

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт космических исследований Российской академии наук

на правах рукописи

**Медведев Павел Сергеевич**

Физические процессы  
в горячей астрофизической плазме:  
диффузия элементов  
в межгалактической и межзвездной среде,  
рентгеновское излучение джетов микроквазаров.

01.03.02 Астрофизика, звездная астрономия

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:  
профессор РАН, д.ф.-м.н. Сазонов С. Ю.  
член-корр. РАН, д.ф.-м.н. Гильфанов М. Р.

Москва, 2017

Хочу выразить глубокую благодарность моим научным руководителям Сергею Юрьевичу Сазонову и Марату Равильевичу Гильфанову, их стиль работы всегда служил для меня примером, к которому нужно стремиться. Значение Вашей научной школы для меня невозможно переоценить.

Диссертационная работа выполнена в отделе Астрофизики Высокий Энергий ИКИ РАН, всем сотрудникам которого я благодарен за поддержку и всегда замечательную рабочую атмосферу. Хочу сказать огромное спасибо Андрею Семене и Ильдару Хабибуллину за большое количество бурных и интересных обсуждений. Большое спасибо Екатерине Филипповой за помощь в подготовке текста работы. Отдельную благодарность хотелось бы выразить руководителю нашего коллектива Рашиду Алиевичу Сюняеву.

Часть представленной работы была выполнена в Астрофизическом Институте общества им. Макса Планка, я благодарен им за гостеприимство во время визитов.

Я благодарен моим родителям и брату за постоянную поддержку и понимание.

# Оглавление

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>3</b>
1.1	Актуальность и цели работы . . . . .	6
1.2	Основные положения, выносимые на защиту . . . . .	9
1.3	Список публикаций по теме диссертации . . . . .	11
1.4	Апробация работы . . . . .	12
1.5	Личный вклад автора . . . . .	13
<b>2</b>	<b>Метод расчета диффузии элементов</b>	<b>14</b>
2.1	Введение . . . . .	14
2.2	Физическое описание . . . . .	16
2.2.1	Скорость диффузии . . . . .	18
2.3	Полная система уравнений . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Диффузия в скоплениях галактик и влияние аномалий в обилии элементов на космологические измерения</b>	<b>27</b>
3.1	Введение . . . . .	27
3.2	Рентгеновские и СЗ наблюдения скоплений галактик . . . . .	29
3.2.1	Величины, определяемые из анализа рентгеновских данных . . . . .	29
3.2.2	Определение угломерного расстояния . . . . .	34
3.3	Влияние диффузии на распределение элементов в газе скоплений . . . . .	36
3.3.1	Методика расчета . . . . .	37
3.3.2	Модель скопления . . . . .	38
3.3.3	Формирование распределения элементов . . . . .	40
3.3.4	Диффузия элементов через внешнюю границу скопления . . . . .	43
3.4	Влияние перераспределения гелия на интерпретацию рентгеновских и СЗ наблюдений . . . . .	45
3.5	Заключение . . . . .	48
<b>4</b>	<b>Диффузия элементов в галактиках раннего типа</b>	<b>53</b>
4.1	Введение . . . . .	53
4.2	Выборка галактик . . . . .	55
4.3	Анализ рентгеновских данных . . . . .	57
4.4	Моделирование процесса диффузии . . . . .	60
4.5	Результаты . . . . .	61
4.5.1	Пространственное распределение элементов . . . . .	61
4.5.2	Изменение массовой доли элементов . . . . .	61
4.5.3	Сравнение расчета с диффузией в скоплениях галактик . . . . .	66
4.5.4	Седиментация гелия . . . . .	67
4.5.5	Значение термодиффузии . . . . .	67

4.6	Заключение . . . . .	67
<b>5</b>	<b>Диффузия гелия в период формирования первых галактик</b>	<b>77</b>
5.1	Введение . . . . .	77
5.2	Модель . . . . .	78
5.2.1	Стадия I. Рост возмущений плотности до момента их первичного коллапса . . . . .	80
5.2.2	Стадия II. Космологическая аккреция . . . . .	83
5.2.3	Метод расчета диффузии . . . . .	85
5.2.4	Описание схемы расчета . . . . .	88
5.3	Результаты расчетов . . . . .	90
5.3.1	Аккреция холодного газа на минигало до эпохи реионизации	90
5.3.2	Прогрев газа на ранних стадиях космологической реионизации	93
5.3.3	Оценка диффузии в аккреционном потоке горячего газа . . .	95
5.4	Заключение . . . . .	98
<b>6</b>	<b>Спектральная модель излучения джетов микроквазаров</b>	<b>104</b>
6.1	Введение . . . . .	104
6.2	Модель . . . . .	105
6.2.1	Физика моделирования . . . . .	106
6.2.2	Расчет энергетического спектра . . . . .	110
6.2.3	Триплеты гелиоподобных ионов . . . . .	113
6.2.4	Параметризация модели . . . . .	114
6.3	Базовые предсказания модели . . . . .	118
6.3.1	Светимость линий и континуума . . . . .	118
6.3.2	Наклон 3–6 кэВ, отношение потоков $F_{1.5-3}/F_{3-6}$ , $F_{6-9}/F_{3-6}$ и $Lu\alpha/K\alpha$ . . . . .	120
6.3.3	Отношение потоков в линиях He-подобный триплетов . . . . .	122
6.4	Применение модели к анализу данных SS 433 . . . . .	124
6.4.1	Адаптация модели для SS 433 . . . . .	124
6.4.2	Наблюдательные данные . . . . .	126
6.4.3	Применение модели в ПО xspec . . . . .	126
6.4.4	Результаты аппроксимации . . . . .	127
6.5	Техника реализации табличной модели . . . . .	131
6.5.1	Представление и нормализация модели . . . . .	131
6.5.2	Диапазон параметров . . . . .	132
6.5.3	Точность интерполяции . . . . .	132
6.6	Заключение . . . . .	133

# Глава 1

## Введение

Скопления галактик являются наиболее крупными гравитационно-связанными объектами во Вселенной, которые успели сформироваться к современной космологической эпохе. Богатые скопления содержат тысячи галактик квазиравновесно распределенных в гравитационном потенциале, доминирующий вклад в который вносит темная материя ( $\sim 85\%$  от полной гравитирующей массы). Суммарная масса всех галактик составляет лишь  $\sim 1\%$  от полной массы системы, в то время как основная часть барионного бюджета сосредоточена в межгалактическом газе ( $\sim 10\%$ ). Падая в глубокую потенциальную яму скопления межгалактический газ разогревается до огромных температур ( $\sim 5$  кэВ), превращая скопления в мощный источник рентгеновского излучения со светимостями  $10^{44}$ – $10^{45}$  эрг/с. При этом характерная плотность межгалактической среды составляет лишь  $\sim 10^{-3}$  см $^{-3}$ .

Как показывают теоретические оценки, характерная гидродинамическая шкала времени в горячем газе обычно гораздо меньше, чем время изменения конфигурации темной материи, поэтому межгалактический газ в каждый момент времени можно приближенно считать находящимся в гидростатическом равновесии в гравитационном поле скопления. Более того, пространственное распределение межгалактического газа в релаксировавших скоплениях имеет вид близкий к сферически-симметричному. Поэтому температура и плотность межгалактической среды, измеряемые напрямую из широкополосной пространственно-разрешенной рентгеновской спектроскопии, дают почти прямую информацию о профиле гравитационного потенциала скоплений.

С одной стороны, благодаря таким свойствам, излучение межгалактической плазмы может быть относительно легко воспроизведено численными или даже аналитическими моделями. Так, например, ионизационный баланс в межгалактическом газе с высокой точностью может быть описан корональным приближением. Помимо этого, низкая плотность газа делает скопления прозрачными как для собственного, так и для внешнего излучения. Оптическая толщина по томсоновскому рассеянию в скоплениях в среднем составляет  $\sim 0.01$ . С другой стороны, межгалактическая среда содержит горячую многокомпонентную плазму, которая позволяет изучать огромное разнообразие физических явлений: ударные волны, атмосферные взрывы (модель взаимодействия газа с центральной сверхмассивной черной дырой), эффект Сюняева-Зельдовича, процессы переноса в замагниченной турбулентной среде и многое другое.

Несмотря на кажущуюся относительную простоту, понимание физических процессов, протекающих в горячей плазме межгалактической среды, остается далеко

неполным. Особый интерес представляет изучение процессов переноса. Хорошо известно, что теплопроводность, вязкость и диффузия частиц в скоплениях галактик могут быть подавлены магнитными полями (см. Чандрэн & Коули, 1998). Тем не менее, конкретный механизм и величина подавления остаются существенно неопределенными. Как было показано в ряде работ, хаотический характер изменений магнитных полей, порождаемых турбулентным перемешиванием газа, вызывает лишь умеренное подавление глобальных коэффициентов переноса (Нараян & Медведев, 2001; Малышкин, 2001; Чандрэн & Марон, 2004). Большая неопределенность, однако, остается в понимании роли неустойчивостей, которые могут развиваться в неоднородной замагниченной горячей плазме межгалактической среды (см. подробнее главу 2).

Первая часть работы (главы диссертации 2–5) посвящена изучению процессов диффузии, протекающих в горячей астрофизической плазме. Диффузия частиц может существенно влиять на химический состав газа в скоплениях галактик, галактических группах и эллиптических галактиках. Ввиду того, что коэффициенты диффузии в плазме быстро возрастают с ростом температуры ( $\propto T^{5/2}$ ), наибольшую амплитуду эффектов диффузии (изменение относительного содержания элементов) следует ожидать, прежде всего, для межгалактического газа, так как скопления галактик являются также и самыми горячими вириализованными объектами во Вселенной. Тем не менее, эффекты диффузии могут быть значительными и в относительно небольших, изолированных эллиптических галактиках с массами  $\sim 10^{12}$ – $10^{13} M_{\odot}$ . Корреляционные соотношения между массой, температурой и плотностью газа в таких объектах могут существенно отличаться от наблюдаемых соотношений для скоплений галактик, что оказывается важным при расчетах диффузии. Обнаружение эффектов диффузии (или обнаружение их отсутствия) должно дать чрезвычайно важную информацию о степени подавления коэффициентов диффузии в горячей замагниченной плазме. Важно при этом, что механизмы и степень подавления могут различаться в массивных скоплениях и в относительно маломассивных эллиптических галактиках.

Помимо возможности исследования физических явлений в плазме, скопления галактик являются мощнейшим инструментом современной наблюдательной космологии. Исследования скоплений дают возможность изучать такие базовые вопросы, как свойства темной материи и спектр мощности первичных возмущений плотности. Космологические тесты, основанные на наблюдениях скоплений галактик, позволяют определять основные космологические параметры, среди которых космологическая постоянная  $\Lambda$ , параметр плотности материи  $\Omega$ , а также и вклад в эту плотность барионного компонента  $\Omega_b/\Omega$ . Более того, благодаря эффекту Сюняева-Зельдовича становится возможным и определение постоянной Хаббла: совместные наблюдения в рентгеновском и высокочастотном радио диапазонах позволяют независимо от других методов находить абсолютное расстояние до скоплений, а значит и использовать эти объекты в качестве стандартной линейки для построения шкалы расстояний во Вселенной. Быстрый прогресс в наблюдательной технике не только расширяет список космологических задач, которые могут быть решены с помощью скоплений галактик, но и увеличивает точность уже существующих методов, делая наблюдения этих объектов одним из основных инструментов эпохи точной космологии. Поэтому сейчас становится особенно актуально исследование потенциальных источников неопределенностей, влияющих на точность важных для космологических тестов измерений. Процессы диффузии

в межгалактическом газе могут быть одной из причин возникновения систематических ошибок в таких измерениях.

Важным следствием диффузии является предсказываемое “оседание” (седиментация) ионов гелия в гравитационной потенциальной яме. В результате такого процесса может формироваться сложный профиль относительного содержания гелия в галактиках и скоплениях галактик. Однако обилие гелия не может быть измерено напрямую из рентгеновской спектроскопии, так как водород (потенциал ионизации 13.6 эВ) и гелий (54.4 эВ) находятся в состоянии полной ионизации при характерных для таких объектов высоких температурах плазмы, высвечивая свою энергию преимущественно за счет тормозного излучения. Поэтому для моделирования рентгеновских данных необходимо предполагать некоторую величину содержания гелия, от которой будет зависеть прогнозируемая мера эмиссии газа. В свою очередь, отклонения обилия гелия от его солнечного значения, как правило предполагаемого при анализе данных, будет приводить к возникновению систематических ошибок в величинах, определяемых из такого анализа. В частности, этот эффект влияет на такие важные для космологии величины, как масса газа, полная масса и угломерное расстояние до скоплений.

Согласно современной парадигме эволюции Вселенной большая часть гелия в космической плазме была сформирована в первые минуты после Большого взрыва в результате процесса первичного нуклеосинтеза ( $\approx 25\%$  от общей барионной плотности). Масса гелия в межгалактическом газе может превосходить общую массу всех галактик в скоплении, поэтому можно предполагать, что звездная эволюция не может создать значительных отклонений обилия гелия в межгалактической среде от его первичного значения. Однако, как показывают простые оценки, гораздо большие отклонения могут возникать в результате седиментации гелия в центральных областях скоплений и эллиптических галактик. В главах диссертации 3 и 4 исследуются максимально возможные амплитуды таких эффектов, а также значение седиментации гелия для анализа наблюдательных данных.

Некоторые отклонения от первичного состава космической плазмы могли возникать и на более ранних стадиях в результате действия диффузии во время формирования первых структур в ранней Вселенной. Исследование этого вопроса представляет большой интерес, так как астрономические измерения первичного содержания легких химических элементов (гелия-4, дейтерия и лития-7) дают уникальную возможность заглянуть в очень раннюю Вселенную ( $z \sim 10^9$ ) и проверить предсказания стандартной космологической модели. Единственным свободным параметром стандартных расчетов первичного нуклеосинтеза является барион-фотонное отношение. Новый уровень точности определения этого параметра был недавно достигнут космической обсерваторией им. Планка с помощью измерений космического микроволнового фонового излучения Вселенной. Важно также, что в последние годы стало возможным получать абсорбционные спектры высокого качества далеких квазаров с помощью крупных наземных оптических телескопов. Благодаря наблюдениям облаков холодного газа, расположенных на луче зрения между наблюдателем и далекими квазарами, было измерено первичное обилие легких химических элементов. Результаты прямых измерений в целом хорошо согласуются с предсказаниями стандартной космологической модели, хотя и имеются небольшие расхождения. Измерение обилия лития-7 в старых звездах гало нашей Галактики представляет еще один метод изучения первичного химического состава вещества во Вселенной. Однако обилие лития, измеряемое таким

способом, оказывается значительно ниже “стандартного” значения (см., например, Кок, Узан & Вангиони, 2014). Объяснение таких расхождений, вероятно, может быть связано с эволюцией самих звезд, однако необходимо исследовать и другие возможности. В частности, может играть роль диффузия химических элементов при формировании структур в ранней Вселенной. В главе диссертации 5 мы исследуем такую возможность.

Вторая часть диссертации посвящена изучению феномена релятивистских струйных выбросов вещества (барионных джетов) в рентгеновских двойных системах (глава диссертации 6). Запуск барионных джетов является одним из фундаментальных предсказаний теории дисковой аккреции в режиме, когда темп переноса массы со звезды-донора настолько большой, что одного только излучения недостаточно для уноса высвобождаемой в диске потенциальной энергии аккрецируемого вещества. Несмотря на большое количество наблюдательных проявлений релятивистских джетов, как в рентгеновских двойных, так и в активных ядрах галактик, механизмы запуска, коллимации и даже состав джетов (лептонный или барионный) остаются неясными.

На данный момент единственное достоверное доказательство возможности запуска барионных релятивистских джетов связано с уникальным Галактическим микроквазаром SS 433, который наблюдается в постоянном и значительно сверхкритическом режиме аккреции. С момента обнаружения исключительных свойств SS 433 накоплено огромное количество высококачественного наблюдательного материала, в том числе в рентгеновском диапазоне длин волн. Для описания рентгеновских спектров SS 433 был предложен ряд базовых моделей излучения барионных джетов (Бринкманн и др., 1988; Котани и др., 1996; Маршалл, Канисарес & Шульц, 2002). В то время как первые модели могли лишь частично воспроизвести наблюдаемые особенности излучения центральной области SS 433 (Бринкманн, Котани & Каваи, 2005), последующие попытки согласования предсказаний модели и наблюдательных данных неизбежно приводили к чрезмерному возрастанию уровня сложности моделирования. Это, в свою очередь, приводит к тому, что применение таких моделей, описывающих конкретные наблюдаемые особенности SS 433, в качестве универсального инструмента поиска и исследования барионных джетов в рентгеновских двойных системах становится малоприменимым.

В главе диссертации 6 исследуется возможность описания наблюдательных особенностей системы SS 433 в рентгеновском диапазоне длин волн в рамках разработанной общей модели излучения релятивистских барионных джетов. Компромисс между обобщенностью и сложностью моделирования достигается путем самосогласованного подхода к расчету распределений температуры, меры эмиссии и эффектов отклонения ионизационного баланса от коронального предела.

## 1.1 Актуальность и цели работы

Целью первой части работы (главы диссертации 2–5) является комплексное изучение степени влияния процессов диффузии на формирование распределения элементов внутри вириального радиуса в галактиках, галактических группах и скоплениях галактик с вириальными массами от  $10^{12}$  до  $10^{15} M_{\odot}$ . Рассмотренные задачи для широкого класса объектов должны помочь в понимании роли диффузии среди других физических процессов, протекающих в горячей космической плазме.

