; в этом случае наблюдаемый диффузный поток является его верхним пределом. Принимая консервативное значение 0.1 для средней Томсоновской толщи в этом районе, мы получили, что окружающие источники за последние 400 лет были в среднем не более чем в 10 раз ярче, чем сегодня.

Таблица 1: Измеренные параметры протяженного источника

Энергия, кэВ	Весь источник ^а			Пятно А ^б			Пятно В ^б		
	2.5-8.5	8.5-22	2.5-22	2.5-8.5	8.5-22	2.5-22	2.5-8.5	8.5-22	2.5-22
Поток, $10^{-10} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	4.8 ± 1.0	4.6 ± 1.3	9.4 ± 1.7	1.3 ± 0.2	1.4 ± 0.3	2.8 ± 0.3	0.7 ± 0.2	1.3 ± 0.4	2.0 ± 0.4
Светимость ^с ; 10^{36} эрг/с	4.1	3.9	8.0						
Поверхностная яркость; $10^{-6} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$	1.2	1.2	2.4	2.4	2.7	5.1	0.9	1.7	2.6
Температура ^д ; кэВ 68%; 95% пределы	15^{+10}_{-5}	> 8		15^{+10}_{-5}	> 8		...	> 15	

^а Просуммировано по эллипсу $1.5^\circ \times 1^\circ$ с центром в Sgr A и наклоненному на 30° к Галактической плоскости (см. рис. 3.1b).

^б См. рис. 3.1b.

^с Предполагаем расстояние до ПЦ 8.5 кпк . Межзвездное поглощение не учитывается.

^д Из отношения потоков в полосах 2.5-8.5 и 8.5-22 кэВ , в предположении тормозного излучения оптически тонкой плазмы, солнечного обилия и отсутствия межзвездного поглощения.