Глава 3 диссертации посвящена изучению амплитуды эффектов диффузии в



межгалактической среде скоплений галактик. В частности, в этой главе рассматривается роль эффекта термодиффузии в скоплениях с холодными ядрами. Термодиффузия в плазме межгалактической среды приводит к движению элементов тяжелее водорода в направлении градиентов температуры, поэтому в холодных ядрах скоплений термодиффузия противодействует гравитационной седиментации, а во внешних частях, наоборот, усиливает ее эффект. Градиенты температуры в центральных областях таких объектов оказываются достаточными для того, чтобы в результате действия термодиффузии обилие тяжелых элементов было значительно подавлено в центре скопления (внутри области  $\sim 50$  кпк). Исследование механизмов, способных формировать такое распределение металлов, актуально, так как в скоплениях с холодными ядрами действительно наблюдают уменьшение металличности газа вблизи центра скоплений, причины которого остаются неясными (например, Панагулия, Сандерс & Фабиан, 2015).

В главах 3 и 4 рассчитывается темп увеличения обилия гелия в областях скоплений ( $\sim 1$  Мпк) и эллиптических галактик ( $\sim 10$  эффективных радиусов), которые доступны для наблюдений в рентгеновском диапазоне длин волн. Этот эффект может быть важен при анализе наблюдательных данных, в особенности для скоплений галактик, так как отклонения обилия гелия от его солнечного (или, что почти тоже самое, первичного) значения может являться источником систематических ошибок в важных для наблюдательной космологии измерениях.

Изучение максимально возможного влияния диффузии на состав космической плазмы важно также с точки зрения поиска наблюдательных проявлений таких эффектов. Результаты, полученные в главах 3 и 4, потенциально дают возможность для исследования степени подавления коэффициентов диффузии в горячей замагниченной турбулентной плазме. Эта область исследований активно развивается как в плане теоретических оценок и численных симуляций, так и в плане наблюдательной техники, с помощью которой можно получить информацию о эффективности процессов переноса.

Целью главы 5 диссертации является получение надежных ограничений на амплитуду возможного влияния диффузии на химический состав газа внутри гало темной материи в период, предшествующий эпохе реионизации. Исследование даже малейших отклонений от первичного состава газа является актуальным, так как прямые измерения первичного обилия гелия-4 сейчас достигают уровня точности  $\sim 1\%$ . Нужно полагать, что дальнейший прогресс в технике наблюдений позволит улучшить точность прямых измерений еще на один порядок величины и, таким образом, подойти к уже достигнутому уровню точности  $\sim 0.1\%$  космологических предсказаний. В таком случае станет доступна прямая проверка стандартной теории первичного нуклеосинтеза, а рассмотрение эффектов диффузии — необходимым. В настоящее время существует лишь небольшое количество работ, посвященных диффузии первичных элементов (например, Медвижи & Лоеб, 2001, Поспелов & Афшорди, 2012). Однако, полученные в этих работах амплитуды эффекта сильно различаются — от долей процента до нескольких раз. Поэтому необходимо провести детальный расчет перераспределения легких химических элементов в гало разных масс в ранней Вселенной — на красных смещениях  $z \sim 100\text{--}20$ . Именно в эту эпоху диффузионные эффекты могли быть наиболее сильны. Результаты этой главы могут быть полезными также для понимания начальных условий, в которых формировались первые звезды в эпоху реионизации.

Целью второй части работы (глава 6) является построение спектральной моде-

ли теплового рентгеновского излучения барионных джетов. В этой работе основное внимание уделяется возможности воспроизвести излучение барионных релятивистских джетов для широкого диапазона параметров, которые могут встречаться в рентгеновских двойных системах. Разработанная модель может быть использована как для анализа данных рентгеновской спектроскопии высокого разрешения SS 433, так и для поиска компонент, связанных с излучением барионных джетов в спектрах других рентгеновских двойных систем. Так, например, уже сейчас доступны для исследований наблюдения SS 433 в жестком рентгеновском диапазоне обсерватории нового поколения *NuSTAR* (Харрисон и др., 2013). В качестве примеров источников с возможным наличием барионных джетов в системе можно привести такие объекты, как рентгеновская двойная в нашей Галактике — 4U 1630-47 (Диас Триго и др., 2013), ULX Holmberg II X-1 (Уолтон и др., 2015), потенциально аналогичная SS 433 система S 26 в NGC 7793 (Сория и др., 2010), а также необычный радиотранзиент в M 82 (Джозеф, Маккароне & Фендер, 2011). Число подобных кандидатов быстро растет, поэтому предложенная модель должна быть полезна для мирового сообщества рентгеновской астрономии. Представленная в диссертации модель полностью адаптирована для применения в таких широко используемых пакетах программного обеспечения для обработки данных рентгеновских наблюдений, как *xspec* и *sherpa*. Модель доступна для общего пользования и может быть загружена по веб-адресу: <http://hea133.iki.rssi.ru/public/bjet/>

## 1.2 Основные положения, выносимые на защиту

1. Показано, что эффект термодиффузии в наиболее горячих скоплениях галактик с холодными ядрами может принципиально изменить картину гравитационного оседания элементов в межгалактическом газе. Термодиффузия в межгалактической плазме приводит к движению элементов тяжелее водорода в направлении градиентов температуры, поэтому в холодных ядрах скоплений термодиффузия противодействует гравитационной седиментации, а во внешних частях, наоборот, усиливает ее эффект. Для скопления Abell 2029 показано, что термодиффузия может полностью удалить элементы тяжелее водорода из холодного ядра скопления за 5–7 миллиардов лет.
2. Показано, что возможное отклонение обилия гелия от его солнечного значения в межгалактической среде должно приводить к ошибкам определения параметров скоплений по рентгеновским наблюдениям и наблюдениям эффекта Сюняева-Зельдовича: меры эмиссии, химического состава и температуры газа, а также угломерного расстояния до скопления. Показано, что из-за перераспределения гелия под действием диффузии в скоплении Abell 2029 обилие металлов в нем может быть недооценено на 30 %, а угломерное расстояние на 10–25 %.
3. Показано, что в результате действия процессов термодиффузии и гравитационной седиментации на периферии массивных скоплений галактик среднее по объему скопления обилие гелия должно возрастать с течением времени. Показано, что в скоплении Abell 2029 интегральное обилие гелия внутри радиуса 1.5 Мпк растет с темпом 5 % за один миллиард лет.
4. Исследована роль диффузии элементов в межзвездной среде эллиптических галактик. Показано, что эффект диффузии элементов в межзвездном газе должен быть больше в маломассивных галактиках с разреженным окружением, чем в гигантских галактиках, окруженных горячей межгалактической средой.
5. На основе выборки из 11 эллиптических галактик, для которых имеются рентгеновские данные обсерваторий *Chandra* и *XMM-Newton* высокого качества, показано, что в результате гравитационной седиментации обилие гелия может возрастать внутри эффективного радиуса галактики в среднем на 60 % за 1 миллиард лет.
6. Показано, что диффузия элементов в холодном и практически нейтральном первичном газе могла привести к увеличению содержания гелия и дейтерия по отношению к водороду на уровне  $\delta X/X \sim 10^{-4}$  внутри минигало с массами  $10^5$ – $10^6 M_{\odot}$  на заре эпохи космологической реионизации ( $z \sim 10$ ).

7. Показано, что умеренный и ожидаемый прогрев газа во Вселенной на начальной стадии ее реионизации мог привести к усилению эффекта диффузии примерно в 4 раза, на уровне  $\delta X/X \sim 4 \times 10^{-4}$  для гало с массами  $\sim 10^6 M_{\odot}$ . Степень увеличения обилия первичных элементов зависит от температуры и степени ионизации газа и, следовательно, потенциально может дать уникальную информацию о первых этапах реионизации Вселенной.
  
8. Разработана спектральная модель теплового рентгеновского излучения умеренно релятивистских ( $\beta = v_b/c \sim 0.03\text{--}0.3$ ) барионных джетов в рентгеновских двойных системах. Показано, что такая модель позволяет описать спектр высокого разрешения микроквазара SS 433, полученный с помощью телескопа *Chandra* во время прецессионной фазы системы, близкой к кроссоверу, когда вклад несвязанных с излучением джетов компонент в энергетический спектр ожидается минимальным.

### 1.3 Список публикаций по теме диссертации

1. *Impact of thermal diffusion and other abundance anomalies on cosmological uses of galaxy clusters.*  
Medvedev P., Gilfanov M., Sazonov S., Shtykovskiy P., 2014,  
MNRAS, 440, 2464
2. *Thermal X-ray emission from a baryonic jet:  
a self-consistent multicolour spectral model*  
I. Khabibullin, Medvedev P., Sazonov S., 2016,  
MNRAS, 455, 1414
3. *Helium diffusion during formation of the first galaxies*  
Medvedev, P., Sazonov, S., Gilfanov, M., 2016,  
MNRAS, 459, 431
4. *Диффузия элементов в межзвездной среде в галактиках раннего типа,*  
Медведев П., Сазонов С., Гильфанов М., 2017,  
Письма в Астрономический Журнал, 43, 5, 321-340  
(*Element diffusion in the interstellar medium in early-type galaxies*  
Medvedev, P., Sazonov, S., Gilfanov, M., 2017,  
Astronomy Letters, 43, 5, 285-303)

## 1.4 Апробация работы

Основные результаты диссертации были представлены на конференциях:

1. Всероссийская конференция “*Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра*” — ИКИ РАН, Москва, 24–27 декабря 2012 г.  
Устный доклад: “Диффузия элементов в межгалактическом газе в скоплениях галактик”.
2. Всероссийская конференция “*Физика плазмы в солнечной системе*” — ИКИ РАН, Москва, 3–5 апреля 2013 г.  
Устный доклад: “Влияние диффузии элементов в межгалактическом газе на интерпретацию рентгеновских и микроволновых наблюдений скоплений галактик”.
3. Всероссийская конференция “*Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра*” — ИКИ РАН, Москва, 23–26 декабря 2013 г.  
Устный доклад: “Влияние диффузии элементов в межгалактическом газе на интерпретацию рентгеновских и микроволновых наблюдений скоплений галактик”.
4. XI Конференция молодых ученых “*Фундаментальные и прикладные космические исследования*” — ИКИ РАН, Москва, 9–11 апреля 2014 г.  
Устный доклад: “Обилие элементов в межгалактическом газе в скоплениях галактик”.
5. Международная конференция “*Cosmology and relativistic astrophysics, Zeldovich-100*” — ИКИ РАН, Москва, 16–20 июня 2014 г.  
Постерный доклад: “Impact of thermal diffusion and other abundance anomalies on cosmological uses of galaxy clusters”.
6. Всероссийская конференция “*Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра*” — ИКИ РАН, Москва, 22–25 декабря 2014 г.  
Устный доклад: “Диффузия элементов в ранней Вселенной”.
7. XII Конференция молодых ученых “*Фундаментальные и прикладные космические исследования*” — ИКИ РАН, Москва, 13–15 апреля 2015 г.  
Устный доклад: “Расшифровка рентгеновских спектров SS 433: совместный анализ данных *Chandra & XMM-Newton*”.
8. Всероссийская конференция “*Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра*” — ИКИ РАН, Москва, 21–24 декабря 2015 г.  
Устный доклад: “Диффузия элементов в ранней Вселенной”.
9. XIII Конференция молодых ученых “*Фундаментальные и прикладные космические исследования*” — ИКИ РАН, Москва, 13–15 апреля 2015 г.  
Устный доклад: “Диффузия элементов в межзвездном газе в эллиптических галактиках”.
10. Международная астрофизическая школа “*Astrophysical Jets*” — Institut d’Etudes Scientifiques de Cargese, Карджес, Франция, 23 мая–1 июня 2016 г.

Устный доклад: “Thermal X-ray emission from a baryonic jet: a self-consistent multicolour spectral model”

11. Всероссийская конференция “*Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра*” — ИКИ РАН, Москва, 20-23 декабря 2016 г.

Устный доклад: “Диффузия элементов в межзвездной среде в галактиках раннего типа”.

12. Астрофизический коллоквиум летнего семестра университета Тюбинген — Institut für Astronomie und Astrophysik, Tübingen, 24 апреля 2017 г.

Приглашенный устный доклад: “Physical processes in hot astrophysical plasmas: gravitational sedimentation and X-ray emission from baryonic jets”.

## 1.5 Личный вклад автора

По теме диссертации опубликовано 4 работы в рецензируемых научных изданиях, из которых в 3 определяющую роль в подготовке и написании сыграл автор диссертации, в том числе в плане выполнения аналитических расчетов, численного моделирования, обработки данных, а также интерпретации полученных результатов. Некоторые идеи методики моделирования и расчетов диффузии были предложены М. Р. Гильфановым и С. Ю. Сазоновым (численный код частично предоставлен П. Е. Штыковским). В работе, посвященной моделированию излучения релятивистских барионных джетов в рентгеновских двойных системах, автором диссертации полностью выполнены численные расчеты и техническая реализация модели, а также выполнены частично аналитические расчеты и написание текста.

## Глава 2

# Метод расчета диффузии элементов

### 2.1 Введение

Диффузией частиц в скоплениях галактик называют процесс пространственного разделения химических элементов (ионов), обладающих разными массами и электрическими зарядами, под действием сил гравитации, градиентов плотности и температуры газа. Уже в первых работах, посвященных диффузии частиц в межгалактической среде (Фабиан & Прингл, 1977; Гильфанов & Сюняев, 1984), было показано, что на характерном хаббловском масштабе времени ( $\sim 10^{10}$  лет) диффузия, обусловленная действием сил гравитации, способна значительно увеличить относительную концентрацию ионов гелия и тяжелых элементов в центральной области скопления. В дальнейшем эта задача неоднократно рассматривалась вновь, развивались как методы расчета диффузии (см., например, Чужой & Нуссер, 2003; Чужой & Лоеб, 2004), так и модели описания скоплений (см., например, Пенг & Нагаи, 2009а; Штыковский & Гильфанов, 2010). В более поздних работах (Штыковский & Гильфанов, 2010; Медведев и др., 2014) было показано, что термодиффузия в скоплениях с холодными ядрами может эффективно противодействовать гравитационному оседанию элементов в центре скоплений (внутри радиусов  $\sim 50\text{--}100$  кпк).

Несмотря на большое количество теоретических работ, посвященных диффузии в скоплениях галактик, степень влияния этого физического процесса на формирование пространственного распределения элементов продолжает быть спорным вопросом на протяжении долгого времени. Хорошо известно, что процессы переноса (диффузия, теплопроводность, вязкость) в межгалактической среде могут быть существенно подавлены магнитными полями (см., например, Чандрэн & Коули 1998). В зависимости от топологии и величины поля, а также и от масштаба магнитно-гидродинамических турбулентностей степень подавления может быть разной. Тем не менее, благодаря хаотическому характеру изменений магнитных полей, порождаемых турбулентным перемешиванием газа, глобальные коэффициенты переноса могут оставаться достаточно большими, чтобы диффузия частиц продолжала быть важной на временных масштабах характерных для скоплений галактик (Нараян & Медведев, 2001; Малышкин, 2001).

В работах, посвященных диффузии элементов в межгалактической среде, как правило, магнитные поля либо не рассматриваются совсем, либо их действие параметризуется через некоторый постоянный фактор подавления коэффициентов диффузии,  $S_D$  (см, например, Чужой & Лоеб, 2004; Пенг & Нагаи, 2009а). При



этом теоретические оценки и численные симуляции магнитных полей в плазме межгалактической среды в основном дают предсказания подавления коэффициента электронной теплопроводности ( $\kappa$ ). Фактор подавления электронной теплопроводности,  $S_\kappa$ , можно определить следующим образом:  $S_\kappa \equiv \kappa/\kappa_{sp} \leq 1$ , где  $\kappa_{sp}$  — спитцеровский коэффициент теплопроводности немагнитной плазмы (Спитцер, 1962). Так в случае запутанного магнитного поля в межгалактической среде ожидается умеренное подавление глобальной теплопроводности:  $S_\kappa \sim 0.1\text{--}0.2$  (Чандран & Коули, 1998; Нараян & Медведев, 2001; Чандран & Марон, 2004). Важную роль, однако, играют разного рода неустойчивости, возникающие в плазме, которые могут развиваться в межгалактической среде скоплений. Слабо-столкновительная замагнитненная плазма подвержена шланговой и зеркальной неустойчивостям, которые подавляют теплопроводность примерно в 5 раз:  $S_\kappa \sim 0.2$  (Комаров и др., 2014, 2016). А в случае существенной анизотропии электронного давления возможна генерация свистовых волн (вистлеров), что может приводить к подавлению теплопроводности в 3–4 раза,  $S_\kappa \sim 0.3$  (Рикельме и др., 2016). На данный момент неизвестно точно, могут ли несколько факторов подавления работать одновременно. Тем не менее, полагаясь на результаты численных симуляций, можно утверждать, что сейчас неизвестны механизмы, которые могли бы полностью подавить процессы переноса в межгалактической среде. Важно также отметить, что влияние магнитного поля на процессы диффузии в плазме с большим параметром  $\beta$  (отношение теплового давления к давлению магнитного поля) остается по большому счету неизученным.

В главах диссертации, посвященных диффузии, эффекты магнитных полей и турбулентного перемешивания не учитываются при расчетах (предполагается  $S_D = 1$ ). Таким образом, оценивается максимально возможное влияние диффузии на распределение химических элементов. Хотя наблюдательные проявления диффузии частиц в межгалактической среде пока не обнаружены, нет никаких сомнений, что дальнейший прогресс в наблюдательной технике (главным образом, рентгеновских экспериментов и наблюдений эффекта Сюняева-Зельдовича) позволит найти жесткие ограничения на амплитуду эффектов, связанных с диффузией (см. Маркевич, 2007, а также следующую главу диссертации). В этом случае отклонения от идеализированной картины диффузии должны дать важную информацию об эффективности процессов переноса в межгалактической плазме.

В этой главе диссертации описывается метод расчета диффузии элементов в плазме межгалактической среды в скоплениях галактик (результаты расчетов представлены в главе 3). Полностью аналогичный подход применяется для расчета диффузии в межзвездной среде галактик раннего типа в главе 4 диссертации. Схожий метод расчета используется также в главе 5, посвященной оценкам эффектов диффузии в период формирования первых структур во Вселенной, где диффузия рассматривается в частично ионизованном газе на фоне газового потока. Во всех перечисленных главах будут рассмотрены задачи со сферически симметричным распределением газа. Поэтому удобно ввести сферическую систему координат, центр которой совпадает с центром скопления галактик (с центром галактики в главе 4 и с центром сферического возмущения плотности в главе 5), а радиальная ось направлена от центра к периферии. Так как магнитные поля и турбулентность газа не рассматриваются, то все макроскопические параметры газа, скорости диффузии и гидродинамическая скорость газа будут зависеть лишь от радиальной координаты —  $r$ .

## 2.2 Физическое описание

Диффузия, наряду с другими процессами переноса, представляет собой механизм установления статистического равновесия в каждом элементе объема газа путем столкновения частиц газа между собой. Таким образом, диффузия описывает процесс релаксации неравновесной системы частиц, поэтому точные уравнения диффузии должны быть получены в рамках кинетической теории с соответствующими представлениями интеграла столкновений частиц (см. для обзора Ландау & Лифшиц, 1981, 1987; Чепмен & Коулинг, 1970). Тем не менее, для лучшего понимания физической картины сначала качественно рассмотрим кинетические явления в терминах длины свободного пробега  $\lambda$  — среднего расстояния, проходимого частицами между двумя последовательными столкновениями.

Процесс диффузии элементов можно условно разделить на несколько составляющих:

1) *Диффузия, обусловленная градиентом концентрации* некоторого сорта  $s$  частиц газа. Этот процесс стремится восстановить однородный в пространстве химический состав газа и является очевидным следствием разницы между потоками частиц сорта  $s$  из области их большей и меньшей концентрации. Диффузионное равновесие сорта  $s$  (то есть распределение плотности, при котором скорость диффузии равна нулю) будет соответствовать распределению  $n_s/n = \text{const}$ , где  $n(r) = \sum_s n_s(r)$  — полная концентрация частиц в газе. Очевидно, что скорость диффузии будет направлена против градиента концентрации сорта частиц  $s$ , поэтому этот процесс работает в противоположном направлении процессам, описанным ниже.

2) *Гравитационное оседание (седиментация)* тяжелых элементов. Этот тип диффузии происходит из-за того, что частицы, обладающие разной массой, приобретают разный импульс в единицу времени в гравитационном поле. Концентрация частиц при диффузионном равновесии в этом случае будет пропорциональна Больцман-фактору:  $n_s(r) \propto e^{-m_s \phi(r)/kT(r)}$ , где  $\phi(r)$  — потенциал гравитационного поля (см. Абрамопулус, Чанан & Ку, 1981). Таким образом, более тяжелые частицы стремятся сосредоточиться плотнее к центру скопления.

3) *Термодиффузия*. Термодиффузия была предсказана теоретически Энскогом в 1911 году (Энског, 1911) и независимо Чепменом в 1916 году (Чепмен, 1916) для смеси нейтральных газов. Несколько позже этот феномен был подтвержден экспериментально (Чепмен & Доутсон, 1917). Амплитуда и направление термодиффузии в плазме также достаточно давно были описаны в теоретических работах (Эддингтон, 1926; Чепмен, 1958). Однако, прямое экспериментальное подтверждение этого эффекта сталкивается с рядом трудностей, главные из которых связаны со сложностью создания необходимой лабораторной плазмы и измерениями коэффициентов диффузии в ней. С этой точки зрения, межгалактическая среда скоплений галактик является уникальной лабораторией для изучения процессов переноса в высокотемпературной многокомпонентной плазме.

Явление термодиффузии тесно связано с теплопроводностью, в сущности два этих процесса являются разными проявлениями одного физического феномена. С точки зрения хаотического движения частиц газа, теплопроводность возникает из-за того, что поток частиц любого сорта, приходящий из горячей области, содержит больше в среднем быстрых частиц (частицы с большей энергией) и меньше медленных, чем поток, приходящий из холодной области. Суммарный поток

массы при этом может быть равен нулю, например, как в случае однородного в пространстве давления газа (или любая другая гидростатическая конфигурация). Если частота столкновений частиц не зависит от их относительной скорости движения<sup>1</sup>, то сталкивающиеся частицы будут случайной выборкой из полного числа частиц. Тогда средний передаваемый импульс от одного сорта газа другому во всех направлениях вдоль градиента температуры будет одинаковым, а скорость диффузии равна нулю.

Термодиффузия возникает из-за зависимости частоты столкновений частиц от температуры газа (относительной скорости сталкивающихся частиц). Так как теплопроводность означает, что поток частиц из горячей области содержит в среднем более быстрые частицы любого сорта, то в силу такой зависимости вероятность передать импульс от одного сорта частиц к другому в разных направлениях вдоль градиента температуры будет разной. Тогда один из сортов частиц будет приобретать нескомпенсированный импульс, что аналогично действию на этот сорт силы со стороны другого сорта. Очевидно, что другой сорт частиц теряет импульс, поэтому на него действует равная, но противоположно направленная сила. Приобретать нескомпенсированный импульс будет сорт газа для которого коэффициент теплопроводности на одну частицу на единицу массы будет больше (то есть сорт газа который эффективней переносит удельную тепловую энергию). Направление силы, обусловленной приобретаемым импульсом, определяется направлением вдоль градиента температуры, при котором частота столкновений частиц возрастает. Так, для нейтральных газов диффузия легкого сорта частиц (большой коэффициент теплопроводности) будет направлена из холодной области в горячую и наоборот для тяжелого сорта частиц. Противоположная картина в полностью ионизованной плазме: частота столкновений уменьшается с ростом температуры, поэтому легкие частицы будут диффундировать против градиента температуры, в то время как диффузия более тяжелых и более заряженных частиц будет направлена из холодной области в горячую.

В случае стационарного профиля температуры (баланс охлаждения, нагрева и теплопроводности в газе) диффузионное равновесие может быть достигнуто только при очень больших градиентах химического состава газа. Для малой примеси тяжелого сорта  $s$  с зарядом  $Z_s$  (в единицах элементарного заряда  $e$ ) в чистой протон-электронной плазме такое распределение соответствует:  $n_s \propto T^{\alpha_s Z_s^2}$ , где  $\alpha_s \approx 3$  и слабо зависит от состава газа (Бюргерс, 1969). Так, для двукратно ионизованного иона гелия равновесное распределение:  $n_s \propto T^{12}$ . Конечно же, равновесная конфигурация едва ли может быть достигнута, так как такой процесс требует длительного времени (время диффузионной релаксации может превышать хаббловское время в случае скоплений галактик), а теплопроводность должна приводить к уменьшению температурного градиента со временем. Тем не менее, этот пример ярко иллюстрирует большое потенциальное значение термодиффузии среди других выделенных типов диффузии.

---

<sup>1</sup>Это условие выполняется для модели взаимодействия так называемых максвелловских молекул. Сечение взаимодействия таких частиц уменьшается с температурой  $\sigma \sim T^{-1/2}$ , а частота столкновений остается постоянной. Такая модель соответствует потенциалу взаимодействия частиц  $U_{st} \sim r_{st}^{-4}$  и применяется для описания классического приближения ион-атомного взаимодействия (поляризационное приближение или приближение Ланжевена, см., например, Хейсе & Мэйсон 1970).

## 2.2.1 Скорость диффузии

Необходимым условием возникновения диффузии является наличие нескомпенсированного (неравного нулю) потока импульса некоторого сорта газа  $s$  через произвольный элемент объема газовой смеси. В гидростатическом равновесии, когда суммарный поток импульса всех сортов газа равен нулю, это условие также является достаточным. В этом случае поток импульса приводит к появлению средней скорости сорта газа  $s$  относительно средней массовой скорости газовой смеси. Такую относительную скорость называют скоростью диффузии  $w_s$ . Скорость диффузии будет возрастать до тех пор, пока нескомпенсированный поток импульса не будет сбалансирован импульсом, передаваемым сортом  $s$  другим сортам газовой смеси за счет столкновений частиц. Поэтому, прежде всего, скорость диффузии зависит от частоты столкновений частиц. Средняя плотность передаваемого импульса сортом частиц  $s$  сорту  $t$  в единицу времени в единице объема за счет столкновений:

$$F_{st} = N_{st} \times (\mu_{st} w_{st}) = n_s n_t \nu_{st} \mu_{st} w_{st}, \quad (2.1)$$

где  $N_{st} \equiv n_s n_t \nu_{st}$  — количество соударений в единицу времени в единице объема,  $\nu_{st}$  — средняя частота столкновений (на одну частицу),  $\mu_{st} = m_s m_t / (m_s + m_t)$  — приведенная масса сталкивающихся частиц,  $w_{st} \equiv w_s - w_t$  — относительная скорость диффузии частиц сорта  $s$  и  $t$ . Величину  $F_{st}$  называют плотностью объемной силы сопротивления (далее в тексте, сила сопротивления), а коэффициент перед скоростью диффузии — коэффициентом сопротивления:

$$K_{st} = n_s n_t \nu_{st} \mu_{st} \sim n_s n_t u_{st}^{th} \sigma_{st} \mu_{st} \sim \mu_{st} \left( \frac{kT}{\mu_{st}} \right)^{1/2} n_s n_t \sigma_{st}, \quad (2.2)$$

где  $u_{st}^{th} \sim (kT/\mu_{st})^{1/2}$  — относительная тепловая скорость частиц ( $k$  — постоянная Больцмана),  $\sigma_{st}$  — транспортное сечение взаимодействия сорта частиц  $s$  и  $t$  (далее в тексте, сечение взаимодействия). Сечение взаимодействия заряженных частиц в плазме можно оценить из соображений размерности:  $\sigma_{st} \sim l^2 = (e_s e_t / kT)^2$ , где  $e_s$  — заряд частиц сорта  $s$ , а  $l$  — расстояние наибольшего сближения кулоновских частиц (с тепловой энергией  $kT$ ). Такая оценка меньше точного значения на фактор  $\sim 100$  (за счет кулоновского логарифма, уравнение 2.23). Перепишем выражение (2.2) для кулоновского сечения взаимодействия:

$$K_{st} \sim \mu_{st}^{1/2} (kT)^{-3/2} Z_s^2 Z_t^2 e^4 n_s n_t, \quad (2.3)$$

где  $Z_s$  — заряд частицы  $s$  в единицах элементарного электрического заряда  $e$ . Так как скорость диффузии обратно пропорциональна коэффициенту сопротивления, из полученной оценки видно, что эффективность диффузии быстро увеличивается с ростом температуры газа в случае кулоновского взаимодействия частиц. Оценим теперь скорость диффузии для описанных выше процессов. Будем считать для простоты, что газ состоит из сортов частиц  $s$  и  $t$ , а сорт  $s$  является малой примесью в газе сорта  $t$ .

1) Рассмотрим градиент концентрации  $\nabla n_s$  частиц сорта  $s$ . Будем считать, что  $T(r) = const$ . Средний поток импульса частиц сорта  $s$  через любой элемент объема вдоль градиента концентрации в единицу времени:  $\delta M / \delta t \sim \nu_s [m_s u_s^{th} n_s(r - \lambda_s) - m_s u_s^{th} n_s(r + \lambda_s)] \sim -m_s (u_s^{th})^2 \nabla n_s$ . Здесь  $\nu_s = u_s^{th} / \lambda_s$  — частота соударений частиц сорта

$s$ , а  $\lambda_s$  — длина свободного пробега. Приравнивая это выражение к силе сопротивления (уравнение 2.1), найдем скорость диффузии:

$$w_{st} = -K_{st}^{-1} m_s (u_s^{th})^2 \nabla n_s \sim -K_{st}^{-1} kT \nabla n_s. \quad (2.4)$$

Знак “—” означает, что диффузия сорта частиц  $s$  относительно диффузии частиц сорта  $t$  будет происходить в противоположном направлении градиенту концентрации сорта  $s$ . Так как скорость диффузии определена относительно средней массовой скорости газа как целого, то имеет место условие  $\sum_s m_s n_s w_s = 0$ . Если предположить теперь, что полная концентрация  $n(r) = const$ , тогда легко показать, что поток частиц сорта  $s$  есть  $i_s = \frac{n}{n_s n_t} w_{st}$ . Коэффициент перед  $\nabla n_s$  в выражении для потока частиц  $i_s$  называют бинарным коэффициентом диффузии, подставляя уравнение (2.4), найдем связь коэффициента диффузии с коэффициентом сопротивления:

$$D_{st} = \frac{kT}{K_{st}} \frac{n_s n_t}{n} \sim \lambda_s u_s^{th}. \quad (2.5)$$

Приведем теперь оценку скорости диффузии ионов гелия ( $Z_s = 2$ ) относительно ионов водорода ( $Z_t = 1$ ) для межгалактической среды, считая  $n_t = n_H \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$  и  $T \sim 5 \text{ кэВ} \approx 6 \cdot 10^7 \text{ К}$ . Сделаем простую оценку без учета влияния электронов на скорость диффузии, при этом считая плазму электронейтральной. Чтобы учесть кулоновский логарифм, используем точную формулу для коэффициента сопротивления (уравнения 2.22 и 2.23):

$$w_{\text{HeH}} = -46 \times \left( \frac{T}{5 \text{ кэВ}} \right)^{5/2} \left( \frac{n_H}{10^{-3} \text{ см}^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{\partial C_{\text{He}}}{\partial r} / \frac{\text{кпк}}{\text{Глет}} \right), \quad (2.6)$$

где  $\partial C_{\text{He}} / \partial r = n_{\text{He}}^{-1} \partial n_{\text{He}} / \partial r$ .

2) Аналогичным образом легко показать, что плотность потока импульса в единицу времени сорта частиц  $s$  в гравитационном поле с ускорением свободного падения  $g$  будет  $\delta M / \delta t = m_s n_s g$ . Тогда скорость диффузии:

$$w_{st} = K_{st}^{-1} m_s n_s g \quad (2.7)$$

Соответствующая оценка скорости для межгалактической среды:

$$w_{\text{HeH}} = 119 \times \left( \frac{T}{5 \text{ кэВ}} \right)^{3/2} \left( \frac{n_H}{10^{-3} \text{ см}^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{g}{10^{-7} \text{ см}/\text{с}^2} \right) \frac{\text{кпк}}{\text{Глет}}. \quad (2.8)$$

3) В случае термодиффузии нескомпенсированный поток импульса вызван соударениями между частицами разного сорта, а не действием внешнего поля или градиентом концентрации, как для описанных выше процессов. Поэтому получить оценку термодиффузии можно только с помощью кинетической теории (см. следующую секцию). Приведем здесь формулу, полученную для аппроксимации первого порядка классического разложения Чепмена-Энскога для функции распределения частиц (Чепмен & Коулинг, 1970; Коулинг, 1970).

Рассмотрим газ с градиентом температуры  $\nabla T$ . Тогда поток тепловой энергии сорта  $s$  будет  $q_s = -\kappa_s \nabla T$ , где  $\kappa_s = \frac{5}{2} \frac{p_s k}{m_s v_s}$  — коэффициент теплопроводности частиц газа сорта  $s$ , а  $p_s = n_s kT$  — парциальное давление этого сорта. Если полное давление газа однородно (или газ находится в гидростатическом равновесии), то скорость термодиффузии:

$$w_{st} = \frac{2}{5} \mu_{st} \left( \frac{q_s}{n_s m_s} - \frac{q_t}{n_t m_t} \right) \frac{\partial \ln v_{st}}{\partial kT} \quad (2.9)$$

Для того чтобы показать, как скорость термодиффузии зависит от заряда и массы ионов, получим грубую оценку для термодиффузии заряженных частиц без учета влияния электронов. Для кулоновского потенциала взаимодействия:  $\frac{\partial \ln v_{st}}{\partial kT} = -1/kT$ . Так как рассматривается случай  $n_t \sim n \gg n_s$ , то  $v_t \sim u_t^{th} n \sigma_{tt}$  и  $v_s \sim u_s^{th} n \sigma_{st}$ . Подставляя эти выражения в уравнение (2.9) получим:

$$w_{st} \sim \frac{\mu_{st}}{m_s^2 n \sigma_{st}} \frac{1}{\sqrt{kT/m_s}} \left[ \left( \frac{m_s}{m_t} \right)^{3/2} \left( \frac{Z_s}{Z_t} \right)^2 - 1 \right] \nabla kT. \quad (2.10)$$

Тогда для оценки скорости термодиффузии ионов гелия в межгалактической среде найдем:

$$w_{HeH} \sim 45 \times \left( \frac{T}{5 \text{кэВ}} \right)^{3/2} \left( \frac{n_H}{10^{-3} \text{см}^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{\partial kT}{\partial r} / \frac{0.1 \text{кэВ}}{\text{кпк}} \right) \frac{\text{кпк}}{\text{Глет}}. \quad (2.11)$$

## 2.3 Полная система уравнений

Стандартный подход к решению задач диффузии основан на интегрировании кинетического уравнения Больцмана, записанного отдельно для каждого сорта частиц газа. Для определения интегралов столкновений рассматривают слабые возмущения локально-равновесной функции распределения частиц в каждом участке газа. При этом малым параметром разложения функции распределения является число Кнудсена (отношение длины свободного пробега частиц к характерному размеру задачи), такой классический подход называется разложением Чепмена-Энскога (Чепмен & Коулинг, 1970). Иными словами, длина свободного пробега частиц служит характерным масштабом отклонения функции распределения от локально-равновесного значения. Сложность рассмотрения процессов переноса в плазме межгалактической среды связана с тем, что макроскопические свойства газа (температура, плотность) могут достаточно сильно изменяться на масштабах порядка длины свободного пробега частиц ( $\sim 0.1\text{--}10$  кпк), таким образом, число Кнудсена в этом случае может быть близко к единице. Тем не менее, нарушение диффузионного приближения можно ожидать лишь на периферии скоплений, где плотность межгалактического газа становится существенно ниже центральных областей. Однако и в этой области длина свободного пробега, вероятно, должна быть значительно меньше простых оценок за счет действия магнитных полей и турбулентности.