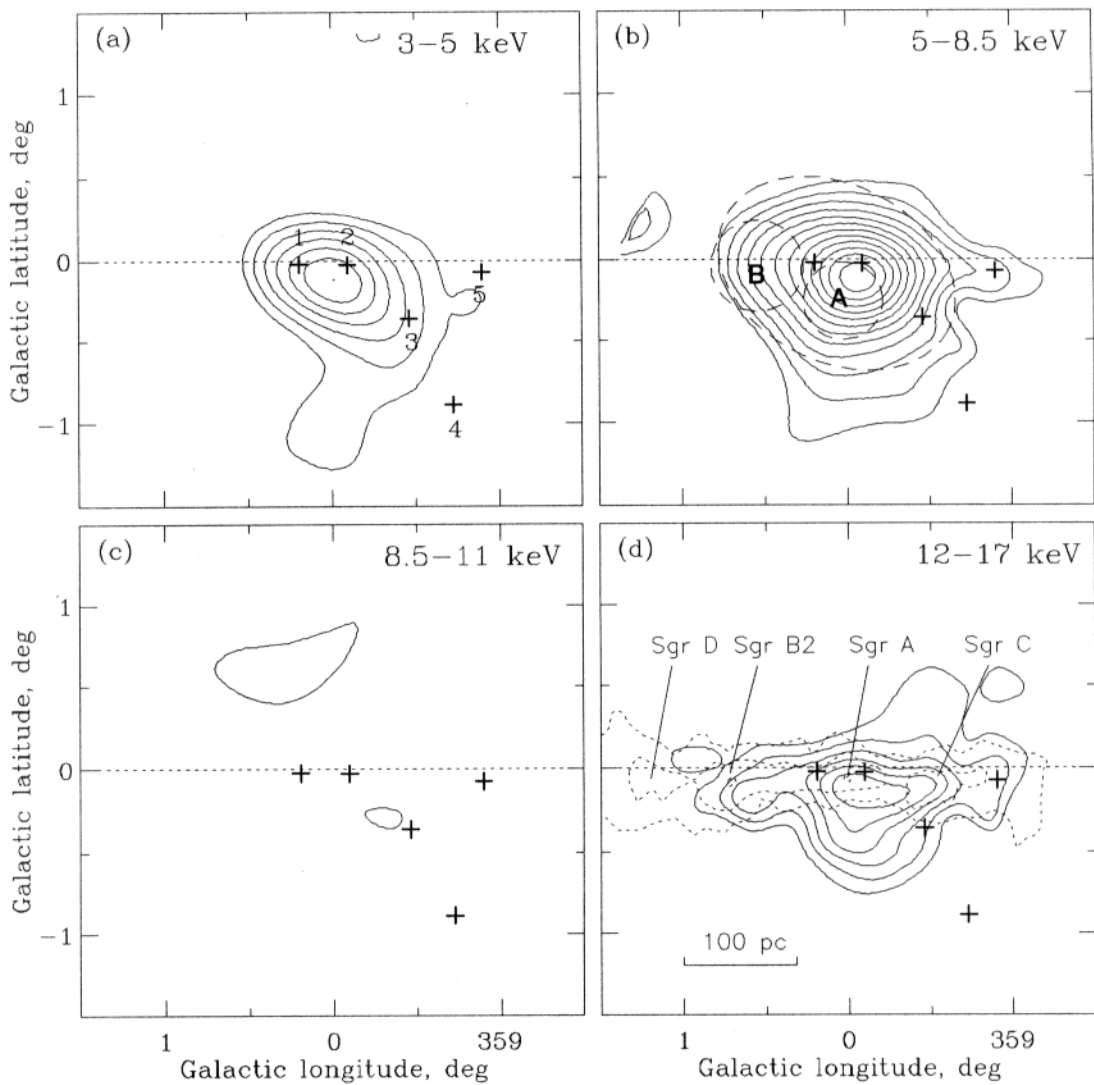


Рис. 3.1 Рентгеновские изображения диффузного источника в центре Галактики в различных энергетических интервалах, полученные телескопом АРТ-П. После удаления компактных источников (положения которых отмечены крестами; источники перечислены в тексте), изображения сглажены гауссом переменной ширины (полная ширина на половине высоты $12''$ – $40''$). Контуры соответствуют 2σ , 3σ , 4σ , ... Отклонение 1σ соответствует (a) 1.4×10^{-7} эрг см^{-2} с^{-1} ср^{-1} в полосе 3–5 кэВ, (b) 1.3×10^{-7} эрг см^{-2} с^{-1} ср^{-1} в полосе 5–8.5 кэВ, которая включает 95% излучения в линии 6.7 кэВ, (c) 1.4×10^{-7} эрг см^{-2} с^{-1} ср^{-1} в полосе 8.5–11 кэВ, и (d) 1.9×10^{-7} эрг см^{-2} с^{-1} ср^{-1} в полосе 12–17 кэВ. На рис. (d) пунктиром показаны контуры радиояркости в линии ^{13}CO (Heiligman 1987), и помечены крупные молекулярные облака.