Для решения задач диффузии в диссертации используется система уравнений предложенная в работе Бюргерс (1969). Рассмотрение Бюргерс (1969) основано на применении метода 13 моментов Града (Grad's 13-moment approximation, Град 1958), в котором система уравнений для коэффициентов переноса определяется с помощью интегрирования кинетического уравнения Больцмана для моментов разного порядка по скорости от функции распределения: уравнение непрерывности (интегрирование функции распределения по пространству скоростей), уравнения потоков импульса (интегрирование функции распределения умноженной на  $m_s \mathbf{v}_s$ ), потоков энергии ( $1/2 m_s v_s^2$ ), потоков тензора давления ( $m_s \mathbf{v}_s \mathbf{v}_s$ ) и потоков тепла ( $1/2 m_s v_s^2 \mathbf{v}_s$ ). При этом для вычисления интегралов столкновений используется несколько иное разложение функции распределения частиц, которое позволяет выразить интегралы столкновений в уравнениях потоков тензора давления и потоков тепла через интегралы столкновений для моментов меньшего порядка (см. Бюргерс, 1969; Шунк, 1975). Преимуществом такого подхода является возможность

получения уравнений как для бесстолкновительного, так и для столкновительно обусловленного газа, с плавным переходом между двумя этими пределами (см. Шунк, 1975). Далее, предполагая, что скорости диффузии значительно меньше тепловых скоростей, Бюргерс (1969) находит линейризованные выражения для интегралов столкновений частиц (строго говоря, процедура линейризации Бюргерс (1969) корректна только при малых возмущениях локально-равновесной функции распределения). Полученная Бюргерс (1969) система уравнений учитывает все перечисленные в предыдущем разделе процессы.

В качестве особенности подхода Бюргерс (1969) можно отметить введение специальных переменных, так называемых векторов остаточного потока тепла ( $\mathbf{r}_s$ , “residual heat flow vectors”), посредством которых в интеграл столкновений частиц для уравнений на потоки импульса включается эффект термодиффузии. К недостатком такого подхода можно отнести увеличение количества неизвестных переменных ( $\mathbf{r}_s$ ) в системе уравнений для скоростей диффузии, за счет чего поиск аналитического решения, даже для простейшего случая трехкомпонентной плазмы, становится нецелесообразным (см., например, Ноердлингер, 1977). Тем не менее, метод Бюргерс (1969) позволяет определять скорости диффузии с помощью *линейной* системы уравнений, которая может быть легко решена численно для газа, содержащего любое число компонент. Подход Бюргерс (1969) находит широкое применение в задачах астрофизики, в особенности для расчетов диффузии элементов в атмосферах звезд (см., Ноердлингер, 1977, 1978; Мачмор, 1984; Вамбсанс, 1988; Тоул, Бэкалл & Лоеб, 1994). Опишем в этой секции основные уравнения, которые используются в диссертации.

Пусть сорт частиц  $s$  имеет функцию распределения  $F_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ , среднюю концентрацию  $n_s$ , массу частиц  $m_s$  и электрический заряд  $e_s = Z_s e$ . Температура всех сортов частиц газа предполагается одинаковой и равной  $T_s \equiv T$ . Средняя скорость сорта  $s$  определяется как

$$\mathbf{u}_s = \int \mathbf{v} F_s d\mathbf{v}, \quad (2.12)$$

где интеграл от функции распределения  $F_s$  нормирован на единицу. Каждый сорт газа имеет плотность  $\rho_s = n_s m_s$ , а полная плотность газа равна  $\rho = \sum_s \rho_s$ . Тогда средняя массовая скорость газа как целого может быть записана в виде:

$$\mathbf{u} = \frac{\sum_s \rho_s \mathbf{u}_s}{\rho}, \quad (2.13)$$

Скорость диффузии сорта  $s$  определяется как

$$\mathbf{w}_s = \mathbf{u}_s - \mathbf{u} \quad (2.14)$$

Основными уравнениями, определяющими скорости диффузии, служат уравнения для плотности потоков импульса. Для сферической системе координат, введенной выше, запишем гидростатические уравнения Бюргерса в скалярной форме (Бюргерс, 1969):

$$\frac{d(n_s k_B T)}{dr} + n_s m_s g - n_s Z_s e E = \sum_{t \neq s} K_{st} [(w_t - w_s) + 0.6(x_{st} r_s - y_{st} r_t)], \quad (2.15)$$

где  $g = |GM(r)/r^2|$  — модуль вектора ускорения свободного падения,  $E$  — напряженность радиального индуцированного электрического поля,  $m_s$  — масса частиц

сорта  $s$ ,  $\mu_{st} = m_s m_t / (m_s + m_t)$  — приведенная масса,  $x_{st} = \mu_{st} / m_s$  и  $y_{st} = \mu_{st} / m_t$ . Для определения величин  $r_s$  необходимо использовать уравнения для плотности потока тепла:

$$\begin{aligned} \frac{5}{2} n_s k_B \frac{dT}{dr} = \sum_{t \neq s} K_{st} \left\{ \frac{3}{2} x_{st} (w_s - w_t) - \right. \\ \left. - y_{st} \left[ 1.6 x_{st} (r_s + r_t) + Y_{st} r_s - 4.3 x_{st} r_t \right] \right\} - 0.8 K_{ss} r_s, \end{aligned} \quad (2.16)$$

где  $Y_{st} = 3y_{st} + 1.3x_{st}m_t/m_s$ . Численные коэффициенты в уравнениях (2.15) и (2.16) соответствуют кулоновскому потенциалу взаимодействия частиц с экранированием на дебаевской длине:

$$r_D = \left( \frac{kT}{4\pi \sum_s n_s e_s^2} \right)^{1/2}. \quad (2.17)$$

Таким образом, приведенная форма уравнений может быть использована при достаточно больших величинах плазменного параметра  $\Lambda_{st}$ :

$$\Lambda_{st} = \frac{3kT r_D}{|e_s e_t|}. \quad (2.18)$$

Иначе говоря, количество частиц внутри сферы, ограниченной радиусом Дебая, должно быть достаточно большим: в случае протон-электронной плазмы число частиц внутри сферы Дебая равно  $\Lambda_{st}/9$ .

Темп изменения концентрации каждого сорта частиц определяется уравнением непрерывности:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 n_s (w_s + u) \right] = 0. \quad (2.19)$$

Здесь, как и в уравнениях 2.15 и 2.16, пренебрегается вкладом ядерных реакций, процессов рекомбинации и ионизации в изменение химического состава газа (а также соударениями частиц, приводящих к изменению степени их ионизации). Помимо этого, система уравнений для скоростей диффузии должна быть дополнена условием отсутствия потока массы в системе отсчета, для которой  $u = 0$ :

$$\sum_s \rho_s w_s = 0, \quad (2.20)$$

Скорости диффузии частиц в плазме также должны удовлетворять условию отсутствия электрических токов:

$$\sum_s Z_s n_s w_s = 0. \quad (2.21)$$

### Коэффициент сопротивления и кулоновский логарифм

Коэффициент сопротивления  $K_{s,t}$  между частицами сортов  $s, t$  имеет вид (Чепмен & Коулинг, 1970, сравните с уравнением 2.2):

$$K_{st} = (2/3) \mu_{st} (2k_B T / \mu_{st})^{1/2} n_s n_t \sigma_{st}, \quad (2.22)$$

где сечение взаимодействия для кулоновского потенциала:

$$\sigma_{st} = 2 \sqrt{\pi} e^4 Z_s^2 Z_t^2 (k_B T)^{-2} \ln \Lambda_{st}. \quad (2.23)$$



Величину  $\ln \Lambda_{st}$  называют кулоновским логарифмом. В диссертации для расчета кулоновского логарифма используются приближенные формулы Хубай (2013), приведенные ниже. Обозначим  $T_{\text{eV}}$  температуру газа, выраженную в эВ, а индексом  $e$  – электронную компоненту плазмы. Для взаимодействия между ионами:

$$\ln \Lambda_{st} = 23 - \ln \left[ \frac{Z_s Z_t}{T_{\text{eV}}^{3/2}} (n_s Z_s^2 + n_t Z_t^2)^{1/2} \right]. \quad (2.24)$$

Для взаимодействия электрон–электрон:

$$\ln \Lambda_{ee} = 23.5 - \ln n_e^{1/2} T_{\text{eV}}^{-5/4} - [10^{-5} + (\ln T_{\text{eV}} - 2)^2 / 16]^{1/2}. \quad (2.25)$$

Для взаимодействия ион–электрон, если  $T_{\text{eV}} < 10Z_s^2 \text{ eV}$ :

$$\ln \Lambda_{se} = 23 - \ln n_e^{1/2} Z_s T_{\text{eV}}^{-3/2}, \quad (2.26)$$

и для  $T_{\text{eV}} m_e / m_s < 10Z_s^2 \text{ eV} < T_{\text{eV}}$ :

$$\ln \Lambda_{se} = 24 - \ln n_e^{1/2} T_{\text{eV}}^{-1}. \quad (2.27)$$

Для всех взаимодействий  $\ln \Lambda_{st} = \ln \Lambda_{ts}$ . При переходе от уравнения (2.26) к (2.27) в производной скорости диффузии возникает разрыв. Чтобы не допустить связанную с этим численную неустойчивость счета, для ионов с зарядом ядра  $> +8$  используется уравнение (2.26), а для ионов с меньшим зарядом — (2.27). Полученные таким способом значения кулоновского логарифма лежат в пределах точности приближенных формул — 10 % (Хубай, 2013). В главе 3 диссертации значение кулоновского логарифма принято равным 40 во всем рассматриваемом диапазоне радиусов в скоплении галактик. При расчете диффузии в межзвездной среде (глава 4) значение кулоновского логарифма лежит в диапазоне 30–37.

### Вектора остаточного потока тепла

Вектора остаточного потока тепла  $\mathbf{r}_s$  вводятся следующим образом (Бюргерс, 1969):

$$\mathbf{r}_s = \frac{1}{2} \left[ m_s (kT)^{-1} \int F_s(\mathbf{v} - \mathbf{u})(v - u)^2 d\mathbf{v} - 5\mathbf{w}_s \right]. \quad (2.28)$$

Эти величины связаны с полным локальным потоком тепла в газе следующим уравнением (Чужой & Лоеб, 2004):

$$\sum_s \frac{\partial \frac{3}{2} n_s kT}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\sum_s (n_s r_s kT)}{\partial r}. \quad (2.29)$$

### Гидростатическое равновесие газа

В начальный момент моделирования газ предполагается находящимся в гидростатическом равновесии. Процесс диффузии приводит к изменению среднего молекулярного веса частиц газа:  $\mu = \sum m_i n_i / m_p n$ , поэтому локальное давление газа  $P \propto \mu^{-1}$  (при фиксированной плотности) также меняется, а значит гидростатическое равновесие нарушается. Однако газ быстро приходит к новой равновесной конфигурации за счет потока массы:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} - g. \quad (2.30)$$

Так как характерная временная шкала диффузии на много порядков больше характерного гидродинамического времени, гидростатическая форма уравнений (2.15)–(2.16) остается применимой.

Система уравнений (2.15), (2.16), (2.19), (2.20), (2.21) и (2.30) полностью определяет скорости диффузии  $w_s$ , величины  $r_s$ , скорость течения газа  $u$ , а также напряженность индуцированного электрического поля  $E$ .

### Напряженность электрического поля

Для электронной компоненты плазмы член, содержащий напряженность электрического поля в уравнении 2.15, является доминирующим ввиду малой массы электронов в сравнении с массой ионов ( $m_e/m_p \sim 5 \times 10^{-4}$ ). Поэтому для плазмы, находящейся в гидростатическом равновесии, сила электрического поля, действующая на электроны должна быть сравнима с гравитационной силой действующей на положительно заряженные ионы (Эддингтон, 1926). За счет пренебрежимо малой массы электронов сила гравитационного поля и сила сопротивления, связанная со столкновениями с ионами плазмы, не могут сбалансировать силу градиента давления газа, действующую на электронную компоненту плазмы, поэтому величина электрического поля должна быть

$$E \sim -\frac{1}{en_e} \left( \frac{\partial P_e}{\partial r} \right) \sim \frac{\rho}{n_e e} g \sim \frac{m_p}{e} g. \quad (2.31)$$

# Литература

- Абрамопулус, Чанан & Ку (Abramopoulos, F., Chanan, G., Ku, W.), *ApJ*, 1981, 248, 429
- Бэкалл & Лоеб (Bahcall, J., N., Loeb, A.), 1990, *ApJ*, 360, 267
- Бургерс (Burgers, J. M.), *Flow Equation for Composite Gases*. New York: Academic Press., 1969
- Вамбсганс (Wambsganss, J.), *Astr. Ap.*, 1988, 205, 125
- Гильфанов & Сюняев (Gilfanov, M. R., Syunyaev, R. A.), *Soviet Astronomy Letters*, 1984, 10, 137
- Град (Grad, H.), *Principles of the kinetic theory of gases*. *Hundbuch der Physik XII*, 205-294
- Ландау & Лифшиц (Landau, L. D., Lifshitz, E. M.), 1987, *Course of theoretical physics Vol. 6*, Oxford: Pergamon Press
- Ландау & Лифшиц (Landau, L. D., Lifshitz, E. M.), 1987, *Course of theoretical physics Vol. 10*, Oxford: Pergamon Press.
- Комаров и др.(Komarov, S., Churazov, E., Schekochihin, A.), *MNRAS*, 2015, 440, 1153
- Комаров и др.(S. Komarov, E. Churazov, M. Kunz, A. Schekochihin), *MNRAS*, 460, 467, 2016
- Коулинг (Cowling, T.), *J. Phys. A: Gen. Phs.*, 1970, 3
- Маркевич (Markevitch, M.), eprint arXiv:0705.3289, 2007
- Мачмор (Muchmore, D.), *Ap. J.*, 1984, 278, 769
- Мальшкин (Malyshkin L.), 2001, *ApJ*, 554, 561
- Медведев и др.(P. Medvedev, M. Gilfanov, S. Sazonov, P. Shtykovskiy) *MNRAS*, 440, 2464, 2014
- Мончик & Мэйсон (Monchick, L., Mason, E.), *Physics of Fluids*, 1985, 28, 3341
- Нараян & Медведев (Narayan, R., Medvedev, M. V.), *ApJ*, 2001, 562, L129
- Ноердлингер (Noerdlinger, P. D.), *Astr. Ap.*, 1977, 57, 407

- Ноердлингер (Noerdlinger, P. D.), *Ap. J. Suppl*, 1978, 36, 259
- Пенг & Нагаи (F. Peng, D. Nagai), *ApJ*, 2009, 669, 839
- Рикельме и др.(M. Riquelme, E. Quataert, D. Verscharen) *ApJ*, 2016, 824, 123
- Спитцер (L. Spitzer), 1962, *Physics of Fully Ionized Gases* (2nd ed.; New York: Interscience)
- Тоул, Бэкалл & Лоеб (Thoul, A., A., Bahcall, J., N., Loeb, A.), 1994, *ApJ*, 421, 828
- Фабиан & Прингл (Fabian, A. C., Pringle, J. E.), *MNRAS*, 1977, 181, 5P
- Чандран & Коули (B.D.G. Chandran, S.C. Cowley), *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80, 3077
- Чандран & Марон (B.D.G. Chandran, J.L. Maron) *ApJ*, 2004, 602, 170
- Чепмен (Chapman, S.), *Proc. Roy. Soc. A*, 1916, 93, 1
- Чепмен & Доутсон (Chapman, S., Dootson F. W.), *Phil. Magn.*, 1917, 33, 248
- Чепмен (Chapman, S.), *Proc. Phys. Soc. London*, 72, 353-362
- Чепмен & Коулинг (Chapman, S., Cowling, T.), *The mathematical theory of non-uniform gases*. Cambridge: University Press, 1970.
- Чужой & Нуссер (Chuzhoy, L., Nusser, A.), *MNRAS*, 2003, 342, L5
- Чужой & Лоеб (Chuzhoy, L., Loeb, A.), *MNRAS*, 2004, 349, L13
- Штыковский & Гильфанов (Shtykovskiy, P., Gilfanov, M.), *MNRAS*, 2010, 401, 1360
- Хубай (J.D. Hubai), *NRL PLASMA FORMULARY*, 2013
- Хейше & Мэйсон (Heiche G., Mason E.A.), *Journ. Chem. Phys.*, 1970, 53, 4687
- Эддингтон (Eddington, A. S.), 1926, *The Internal Constitution of Stars*, Cambridge University Press, New York
- Энског (Enskog, D.), *Phys. Z.*, 1911, 12, 533

## Глава 3

# Диффузия в скоплениях галактик и влияние аномалий в обилии элементов на космологические измерения

### 3.1 Введение

Скопления галактик представляют собой важный инструмент для решения задач наблюдательной космологии. Рентгеновское излучение горячего межгалактического газа скоплений дает уникальную возможность проводить независимые от других методов космологические исследования. Действительно, пространственно разрешенная рентгеновская спектроскопия скоплений позволяет определить профили плотности и температуры газа, а эти величины, предполагая гидростатическое равновесие и сферически-симметричное распределение горячей межгалактической среды, могут быть легко преобразованы в профиль полной гравитационной массы и массовой доли газа в скоплении. Более того, благодаря открытию эффекта Сюняева-Зельдовича (далее, СЗ) (Сюняев & Зельдович, 1972) важные для космологии измерения теперь стало возможным проводить и в высокочастотном радиодиапазоне. Космические и наземные СЗ-эксперименты нового поколения, такие как обсерватория им. Планка, Южный Полярный Телескоп *SPT* (South Pole Telescope), Атакамский телескоп *ACT* (Atacama Cosmology Telescope) и массив телескопов *CARMA* (Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy), достигли высокой точности в измерении электронного давления в горячем газе межгалактической среды (см., например, Плагге и др., 2010, 2013; Риз и др., 2012; Коллаборация Планк и др., 2014). Но, вероятно, еще более важно для космологических исследований то, что совместные наблюдения в микроволновом и рентгеновском диапазонах длин волн позволяют независимо находить абсолютное расстояние до скопления, а значит и проводить классический космологический тест на определение значения постоянной Хаббла (Силк & Уайт, 1978; Сюняев & Зельдович, 1980; Карлстром и др., 2002; Мотл и др., 2005; Бонаманте и др., 2006; Кравцов и др., 2006; Коллаборация Планк и др., 2013).