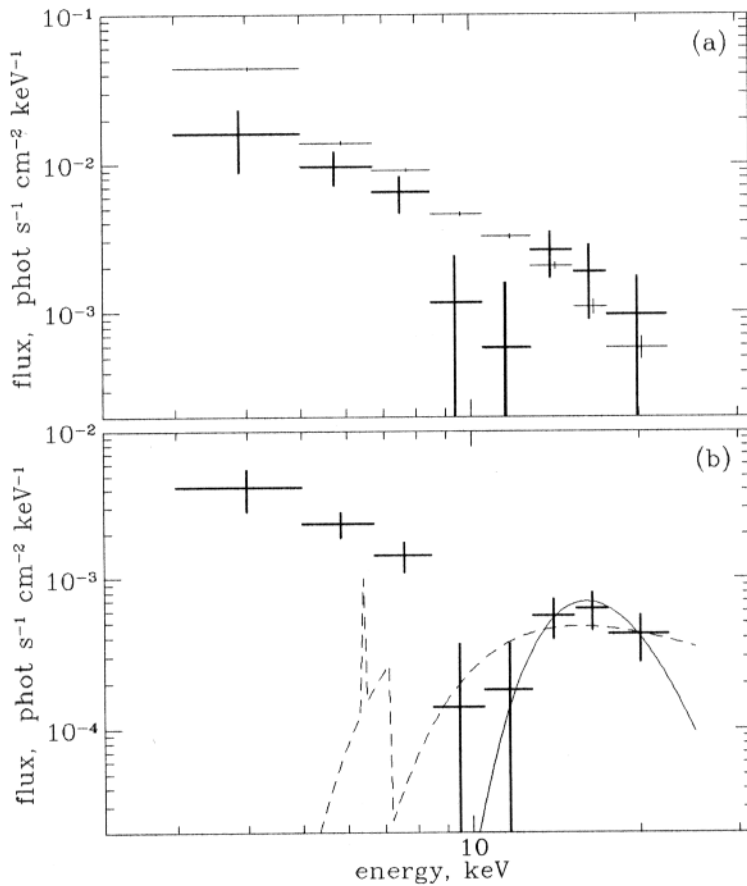


Рис. 3.2 (a) Толстые кресты: спектр диффузного излучения, просуммированный по эллиптической области $\circ \times 1^{\circ}.5$ (рис. 3.2b), за вычетом вклада компактных источников. Тонкие кресты: сумма трех исключенных источников. Энергетические интервалы шире, чем разрешение телескопа. В диффузном спектре наблюдается сильное поглощение, которое отсутствует в спектре компактных источников. (b) Кресты: спектр центрального пятна диаметром $30'$ (пятно А на рис. 3.2b). Сплошная линия: модель, наилучшим образом приближающая 5 жестких точек в спектре: тормозной спектр плазмы с $T_e = 2.8 \text{ кэВ}$, $N_H = 9 \times 10^{24} \text{ см}^{-2}$. Пунктир: модель, приближающая те же точки, соответствующая 90% нижнему пределу на поглощение (см. рис. 3.3): степенной спектр с индексом -1.5 и $N_H = 1.8 \times 10^{24} \text{ см}^{-2}$. Спектр целиком не может быть описан одной простой моделью.