Однако исследования, основанные на рентгеновских и СЗ наблюдениях, сталкиваются с рядом сложностей — систематическими ошибками интерпретации данных. Природа большинства (но не всех) таких ошибок связана с неопределенно-

стью физического состояния газа в межгалактической среде, в частности, с отклонениями от гидростатического равновесия и сферически-симметричного распределения, с вкладом нетеплового давления в общий баланс сил, с отклонениями распределения обилия элементов от однородного и некоторыми другими эффектами. В то время как большинство таких эффектов было подробно исследовано (см., например, Бонаманте и др., 2006), влияние аномалий в химическом составе межгалактического газа на интерпретацию данных остается плохо изученным.

Определение химического состава межгалактического газа основано на наблюдениях рентгеновских линий металлов. В целом, этот подход работает достаточно хорошо для большинства химических элементов, распространенных во Вселенной. Однако такая диагностика не позволяет определить концентрацию гелия относительно водорода в скоплениях, потому как для характерных температур межгалактической среды ( $\sim 10^7$ – $10^8$  К) эти элементы находятся в состоянии полной ионизации и не излучают в рентгеновских (и оптических) линиях. Именно поэтому при анализе спектров рентгеновского излучения необходимо сделать предположение о соотношении гелия к водороду, для того чтобы правильно рассчитать уровень континуального излучения газа в расчете на одну частицу. За неимением лучшей возможности наблюдатель, как правило, предполагает обилие гелия равным солнечному при анализе данных. Наблюдения эмиссионных линий металлов в газе скоплений свидетельствует о том, что химический состав межгалактической среды значительно обогащен металлами по сравнению с первичным, дозвездным космологическим составом Вселенной. В тоже время обилие металлов в межгалактическом газе значительно меньше солнечного. Напомним, что предсказания теории первичного нуклеосинтеза дают очень точные оценки массовой доли гелия в ранней Вселенной:  $Y = 0.2482 \pm 0.0007$  (Уокер и др., 1991; Кнеллер & Стейгмэн, 2004), это значение примерно на 10 % меньше солнечного обилия (Андрес & Гревеза, 1989).

В то время как звездная эволюция в целом слабо влияет на содержание гелия в межгалактическом газе, существует вероятность, что диффузия гелия и более тяжелых элементов в гравитационном поле скопления может гораздо сильнее изменять состав газа. Гравитационное оседание (седиментация) элементов тяжелее водорода в центральных областях скоплений галактик подробно изучалась в работах (Фабиан & Прингл, 1977; Гильфанов & Сюняев, 1984; Чужой & Нуссер, 2003; Чужой & Лоеб, 2004; Эттори & Фабиан, 2006; Штыковский & Гильфанов, 2010). Было показано, что если процессы переноса в межгалактической среде подавлены несущественно, то обилие гелия в центральных областях скопления может быть увеличено в два и более раз.

Ошибочные предположения об обилии гелия при интерпретации рентгеновских наблюдений имеют ряд важных следствий. Во-первых, неправильный расчет уровня континуума (на одну частицу) приводит к смещению в определении обилия металлов и меры эмиссии из рентгеновской спектроскопии (Дрейк, 1998; Эттори & Фабиан, 2006). Как результат, рассчитанные полная масса и масса газа в скоплении также будут содержать ошибку (Эттори & Фабиан, 2006). Во-вторых, угломерное расстояние, определяемое из комбинации рентгеновских и СЗ наблюдений, будет смещено относительно реального значения (Маркевич, 2007; Бюльбюль и др., 2011).

Как мы видим, некоторые аспекты проблемы неточности предполагаемого обилия гелия уже обсуждались в ряде работ. Тем не менее исследование этой области

важно, так как ни в одной предыдущей работе не рассматривалась полная задача диффузии, в частности, эффект термодиффузии, как правило, не учитывается при расчетах. Вместе с тем, как было показано в работе Штыковский & Гильфанов (2010), термодиффузия может играть существенную роль в скоплениях с холодными ядрами. За счет резких температурных градиентов в таких объектах термодиффузия может эффективно противодействовать гравитационной седиментации элементов, изменяя направление диффузионных потоков частиц, что в итоге приводит к обеднению гелием и металлами газа в ядре скопления.

В данной главе рассмотрено решение полной системы уравнений Бюргерса для многокомпонентной плазмы межгалактической среды, что позволяет оценить максимально возможный эффект диффузии на интерпретацию рентгеновских и микроволновых наблюдений скоплений галактик. Рассмотрено две модели скоплений: скопление с постоянной температурой (изотермическая модель) и модель скопления с холодным ядром. В качестве примера скопления с холодными ядрами, будут использованы наблюдательные данные космической обсерватории *Chandra* скопления галактик Abell 2029 (A2029).

## 3.2 Рентгеновские и СЗ наблюдения скоплений галактик

В приближении сферически-симметричного распределения газа рентгеновская поверхностная яркость в направлении на центр скопления записывается в виде

$$S_x = \frac{2}{4\pi(1+z)^4} D_a \int_0^{\theta_c} n_e^2(\theta) \Lambda(A(\theta), T_e(\theta)) d\theta, \quad (3.1)$$

где  $z$  и  $D_a$  — красное смещение и угломерное расстояние до скопления,  $A(\theta)$ ,  $n_e(\theta)$  и  $T_e(\theta)$  — обилие элементов, концентрация электронов и температура газа на расстоянии  $r = D_a\theta$  от центра скопления вдоль луча зрения, соответственно,  $\Lambda$  — рентгеновская функция охлаждения межгалактической среды, проинтегрированная в выбранном энергетическом диапазоне и  $\theta_c$  — угловой размер скопления. Отметим, что здесь  $\Lambda$  определена относительно  $n_e^2$ .

Амплитуда нерелятивистского эффекта Сюняева-Зельдовича пропорциональна параметру комптонизации. Для такого же луча зрения, как и при записи уравнения (3.1), параметр комптонизации имеет следующий вид (Сюняев & Зельдович, 1972):

$$y = 2D_a \frac{k_b \sigma_T}{m_e c^2} \int_0^{\theta_c} T_e(\theta) n_e(\theta) d\theta. \quad (3.2)$$

Здесь  $m_e$ ,  $c$ ,  $\sigma_T$ ,  $k_b$  обозначают массу электрона, скорость света, томсоновское сечение рассеяния и постоянную Больцмана, соответственно.

### 3.2.1 Величины, определяемые из анализа рентгеновских данных

Для характерных температур межгалактической среды водород и гелий находятся в состоянии полной ионизации, а доминирующим механизмом их излучения явля-

ется тормозного излучения. Как было описано выше, обилие гелия не может быть получено напрямую из рентгеновской спектроскопии газа скоплений. Анализируя наблюдаемый спектр исследователь предполагает некоторое обилие гелия (обычно солнечное), чтобы определить температуру и плотность газа, а также измерить содержание тяжелых элементов. Теперь, если такое предположение оказывается неверным, полученные параметры газа будут содержать ошибку (смещение относительно истинного значения).

Чтобы оценить амплитуду таких ошибок, выполнена следующая симуляция. С помощью модели АРЕС (Смит и др., 2001) в ПО *xspec* (Арнауд, 1996) генерировались спектры излучения оптически тонкой плазмы для различных температур. Обилие тяжелых элементов для всех спектров было зафиксировано равным солнечному, в то время как обилие гелия варьировалось от 0.1 до 2 в солнечных единицах (Андрес & Гревеза, 1989). Имитация наблюдаемого спектра была выполнена с помощью команды *fakeit* в *xspec*, при этом пуассоновский шум к модельным спектрам не добавлялся с целью симуляции наблюдений с большой экспозицией. Хотя команда *fakeit* продолжает приписывать модельным спектрам формальные статистические ошибки, последующая аппроксимация модельных спектров будет оставаться корректной, за исключением величины хи-квадрат, которая в таком случае будет равна нулю. Мы используем матрицу инструментального отклика телескопа *Chandra*(ACIS-I3 Cycle 15) для имитации наблюдаемого спектра. Далее, полученные спектры аппроксимируются такой же моделью АРЕС в энергетическом диапазоне 0.5–10 кэВ. При этом обилие гелия фиксируется равным солнечному, а обилие металлов и температура газа определяются в результате аппроксимации.

Результаты вышеописанного теста приведены на рисунках (3.1) и (3.2). На рисунке (3.1) представлена ошибка в определении температуры для различных составов и температур плазмы. Величина ошибки в случае Н–Не плазмы больше, чем для газа, содержащего металлы, и возрастает с увеличением температуры. Тем не менее общая амплитуда ошибок остается пренебрежимо малой, менее 1% в рассматриваемом диапазоне температур и обилий гелия. Теперь используя матрицу инструментального отклика прибора EPIC MOS обсерватории *XMM-Newton* можно показать, что результаты теста практически не изменяются. Малая величина ошибки обусловлена тем, что температура газа прежде всего определяется спектральной формой континуального излучения и относительной интенсивностью линий. Изменение же обилия гелия слабо влияет на форму континуума, так как Гаунт-фактор тормозного излучения слабо зависит от заряда иона (см., например, Хаммер 1988), поэтому излучение водорода и гелия имеет лишь слегка разную спектральную форму.

На рисунке 3.2 изображена относительная ошибка в определении обилия металлов как функция заданного в модели обилия гелия, при различных температурах газа. Видно, что здесь ошибка может достигать величины  $\sim 40\%$ , когда обилие гелия в модели задано равным нулю. При ошибке в предполагаемом обилии гелия на фактор порядка 2 смещение определяемого обилия металлов достигает 20%. Схожий результат был получен ранее в работах Дрейк (1998); Эттори & Фабиан (2006). Причина возникновения таких ошибок состоит в том, что неверно заданное обилие гелия приводит к неправильному расчету уровня континуума в расчете на одну частицу. Это означает, что наблюдаемое отношение интенсивностей линий к континууму будет давать смещенное значение обилия металлов. Ввиду того, что



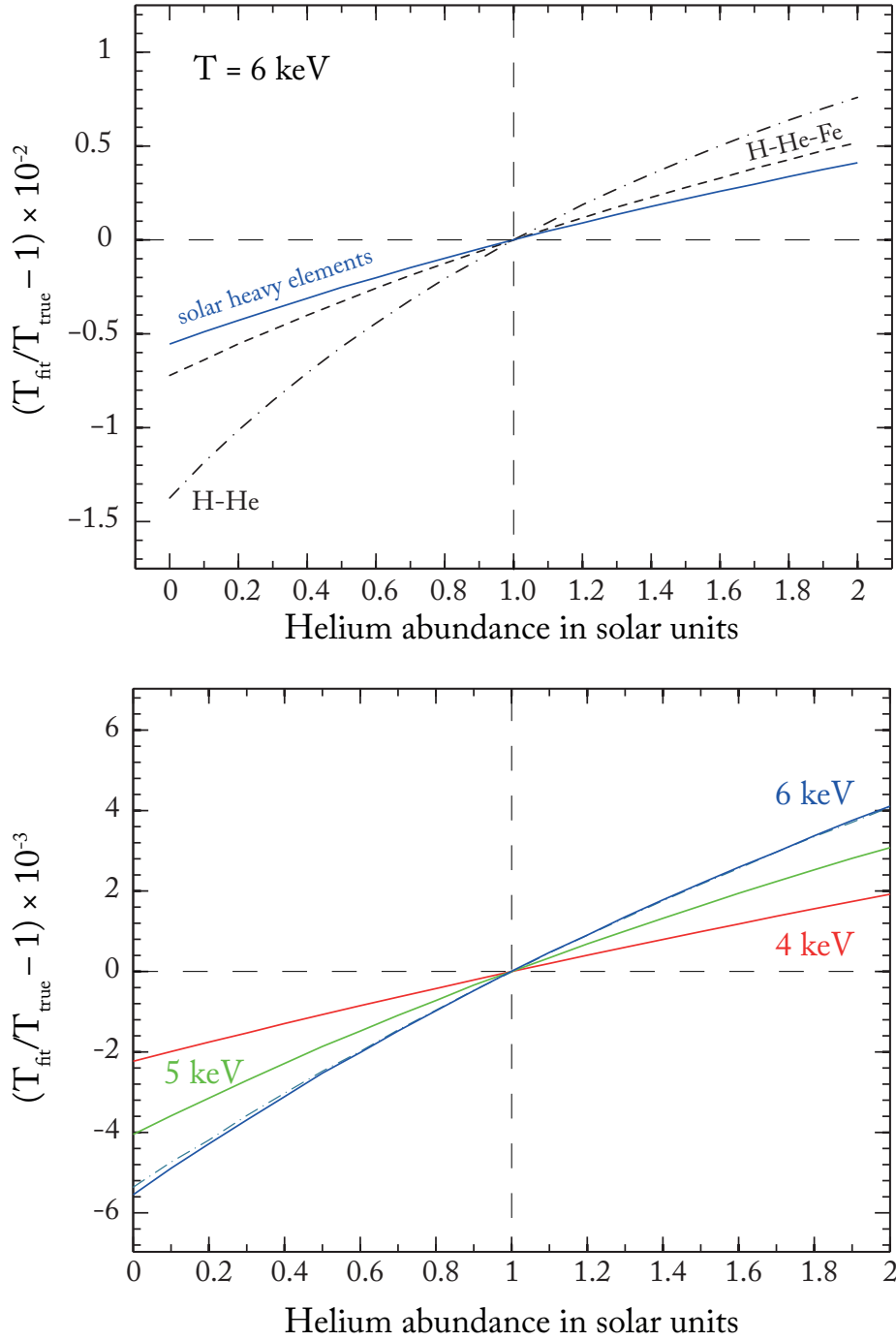


Рис. 3.1: Ошибка в определении температуры как функция обилия гелия, заданного в модели. При аппроксимации спектров обилие гелия предполагалось солнечным. *Верхняя панель:* ошибка в определении температуры для газа с  $T = 6$  кэВ и различным составом: солнечное обилие элементов тяжелее гелия (голубая сплошная линия); плазма, содержащая элементы H, He и Fe с солнечным обилием (черная пунктирная линия); H–He плазма (черная штрих-пунктирная линия). *Нижняя панель:* ошибка в определении температуры газа с солнечным обилием металлов и различными температурами: 4 (красная линия), 5 (зеленая) и 6 (голубая) кэВ. Голубая штрих-пунктирная линия соответствует ошибкам при аппроксимации спектров, которые были смоделированы с использованием инструментального отклика телескопа *XMM-Newton* ( $T = 6$  кэВ). 31

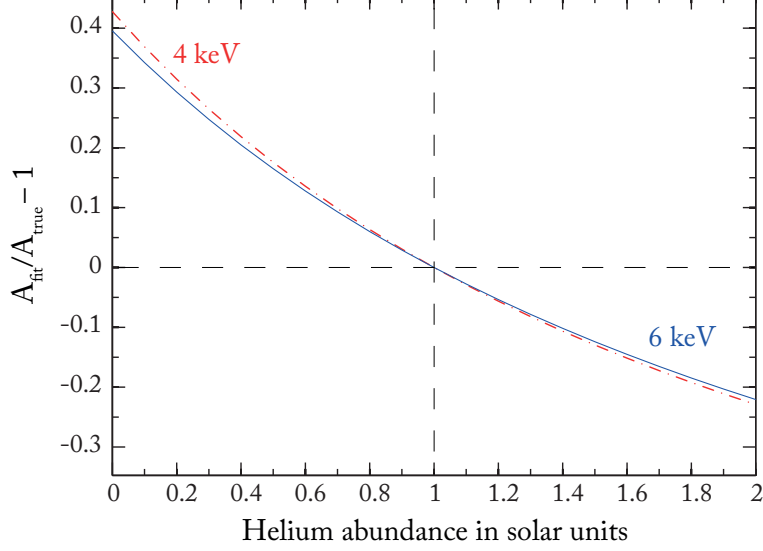


Рис. 3.2: Ошибка в определении обилия металлов как функция обилия гелия, заданного в модели. При аппроксимации спектров обилие гелия предполагалось солнечным. Модель плазмы имеет солнечное обилие металлов и температуры 4 (красная линия) и 6 (голубая) кэВ.