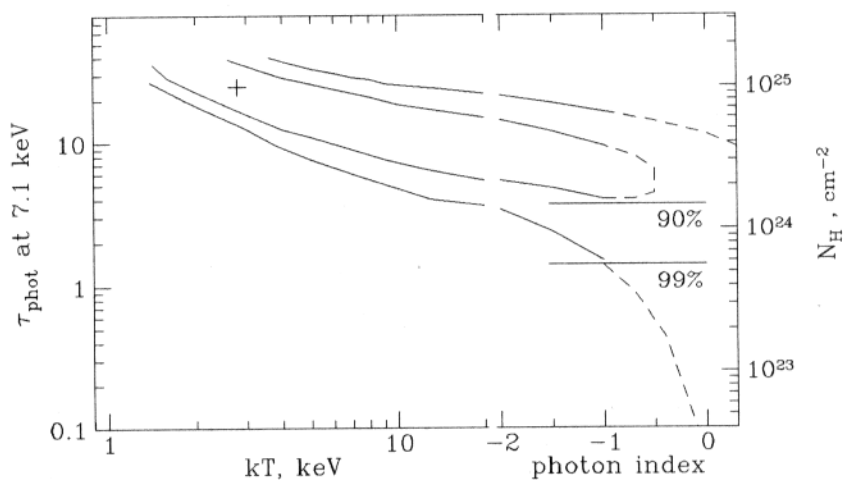


Рис. 3.3 Контуры постоянного χ^2 , полученные при подборе модели для 5 жестких точек спектра на рис. 3.2 (см. текст). По осям отложены жесткость исходного спектра и толщина по фотопоглощению. Как тормозной, так и степенной спектры дают одинаковое значение χ_{\min}^2 и наилучшие значения N_{H} , и мы решили привести контуры для модели с тормозным спектром (параметры N_{H} и T_e), а там, где спектр жестче, чем тормозной, пририсовать контуры для степенной модели (параметры N_{H} и фотонный индекс). Крестом отмечена точка с $\chi_{\min}^2 = 0.3 / 5-3$ степеней свободы. Контуры соответствуют $\chi_{\min}^2 + 2.71$ и $\chi_{\min}^2 + 6.63$, т.е., чтобы определить 90% и 99% нижние пределы на толщину по поглощению, нужно взять нижнюю точку соответственно первого и второго контура (н-р, Bevington & Robinson 1992). На практике это то же самое, что предположить наиболее консервативный (жесткий) спектр и вычислить нижний предел на оставшийся параметр N_{H} . Контуры проведены пунктиром там, где исходный спектр возрастающий (имеет положительный энергетический индекс).

Библиография

- Bevington, P.R., & Robinson, D.K. "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences" (New York: McGraw-Hill), 1992
- Churazov, E., *et al.* 1993, *Ap.J.*, **407**, 752
- Eyles, C.J., Watt, M.P., Bertram, D., Church, M.J., Ponman, T.J., Skinner, G.K., Willmore, A.P. 1991, *Ap.J.*, **376**, 23
- Fabian, A.C. 1977, *Nature*, **269**, 672
- Güsten, R. 1989, in IAU Symp. 136 *The Center of the Galaxy*, p.89, ed. M.Morris (Dordrecht: Kluwer)
- Heiligman, G.M. 1987, *Ap.J.*, **314**, 747
- Kawai, N., Fenimore, E.E., Middleditch, J., Cruddace, R.G., Fritz, G.G., Snyder, W.A., & Ulmer, M.P. 1988, *Ap.J.*, **330**, 130
- Koyama, K., Awaki, H., Kunieda, H., Takano, S., Tawara, Y., Yamauchi, S., Hatsukade, I., & Nagase, F. 1989, *Nature*, **339**, 603
- Markevitch, M., Sunyaev, R.A., & Pavlinsky, M. 1993, *Nature*, **364**, 40
- Marshall, F.E., Boldt, E.A., Holt, S.S., Miller, B.B., Mushotzky, R.F., Roze, L.A., Rothschild, R.E., & Serlemitsos, P.J. 1980, *Ap.J.*, **235**, 4
- Mirabel, I.F., *et al.* 1992, *Nature*, **358**, 215
- Mitsuda, K., Takeshima, T., Kii, T., & Kawai, N. 1990, *Ap.J.*, **353**, 480
- Nottingham, M.R., Skinner, G.K., Willmore, A.P., Borozdin, K.N., Churazov, E., and Sunyaev, R.A. 1993, *A&A Suppl.*, **97**, 165
- Павлинский, М.Н., Гребенев, С.А. и Сюняев, Р.А. 1992, *Письма в Астрон. Ж.*, **18**, 91
- Pavlinkii, M.N., Grebenev, S.A., & Sunyaev, R.A. 1993, *Ap.J.*, in press
- Sanders, D.V., Solomon, P.M., & Scoville, N.Z. 1984, *Ap.J.*, **276**, 182
- Skinner, G.K. *et al.* 1987, *Nature*, **330**, 544
- Skinner, G.K. 1989, in IAU Symp. 136 *The Center of the Galaxy*, p.567, ed. M.Morris (Dordrecht: Kluwer)
- Сюняев, Р.А. и др. 1991, *Письма в Астрон. Ж.*, **17**, 99
- Sunyaev, R.A., Markevitch, M. & Pavlinsky, M. 1993, *Ap.J.*, **407**, 606
- Townes, C.H. 1989, in IAU Symp. 136 *The Center of the Galaxy*, p.1, ed. M.Morris (Dordrecht: Kluwer)
- Вайнштейн, Л.А., и Сюняев, Р.А. 1980, *Письма в Астрон. Ж.*, **6**, 673
- Watson, M.G., Willingale, R., Grindlay, J.E., & Hertz, P. 1981, *Ap.J.*, **250**, 142

Yamauchi, S., Kawada, M., Koyama, K., Kunieda, H., & Tawara, Y. 1990, *Ap.J.*, **365**, 532

Zel'dovich, Ya.B., & Rayzer, Yu.P. 1966, *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena* (NY: Academic)

Заключение

В предыдущих частях были подробно изложены метод моделирования влияния эволюционирующих скоплений галактик на реликтовый фон и то, как отрицательные результаты поиска угловых флуктуаций этого фона на минутных масштабах позволяют наложить ограничения на модель эволюции скоплений. Горячий межгалактический газ в скоплениях, который вызывает искажение спектра реликтового фона, все еще недостаточно исследован, и это является главным источником неопределенности в подобных расчетах. Рентгеновский телескоп АРТ-II на борту космической обсерватории *Гранат* провел наблюдения яркого и богатого скопления галактик в созвездии Персей. Аккуратная обработка этих наблюдений все еще продолжается, но предварительные результаты кажутся довольно интересными и несколько проясняют состояние, в котором находится газ в скоплении. АРТ-II наблюдал также диффузный источник в центре нашей Галактики, который до этого считался областью горячего газа с температурой 10–15 кэВ. По результатам этих наблюдений было предложено другое объяснение природы этого источника, и осуществлена давно предлагавшаяся идея оценки светимости Галактического центра в прошлом по интенсивности рассеянного излучения. Телескоп АРТ-II имеет возможность строить изображения объектов как в мягком рентгене, так и в интереснейшей области 10–30 кэВ, которая недоступна другим рентгеновским телескопам, более чувствительным и точным, которые работают в составе обсерватории ROSAT и только что начавшей работу обсерватории ASCA. Поэтому его данные содержат много интересного.

Ниже кратко перечисляются основные результаты, приведенные в диссертации.

1. Предложен метод моделирования влияния на реликтовый фон газа в эволюционирующих скоплениях галактик. Этот метод воспроизводит основные особенности наблюдаемой сегодня выборки скоплений и относительно устойчив к предположениям об эволюции. Следуя этому методу,

- а) оценен нижний предел на космологический параметр плотности Ω и получены ограничения на спектр первичных флуктуаций плотности, исходя из данных экспериментов OVRO и NRAO по поис-

ку флуктуаций фона на минутных угловых масштабах ($\Omega > 0.2-0.6$ в зависимости от предполагаемого спектра первичных флуктуаций),

б) вычислена величина искажения спектра реликтового фона, вызываемого скоплениями в различных эволюционных моделях,

в) смоделированы кривые подсчетов микроволновых источников, связанных с газом в скоплениях, для экспериментов с разным угловым разрешением. Также получены ограничения на космологические параметры, накладываемые экспериментами по поиску микроволновых источников OVRO RING и VLA.

2. Проведены рентгеновские наблюдения горячего газа в скоплении Персей и обнаружены области разной температуры. Обнаружилось, что эти области совпадают с подгруппами галактик в скоплении, которые можно выделить в пространстве “положение на небе — лучевая скорость”, и которые, вероятно, являются остатками тех частей, из которых образовалось скопление. Это свидетельствует о том, что скопление не достигло еще динамического равновесия.

3. Получены рентгеновские изображения протяженного источника в центре Галактики, ранее считавшегося областью газа с температурой $10-15$ кэВ, в разных спектральных диапазонах. Эти изображения и его спектр свидетельствуют о том, что жесткая компонента источника, вероятнее всего, возникает при рассеянии фотонов от близлежащих компактных рентгеновских источников в молекулярных облаках. При этом исчезает необходимость привлекать газ с неправдоподобно высокой температурой для объяснения природы источника — мягкую компоненту диффузного излучения может давать плазма с умеренной температурой $1-3$ кэВ. Таким образом, в одной и той же области центра Галактики, по-видимому, существует не один, а два диффузных источника — жесткий и мягкий, имеющие различную природу.

4. Оценен верхний предел на светимость Галактического центра за последние 400 лет, исходя из того, что наблюдаемый диффузный рентгеновский поток является верхним пределом на рассеянный в газе поток от Галактического центра. Источники вблизи Галактического центра в среднем были не более чем в 10 раз ярче, чем сегодня, в течении последних нескольких сотен лет.