ошибка в определении металлов может иметь важное значение, исследуем амплитуду этого эффекта более подробно.

Обозначим обилие гелия в газе как  $x = n_{\text{He}}/n_{\text{H}}$ . Если пренебречь зависимостью Гаунт-фактора от обилия гелия, то рентгеновская светимость континуума, обусловленная тормозным излучением, будет пропорциональна:  $L_x \propto n_{\text{H}}n_e(1 + Z_{\text{He}}^2 x) = n_{\text{H}}n_e(1 + 4x)$ . Пусть обилие некоторого тяжелого элемента равно  $A = n_{\text{A}}/n_{\text{H}}$ , тогда отношение потока в линиях этого элемента к потоку в континууме можно записать в виде зависимости:

$$\frac{L_{\text{A}}}{L_{\text{X}}} \propto \frac{n_{\text{A}}}{n_{\text{H}}} \frac{n_e}{n_e(1 + 4x)} = A \frac{1}{1 + 4x}. \quad (3.3)$$

Таким образом, можно сделать простую оценку зависимости ошибки в определении металлов от предполагаемого обилия гелия:

$$\frac{A^{\text{fit}}}{A^{\text{true}}} \sim \frac{1 + 4x^{\text{as}}}{1 + 4x^{\text{true}}} = \frac{a + 1}{a + x^{\text{true}}/x^{\text{solar}}}, \quad (3.4)$$

где  $A^{\text{true}}$  и  $A^{\text{fit}}$  — действительное значение обилия элемента  $A$  и величина, найденная из наилучшей аппроксимации,  $x^{\text{true}}$  и  $x^{\text{as}} \equiv x^{\text{solar}}$  — действительная и предполагаемая при анализе данных величина обилия гелия. Используя теперь значение солнечного обилия гелия из работы Андрес & Гревеза (1989) найдем:  $a \equiv 1/4x^{\text{solar}} \approx 3.15$ .

Повторим тест, описанный выше, но обилие гелия и температуру газа будем задавать случайным образом в широком диапазоне значений:  $x$  от 0 до 5 в солнечных единицах и  $T$  от 0.1 до 10 кэВ<sup>1</sup>. Обилие тяжелых элементов в газе зададим равным солнечному. Результаты такого Монте Карло теста для  $\mathbb{P} = 2 \times 10^4$  случайных

<sup>1</sup>Ввиду лучшей чувствительности прибора ACIS-S на малых энергиях, для температур газа < 2 кэВ при моделировании наблюдаемых спектров была использована матрица инструментального отклика ACIS-S Cycle 18.

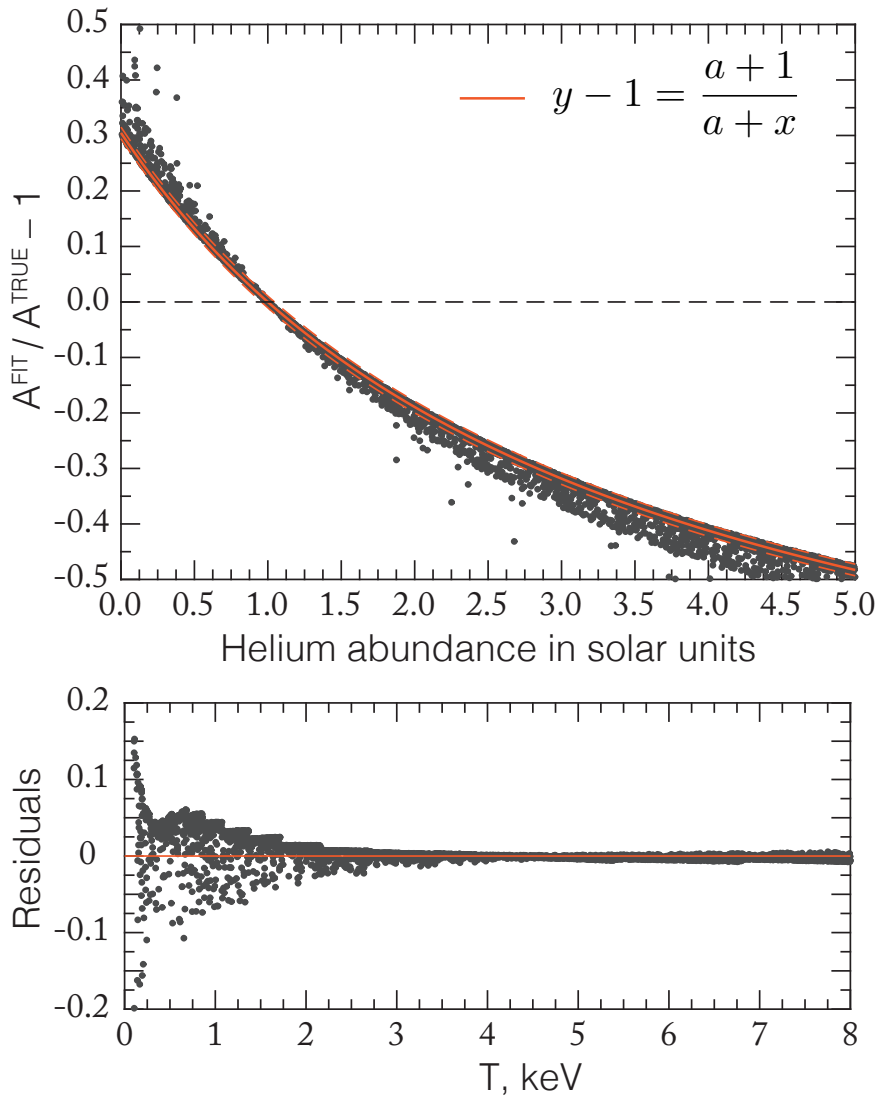


Рис. 3.3: Зависимость ошибки в определении обилия металлов  $A^{\text{true}}/A^{\text{fit}} - 1$  от обилия гелия, заданного в модели. При аппроксимации спектров обилие гелия предполагалось солнечным. Обилие металлов задано равным солнечному. Черные точки соответствуют результату численного теста (см. текст), сплошной линией показана аппроксимация уравнением (3.4) со свободным параметром  $a$ . Красным штрихпунктиром показана область, в которой содержится 95% точек. На нижнем рисунке показаны невязки численного теста и аппроксимации в зависимости от температуры газа.

реализаций приведены на рисунке (3.3). Полученная зависимость ошибки от обилия гелия может быть аппроксимирована с хорошей точностью уравнением (3.4) с параметром наилучшей аппроксимации  $a = 3.28$  (пунктирными линиями на рисунке обозначена область, в которую попадает 95 % точек). Таким образом, простая оценка 3.4 весьма точно воспроизводит ошибку, полученную при аппроксимации наблюдаемого спектра, если обилие металлов в модели задано единственным параметром (как в модели АРЕС в ПО *xspec*). Нижняя панель рисунка (3.3) изображает отклонения полученной ошибки от наилучшей аппроксимации. Видно, что при температурах газа ниже  $< 2$  кэВ дисперсия полученного результата начинает возрастать. Это происходит из-за того, что вклад других процессов излучения в континуальный поток становится существенным, поэтому простая оценка (3.4) для тормозного излучения становится некорректной. Более того, при температурах газа  $\sim 0.1$  кэВ ошибка в определении обилия металлов приобретает стохастический характер. Очевидно, что такой результат является следствием ненадежной аппроксимации спектров излучения газа со столь низкими температурами в диапазоне энергий доступном для обсерватории *Chandra*:  $> 0.5$  кэВ. Интересно также отметить видимый “шаг” на графике с невязками. Этот шаг равен шагу температур, для которых рассчитаны спектральные данные модели АРЕС (AtomDB), и является артефактом интерполяции *xspec* для промежуточных значений температур. Тем не менее этот эффект не влияет на основную закономерность невязок. Мы убедились в этом, применив аналогичным образом модель МЕКАЛ (Каастра, 1992), рассчитывая тепловой спектр для каждой температуры (не используя интерполяцию).

### 3.2.2 Определение угломерного расстояния

Рентгеновская поверхностная яркость и СЗ-декремент зависят в разной степени от плотности электронов в газе. Эта замечательная особенность позволяет находить плотность газа с помощью комбинации рентгеновских и СЗ-наблюдений. Как видно из уравнений (3.1) и (3.2), найденную таким образом плотность газа можно преобразовать в угломерное расстояние до скопления (Сюняев & Зельдович, 1970; Силк & Уайт, 1978; Сюняев & Зельдович, 1980):

$$D_a = \frac{y^2 \int_0^{\theta_c} n_e^2 \Lambda d\theta}{S_x \left( \int_0^{\theta_c} n_e T_e d\theta \right)^2} \frac{m_e^2 c^4}{2k^2 \sigma_T^2 4\pi(1+z)^4}, \quad (3.5)$$

где  $y$  и  $S_x$  — параметр комптонизации (определяемый из наблюдаемого СЗ-декремента) и рентгеновская поверхностная яркость, измеряемые в направлении на центр скопления. В то время как  $y$  и  $S_x$  являются величинами, прямо измеряемыми из наблюдений, радиальное распределение температур  $T(\theta)$  и форму профиля плотности  $n_e(\theta)$  необходимо определять из пространственно-разрешенной широкополосной спектроскопии межгалактического газа. Важно заметить, что для определения нормировки профиля плотности необходимо знать абсолютное расстояние до скопления. При вычислении же расстояния из уравнения (3.5) нормировочная константа сокращается. Функция охлаждения  $\Lambda$  в уравнении (3.5) зависит как от температуры газа  $T$ , так и от его химического состава, то есть от предполагаемого

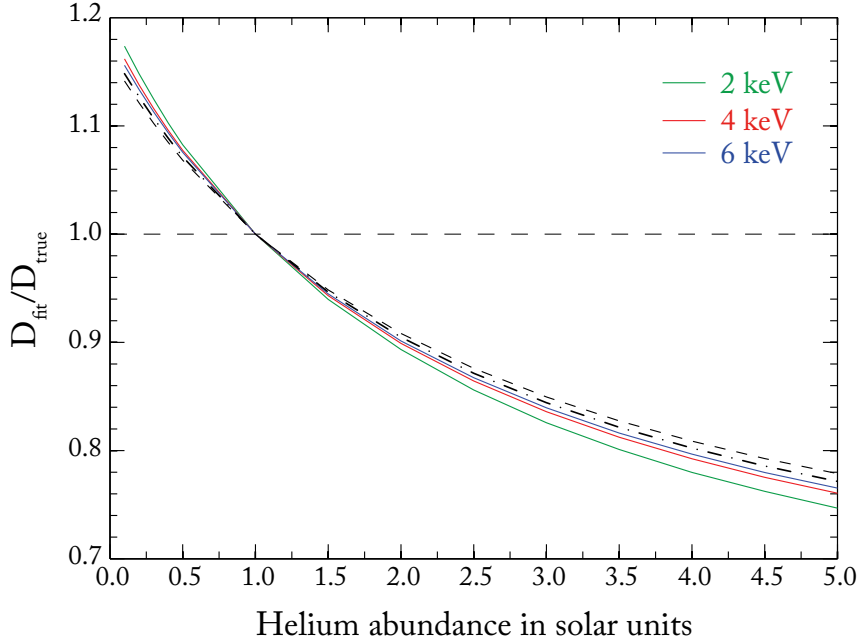


Рис. 3.4: Относительная ошибка расстояния до однородного облака горячей плазмы при определении расстояния с помощью комбинации СЗ и рентгеновских (*Chandra*) данных как функция обилия гелия, заданного в модели. При моделировании обилие металлов в плазме задавалось равным солнечному. Затем модельные спектры аппроксимировались в предположении солнечного обилия гелия, в то время как обилие металлов определялось из аппроксимации. Зеленая, красная и голубая сплошные линии изображают ошибку в расстоянии, найденную из точного уравнения (3.6) для плазмы с температурами 2, 4 и 6 кэВ, соответственно. Для сравнения на рисунке также изображены соответствующие ошибки для He-Ne плазмы, найденные из точного уравнения (3.8) (черная пунктирная линия) и приближенной формулы (3.9) (черный штрих-пунктир).

обилия гелия  $x$  и обилия металлов  $z$ , таким образом  $\Lambda = \Lambda(x, z, T)$ . Напомним, что обилие металлов  $z$  также определяется из рентгеновских спектров.

С целью определения ошибок в расстоянии, вызванных неправильным предположением обилия гелия, рассмотрим изотермическое сферически-симметричное облако плазмы с постоянной плотностью и однородным химическим составом. Пусть угловой размер облака равен  $\theta_c$ , а расстояние от наблюдателя до облака равно  $D_a^{true}$ , тогда уравнение (3.5) можно представить в следующем виде:

$$\frac{D_a^{fit}}{D_a^{true}} = \left( \frac{T^{true}}{T^{fit}} \right)^2 \frac{\Lambda(x^{as}, z^{fit}, T^{fit})}{\Lambda(x^{true}, z^{true}, T^{true})} \approx \frac{\Lambda^{as}}{\Lambda^{true}}, \quad (3.6)$$

где  $T^{true}$  и  $x^{true}$ ,  $z^{true}$  — истинные значения температуры и обилия элементов в газе,  $T^{fit}$  и  $z^{fit}$  — соответствующие величины, найденные из наилучшей аппроксимации рентгеновских данных,  $x^{as}$  — предполагаемое наблюдателем обилие гелия, а  $D_a^{fit}$  — угломерное расстояние, найденное из уравнения (3.5).

Для водородно-гелиевой плазмы ( $z = 0$ ) функция охлаждения принимает вид:

$$\Lambda(x, z = 0, T) = \epsilon_{ep}(T) \frac{1 + 4x g_{ff}(z_{He})/g_{ff}(z_H)}{1 + 2x}, \quad (3.7)$$

где  $\epsilon_{ep}(T)$  обозначает излучательную способность тормозного излучения для плазмы, состоящей из электронов и протонов,  $x = n_{He}/n_H$  — обилие гелия (по числу частиц относительно водорода) и  $g_{ff}(Z)$  — усредненный по энергиям Гаунт-фактор для частиц с зарядом ядра  $Z$ . Тогда относительная ошибка в определении расстояния равна:

$$\frac{D_a^{fit}}{D_a^{true}} = \left( \frac{T^{true}}{T^{fit}} \right)^2 \frac{1 + 4\tilde{g} x^{as}}{1 + 4\tilde{g} x^{true}} \frac{1 + 2x^{true}}{1 + 2x^{as}}, \quad (3.8)$$

где  $\tilde{g} \equiv g_{ff}(Z_{He})/g_{ff}(Z_H)$ . Теперь, если пренебречь слабой зависимостью Гаунт-фактора от заряда ядра  $Z$  (Хаммер, 1988) и небольшой ошибкой в определении температуры (см. рисунок (3.1)), то предыдущее уравнение может быть упрощено:

$$\frac{D_a^{fit}}{D_a^{true}} \approx \frac{1 + 4x^{as}}{1 + 4x^{true}} \frac{1 + 2x^{true}}{1 + 2x^{as}}, \quad (3.9)$$

Эта приближенная формула была ранее получена в работе Маркевич (2007). Ошибки в определении расстояния, найденные из уравнений (3.8) и (3.9), представлены на рисунке (3.4). Мы видим, что уравнения дают схожий результат.

Теперь рассмотрим ситуацию, когда газ содержит металлы. Тяжелые элементы вносят вклад в общую рентгеновскую светимость за счет континуального излучения (в том числе рекомбинационное, тормозное и двухфотонное излучение) и излучения в спектральных линиях. Так как при  $x^{as} \neq x^{true}$  в определении обилия металлов возникают существенные ошибки, то, очевидно, что эти ошибки будут искажать и определяемое угломерное расстояние, так как  $\Lambda$  зависит от  $z$  (см. уравнение 3.5). Таким образом, зависимость ошибки от  $x^{as}$  в случае газа, содержащего металлы, будет сложнее, чем для H-He плазмы. В этом случае рассчитать ошибку можно с помощью теста, описанного в предыдущем разделе (3.2.1). Используя наилучшую аппроксимацию для температуры и обилия металлов рассчитаем функцию охлаждения  $\Lambda^{as}$  в уравнении (3.6) и отношение  $D_a^{fit}/D_a^{true}$ . Результаты таких расчетов показаны на рисунке (3.4). Отметим, что выбор инструментального отклика для симуляции спектров (*Chandra* или *XMM-Newton*) практически не влияет на результат.

Как видно из рисунка (3.4), для гелий-водородной плазмы точное уравнение (3.8) дает близкий результат к простой приближенной формуле (3.9). Но, как видно из сравнения пунктирной и сплошных линий на рисунке (3.4), приближение формулы (3.9) дает существенно недооцененное значение ошибки для солнечного состава плазмы на фактор порядка 5–10%. Из рисунка также видно, что при уменьшении температуры газа приближенная формула начинает сильнее отклоняться от уравнения (3.6).

### 3.3 Влияние диффузии на распределение элементов в газе скоплений

Распределение элементов в межгалактической среде формируется в результате суммарного действия нескольких физических процессов. К таким процессам относятся: инжекция газа (металлов) при взрывах сверхновых звезд, турбулентное перемешивание и диффузия элементов в межгалактической среде. Роль диффузии в формировании профиля обилия элементов в скоплениях продолжает быть спорным вопросом на протяжении долго времени. Как отмечалось в главе 2, процессы

переноса в межгалактической среде могут быть существенно подавлены магнитным полем (см., также, Гильфанов & Сюняев 1984; Эттори & Фабиан 2000; Маркевич и др. 2003). Тем не менее степень подавления и характер влияния магнитных полей на процесс диффузии остается спорным вопросом (см. подробнее главу 2) и лежит за пределами темы обсуждаемой в диссертации. Отметим также, что турбулентные движения могут сглаживать эффекты диффузии, а степень сглаживания зависит от пространственного масштаба турбулентностей и характерных скоростей (Аскасибар & Маркевич, 2006). Эффекты турбулентного перемешивания и обогащения газа за счет взрывов сверхновых звезд, также как и влияние магнитного поля, не учитываются при расчетах эффекта диффузии. Такое приближение позволяет получить максимальную оценку влияния диффузии на обилие металлов и гелия, которое может быть важно для интерпретации наблюдательных данных.

### 3.3.1 Методика расчета

Диффузия элементов определяется гравитационным потенциалом скопления, градиентами температуры и концентрации частиц. Диффузия, обусловленная градиентами концентрации, стремится восстановить однородное распределение элементов в плазме. Гравитационная седиментация приводит к группированию наиболее тяжелых частицы в центральной области скопления. Наличие градиентов температуры в плазме порождает термодиффузию, действие этого процесса приводит к оттоку более тяжелых и более заряженных частиц из холодных регионов газа.

Чтобы учесть все эти процессы, решается полная система уравнений Бюргерса для диффузии элементов в многокомпонентной плазме (Бюргерс, 1969). Основные уравнения и метод расчета описаны в главе 2 диссертации (см. также Штыковский & Гильфанов, 2010) Здесь кратко изложим основные приближения:

1. Рассматривается 4-компонентная плазма, содержащая водород, гелий, тяжелый элемент ( $\mathcal{A}$ ,  $Z$ ) и электроны. Предполагается, что водород и гелий находятся в состоянии полной ионизации. Во всех вычислениях, описанных в этой главе диссертации, в качестве тяжелого элемента используется  $\text{Fe}^{+24}$ . Добавление новых элементов не влияет на общий характер диффузии элементов и, более того, распределение всех металлов со временем меняется в схожей манере (см. также Штыковский & Гильфанов, 2010). Такой подход остается применимым, если массовая доля тяжелого элемента (или элементов) мала в сравнении с массовой долей водорода и гелия, иначе говоря, если тяжелый элемент является малой примесью газа.
2. Мы используем модель скопления со сферически-симметричным распределением газа, находящегося в гидростатическом равновесии в начальный момент времени. Действие диффузии приводит к изменению полного давления газа:  $p = \Sigma n k_b T$ , таким образом, гидростатическое равновесие нарушается и возникает поток массы. Важно однако, что скорость звука в межгалактическом газе на много порядков величин больше, чем скорость диффузии. По этой причине гидростатическое равновесие газа быстро восстанавливается и, следовательно, стационарная система уравнений Бюргерса остается применимой. Возникающий при этом поток массы вычисляется с помощью уравнения Эйлера.

3. Для получения однозначного решения необходимо задать граничные условия для концентраций частиц, скоростей диффузии и скорости потока массы. В центре скопления (в точке  $r = 0$ ) все скорости фиксируются равными нулю. Чтобы получить гладкое решение, необходимо также, чтобы градиенты плотности и температуры были равны нулю в центре. Так как решение уравнения непрерывности (в сферической системе координат) терпит разрыв в точке  $r = 0$ , концентрация в центре скопления рассчитывается путем разложения этого уравнения вблизи нуля. На внешней границе скопления для вычисления скоростей используются односторонние производные. Концентрация на внешней границе фиксируется равной начальной. Такое граничное условие качественно соответствует скоплению галактик, помещенному в бесконечный резервуар газа. В качестве базовой модели рассматривается скопление с фиксированной внешней границей на расстоянии 1500 кпк от центра. С помощью численных тестов было проверено, что решение во внутренних частях скопления не чувствительно к выбору положения внешней границы (см. также Штыковский & Гильфанов 2010). Мы тестируем решение заменяя внешнее граничное условие на непроницаемую границу (все скорости равны нулю). В этом случае численное решение отличается лишь на несколько процентов внутри радиуса  $\sim 1000$  кпк для времени симуляции диффузии  $t = 7$  миллиардов лет.
4. Температурный профиль считается фиксированным за весь промежуток времени моделирования,  $T(r, t) = T(r, 0)$ . Это условие предполагает точный баланс между теплопроводностью, передачей тепла от активного ядра галактики в центре скопления и охлаждения газа за счет излучения. Возможность существования такой устойчивой конфигурации показана в ряде работ (например, Го, Оу & Ружковский, 2008).

### 3.3.2 Модель скопления

Расчеты диффузии выполнены для моделей изотермического скопления и скопления с холодным ядром. В качестве физических условий для модели скопления с холодным ядром используются наблюдательные данные скопления галактик Abell 2029 (A2029). Это скопление находится на красном смещении  $z = 0.0767$ , имеет регулярную рентгеновскую морфологию (см. рисунок 3.5) и было подробно изучено в рентгеновском диапазоне длин волн с помощью космических обсерваторий *ROSAT* (Саразин и др., 1998), *Chandra* (Льюис и др., 2002; Вихлинин и др., 2005, 2006) и *XMM-Newton* (Сноуден и др., 2008).

Для описания температурного профиля скопления A2029 были использованы параметры наилучшей аппроксимации наблюдательных данных обсерватории *Chandra*, полученные в работе Вихлинин и др. (2006), где аппроксимация определена для радиусов больше 20 кпк от центра скопления. Температурный профиль внутри 20 кпк задается с помощью модели из работы Льюис и др. (2002), где, опять же, используются наблюдательные данные обсерватории *Chandra*. Здесь температурная модель определена до радиуса 1 кпк. От 1 кпк до центра скопления температурный профиль был экстраполирован с помощью полинома третьей степени, для которого в точке  $r = 0$  температура фиксирована на 2 кэВ, а производная по радиусу равна нулю.



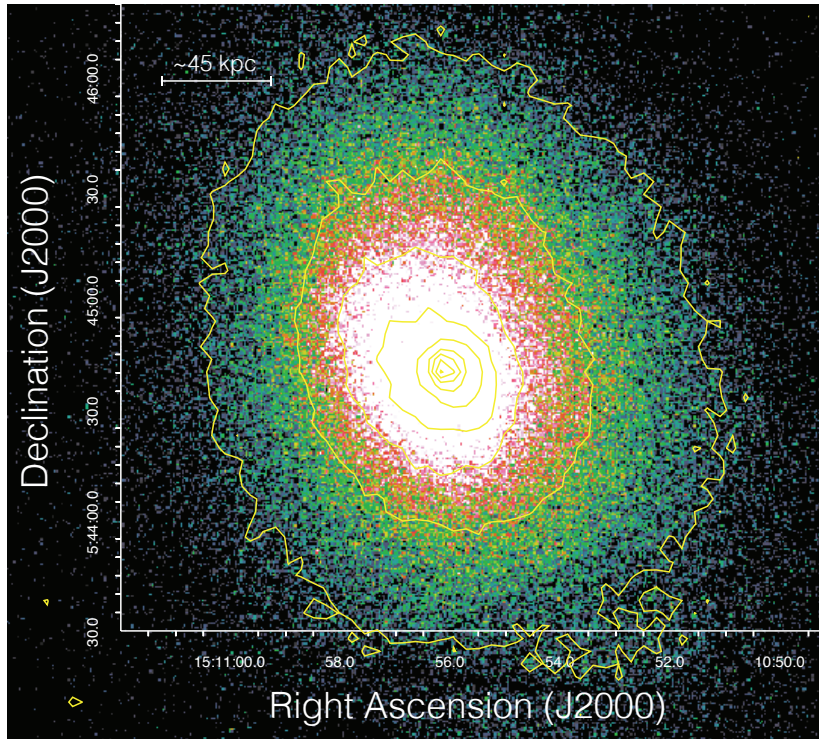


Рис. 3.5: Изображение скопления галактик Abell 2029, полученное обсерваторией *Chandra* (прибор ACIS-S, obsID 4977) с экспозицией  $\approx 79$  ксек. Изображение было сглажено фильтром Гаусса с радиусом размытия 1.

Предполагается, что основной вклад в массу скопления вносит темная материя, поэтому в качестве профиля плотности массы используется универсальный профиль Наварро-Френка-Уайта (NFW, Наварро, Френк & Уайт 1997):

$$\rho = \frac{\rho_s}{r/r_s(1 + r/r_s)^2}, \quad (3.10)$$

где  $r_s = 337$  кпк (Вихлинин и др., 2006). Величина нормировки,  $\rho_s = 1.7 \times 10^{-25} \text{ g/cm}^3$ , была определена с помощью параметров наилучшей аппроксимации для профиля плотности газа из Вихлинин и др. (2006), вышеописанного профиля температуры и условия гидростатического равновесия,  $\frac{\Delta p}{\rho} = -g$ . Далее, снова применяя условие гидростатического равновесия с полученными температурным и нормированным NFW профилями рассчитывается профиль плотности газа. Полученный результат близок к профилям из работы Вихлинин и др. (2006) и представлен на рисунке (3.6). Массовая доля газа внутри  $r_{500} = 1360$  кпк равна 15 % (напомним, что внешняя граница скопления определена на радиусе 1500 кпк).

Диффузия в изотермической модели скопления была рассчитана с целью демонстрации большого значения градиентов температуры в скоплениях с холодными ядрами. Для этого распределение массы в изотермической модели задается равным распределению в A2029 (уравнение 3.10). Мы рассмотрим две характерные температуры газа: 3 и 6 кэВ. Плотность газа определяется аналогичным способом с использованием условия гидростатического равновесия. Полученная массовая доля газа внутри  $r_{500}$  также равна 15 %.

Для всех рассматриваемых моделей средняя длина свободного пробега протонов по кулоновскому рассеянию на внешних радиусах лежит в диапазоне  $\sim 10$ –

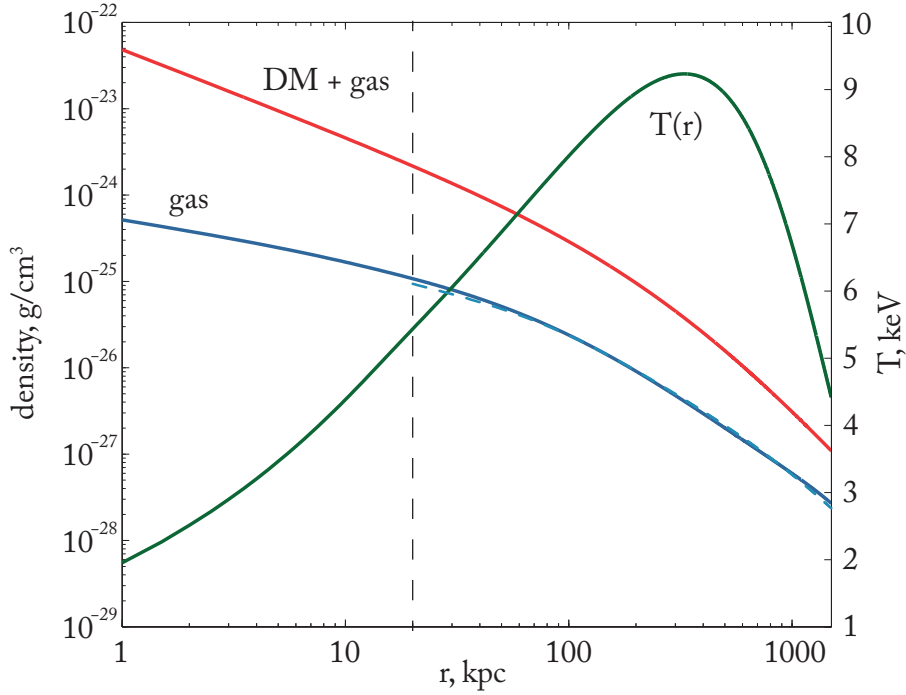


Рис. 3.6: Профили плотности (голубая линия), температуры (зеленая) и плотности полной массы (красная) межгалактического газа для модели скопления Abell 2029, эти профили используются далее в расчетах диффузии. Распределение температуры найдено путем объединения температурных моделей (Вихлинин и др., 2006) и (Льюис и др., 2002), радиус сшивки двух моделей равен 20 кпк (вертикальная пунктирная линия). 20 кпк соответствует угловому размеру  $\approx 14''$ . Для сравнения, голубой пунктирной линией изображен профиль плотности газа из работы Вихлинин и др. 2006

20 кпк. Все характерные размеры задачи остаются больше, чем длина свободного пробега частиц во всей рассматриваемой области скопления, поэтому диффузионное приближение можно считать применимым.

### 3.3.3 Формирование распределения элементов

Будем считать начальное распределение элементов однородным, а массовые доли  $\text{H}^+$ ,  $\text{He}^{+2}$  и  $\text{Fe}^{+24}$  равными солнечным значениям 0.75, 0.25,  $1.8 \cdot 10^{-3}$ , соответственно (см., например, Андрес & Гревеза, 1989). Наблюдаемое в скоплениях обилие металлов значительно меньше солнечного, что в данном случае не важно, так как железо является малой примесью и практически не влияет на диффузию водорода и гелия. Профили начальных скоростей диффузии для A2029 и изотермических моделей представлены на рисунке (3.7), на нижних панелях рисунка показана увеличенная центральная область. Положительные скорости соответствуют движению частиц газа от центра скопления (отток), отрицательные — в направлении центра (приток).

Мы видим, что градиенты температуры значительно усложняют картину диффузии в скоплении A2029: в центральном регионе ( $\sim 20$  кпк) наблюдается отток

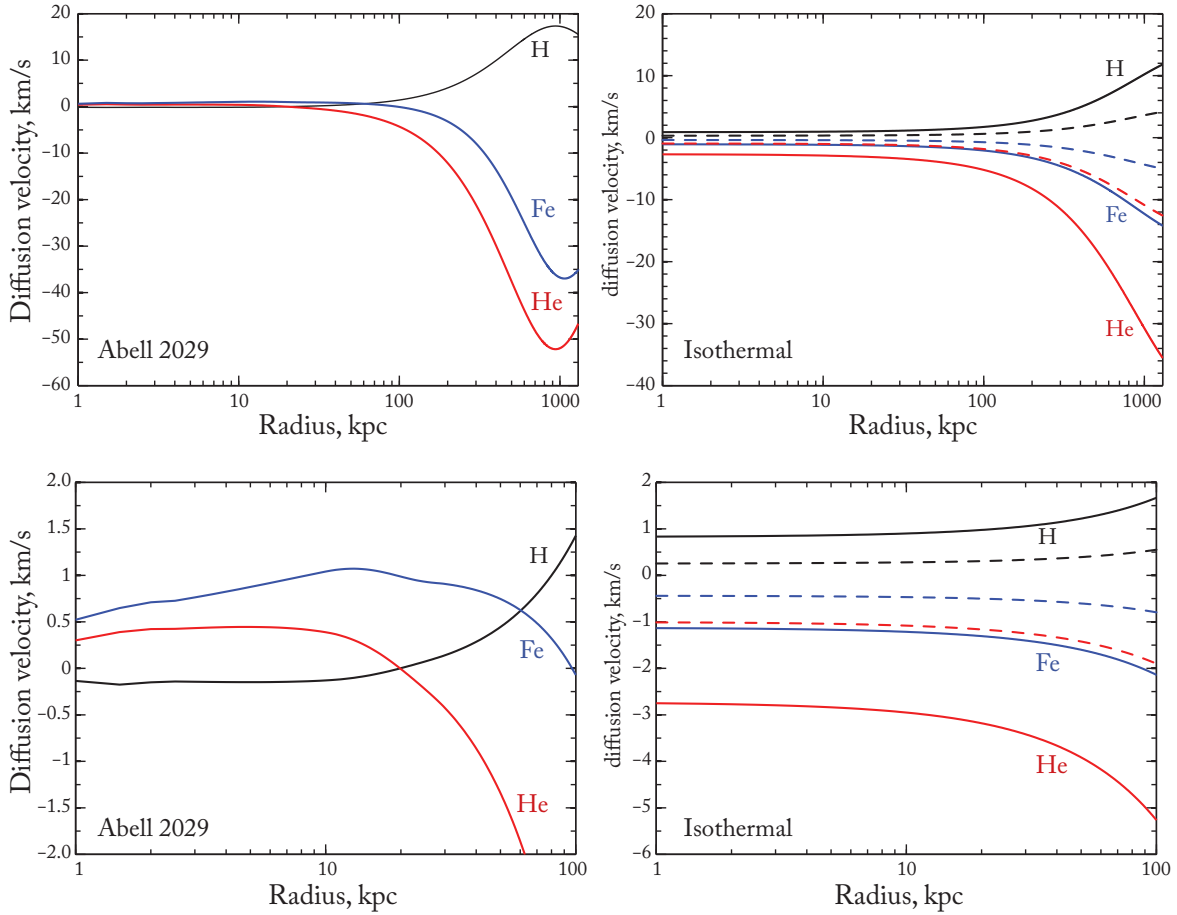


Рис. 3.7: Скорости диффузии ионов  $H^+$  (черная линия),  $He^{+2}$  (красная) и  $Fe^{+24}$  (голубая) в начальный момент времени расчетов. Положительные скорости соответствуют оттоку частиц от центра скопления. На левых панелях показаны расчеты для модели A2029, на правых — для изотермических моделей с температурами 3 кэВ (пунктирные линии) и 6 кэВ (сплошные линии). Отметим, что все модели имеют одинаковый профиль плотности массы. На нижних панелях показана увеличенная центральная область.

всех элементов тяжелее водорода. Большой градиент температуры от центра скопления до радиуса  $\sim 300$  кпк (см. рисунок 3.6) приводит к сильной термодиффузии элементов, в результате которой менее подвижные ионы покидают холодное ядро скопления, эффективно противодействуя гравитационной седиментации. Термодиффузия становится сильнее с увеличением массы и заряда ядра частиц, как это видно из сравнения кривых для гелия и железа. Подобный эффект наблюдается и во внешних частях скопления,  $r > 500$  кпк, где температура спадает с увеличением радиуса, в этом случае термодиффузия и гравитационное оседание взаимно усиливают друг друга. Таким образом, скорость диффузии во внешних областях A2029 значительно больше аналогичных скоростей в изотермических моделях.

На рисунке (3.8) показаны радиальные распределения элементов после 3 и 7 миллиардов лет диффузии. За 7 миллиардов лет термодиффузия почти полностью удаляет железо из ядра скопления A2029 и достаточно сильно уменьшает концентрацию гелия в нем. Наибольший прирост обилия гелия и железа получен

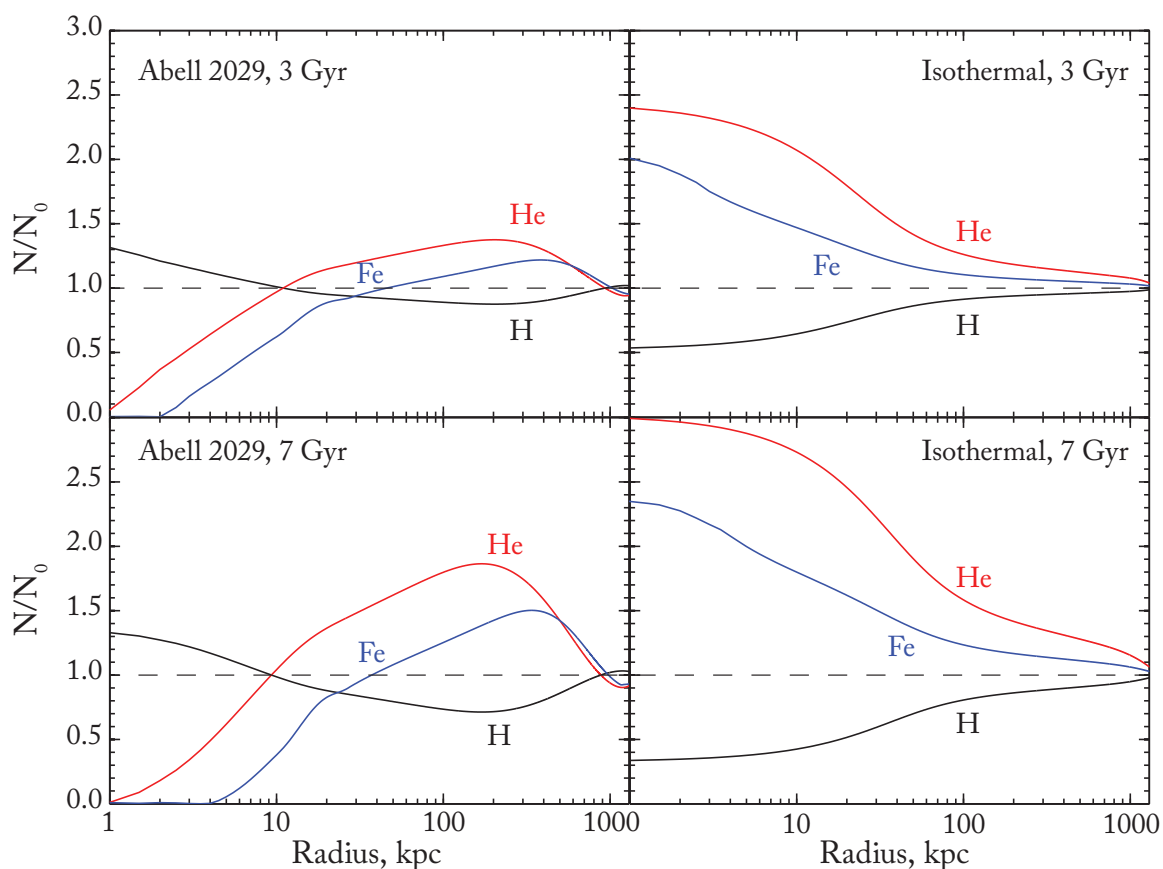


Рис. 3.8: Распределение элементов в межгалактическом газе после 3 млрд. лет (верхние панели) и 7 млрд. лет (нижние панели) диффузии, нормированные на соответствующие распределения в начальный момент времени. Водород, гелий и железо показаны черными, красными и голубыми линиями, соответственно. Левые панели изображают результат для модели A2029, правые — для изотермического скопления с  $T = 6$  кэВ.

в центральной области  $\sim 100\text{--}200$  кпк и обусловлен, в основном, притоком этих элементов из внешних частей скопления. Масса газа внутри каждого радиуса сохраняется за счет диффузии водорода в противоположном направлении гелию и железу. Форма полученных распределений определяется детальным видом профиля температуры, в частности, амплитудой температурных градиентов. Очевидно, что от скопления к скоплению детали распределения температур будут видоизменяться. Тем не менее основные закономерности, полученные в расчетах будут схожими для всех скоплений с холодными ядрами: уменьшение обилия тяжелых элементов в ядре скопления и пик распределения на промежуточных радиусах (см. также Штыковский & Гильфанов, 2010).

Совершенно иная картина диффузии получена для изотермических моделей скопления. Здесь гравитационная седиментация элементов приводит к постепенному увеличению концентрации всех элементов тяжелее водорода в ядре скопления. Наибольшая скорость диффузии получена для ионов гелия, в согласии с предыдущими работами (Гильфанов & Сюняев, 1984; Чужой & Лоеб, 2004). За время диффузии 3–7 миллиардов лет концентрация гелия возрастает в  $\approx 2.4\text{--}3$  раза. В тоже время концентрация водорода уменьшается на фактор  $\sim 2\text{--}3$ , поэтому увеличение обилия гелия в центре может достигать фактора  $\sim 5\text{--}9$ . Скорость

диффузии в полностью ионизованной плазме  $\propto T^{3/2}$ , поэтому эффект становится больше с увеличением температуры.

### 3.3.4 Диффузия элементов через внешнюю границу скопления

Теоретические предсказания и численные космологические симуляции предсказывают самоподобный вид профиля температуры в скоплениях галактик при масштабировании расстояний на вириальный радиус (см. подробнее Кац & Уайт, 1993; Брайан & Норман, 1998; Локен и др., 2002). Наблюдения скоплений галактик в рентгеновском диапазоне длин волн подтверждают эти предсказания (например, Вихлинин и др., 2005). Характерной особенностью самоподобного профиля является температурный максимум в окрестности  $r \gtrsim 0.3r_{500}$  (несколько сотен кпк) и спад температуры во внешней области. В разделе (3.3) было показано, что подобное поведение профиля температуры существенно ускоряет диффузию всех частиц тяжелее водорода в сторону центра скопления. Этот процесс будет приводить к постепенному увеличению среднего по объему скопления обилия гелия и других тяжелых элементов. Этот эффект сам по себе представляет большой научный интерес. В этом разделе мы приводим оценки темпа возрастания среднего содержания элементов в скоплении в результате диффузии элементов через его границу. Напомним, что в нашей стандартной модели внешняя граница фиксирована на радиусе  $r_{out} = 1.5$  Мпк.

Масса газа внутри  $r_{out}$  для модели A2029 может быть найдена путем интегрирования плотности  $\rho_g$  (рисунок 3.6). Получаем  $1.4 \times 10^{14} M_{\odot}$ . В начальный момент времени  $t = 0$  массовые доли водорода, гелия и железа, как упоминалось выше, равны 0.75, 0.25 и  $1.8 \times 10^{-3}$ , соответственно. Скорости диффузии на внешней границе равны  $v_H = +13.8$ ,  $v_{He} = -41.2$  и  $v_{Fe} = -31.8$  км с $^{-1}$  (рисунок 3.7). Следовательно, начальный поток массы этих элементов будет  $q_H = -1190$ ,  $q_{He} = 1185$  и  $q_{Fe} = 5 M_{\odot}$ /год, где положительный знак соответствует приросту массы элемента. Таким образом, в момент времени  $t = 0$ , обилие элементов возрастает с темпом:

$$\dot{A}_{He}/A_{He} \approx 4.8 \cdot 10^{-2} \text{ Gyr}^{-1} \quad (3.11)$$

$$\dot{A}_{Fe}/A_{Fe} \approx 3.9 \cdot 10^{-2} \text{ Gyr}^{-1} \quad (3.12)$$

Отметим, что для изотермических моделей соответствующий прирост будет меньше.

На рисунке (3.9) показана временная эволюция усредненных по объему скопления обилия элементов, рассчитанная численно (см. раздел 3.3). За время диффузии 7 миллиардов лет 4.5 % изначальной массы водорода покидает скопление из-за действия диффузии. Массы гелия и железа за равный период времени увеличиваются на 28 % и 22 %, соответственно. Из этого следует, что среднее по скоплению обилие гелия и железа возрастают на 33 % и 27 %, соответственно. В случае же изотермического скопления ( $T = 4.4$  кэВ) соответствующие значения обилия гелия и железа возрастают на 19 % и 11 % за 7 миллиардов лет диффузии. Здесь температура изотермического скопления выбрана равной температуре газа на внешней границе модели A2029, чтобы представленное сравнение скоростей прироста было релевантным. Таким образом, средний молекулярный вес газа в скоплении возрастает, следовательно, полное давление газа падает, а значит возникает поток массы

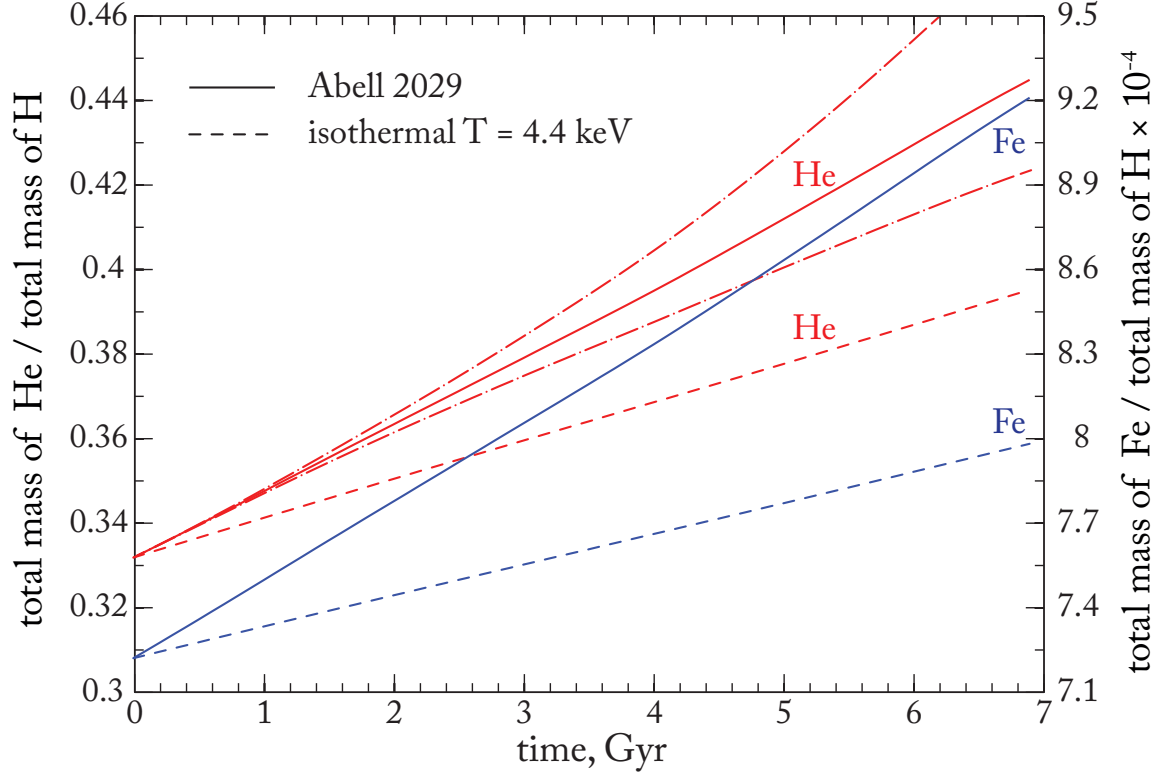


Рис. 3.9: Временная эволюция полной массы гелия (красные линии) и железа (голубые линии), отнесенных к полной массе водорода внутри скопления A2029 (сплошные линии), и изотермического скопления с температурой  $T = 4.4$  кэВ (пунктирная линия). Штрих-пунктирные линии иллюстрируют влияние течения массы газа через внешнюю границу на результаты расчетов для скоростей течения  $+40$  км/с (отток газа, верхняя кривая) и  $-40$  км/с (приток газа, нижняя кривая).

внутри скопления. Полная масса газа в результате такого эффекта увеличивается на  $\sim 0.5\%$  за 1 миллиард лет диффузии.

Итак, наши расчеты показывают, что средние по скоплению обилия гелия и железа могут заметно возрасти за счет взаимного действия гравитационной седиментации и термодиффузии во внешних частях скопления. Разумеется, фиксируя концентрацию всех элементов на внешней границе, мы неявно предполагаем их наличие в достаточно большом количестве вблизи и за границей скопления. Такое предположение выглядит вполне разумно для водорода и гелия, однако может быть ошибочным для железа и других металлов. Таким образом, можно заключить, что описанный эффект возрастания обилия железа (уравнение 3.12) является оценкой сверху.

Обратим внимание, что описанные вычисления не учитывают оттока/притока газа, связанного с космологической аккрецией или течением газа вдоль космических филаментов, а граница скопления фиксирована на постоянном радиусе. Детальное рассмотрение эффектов, связанных с нестационарным состоянием скопления находится за пределами этого исследования. Тем не менее мы можем примерно оценить влияние такого эффекта, предположив некоторую постоянную умеренную скорость течения газа,  $\lesssim 100$  км/с. Будем считать при этом, что скорость диф-

фузии элементов остается прежней. Штрих-пунктирные линии на рисунке (3.9) показывают влияние такого течения со скоростями  $+40$  км/с (отток газа, верхняя линия) и  $-40$  км/с (приток газа, нижняя линия). Важно отметить, что более высокие скорости течения будут переносить массу сравнимую с полной массой газа в скоплении за время действия диффузии. Очевидно, что в этом случае необходимо полное самосогласованное рассмотрение задачи.

В качестве заключительной ремарки заметим, что напряженность и топология магнитного поля, а также характеристики турбулентного движения газа могут сильно различаться в центре и на периферии скопления. Поэтому подавление процессов переноса в центральной области не означает такого же подавления во внешних частях скопления галактик.

### 3.4 Влияние перераспределения гелия на интерпретацию рентгеновских и СЗ наблюдений

По результатам наших расчетов ожидается существенное перераспределение гелия во всем рассматриваемом объеме межгалактического газа скоплений. Как было показано в разделе (3.2.1) и (3.2.2), этот результат может быть важным при интерпретации рентгеновских и СЗ наблюдений скоплений. Используя распределения элементов, полученные в результате расчета диффузии, оценим ошибки определения параметров скоплений, возникающие из-за стандартного предположения солнечного обилия гелия при обработке данных.

Разделим скопление на множество концентрических сферических слоев. Внутри каждого слоя будем считать температуру и обилие элементов постоянными. Далее, будем генерировать рентгеновское излучение оптически тонкой плазмы в каждом сферическом слое с помощью модели АРЕС в ПО `xspec`. Профили концентрации элементов и температуры газа при этом будем задавать в соответствии с результатами расчетов в разделе (3.3). Будем предполагать, что качество наблюдательных данных достаточно высоко, для того чтобы наблюдатель мог выполнить процедуру де-проецирования. Тогда, аппроксимируя с помощью такой же модели полученные спектры с фиксированным солнечным обилием гелия, мы получим температуру и обилие металлов, приведенные на рисунке (3.10). На верхних панелях рисунка приведено сравнение действительного распределения металлов и температур с определенными в результате наилучшей аппроксимации. На нижних панелях показаны относительные разности действительных и аппроксимированных значений.

Предположение солнечного обилия гелия вносит заметные (до  $\approx 20$ – $35\%$ ) смещения в определяемое обилие металлов. В случае изотермической модели такие смещения приводят к недооцениванию степени гравитационной седиментации металлов на фактор  $\sim 2$ . Полная масса железа в межгалактическом газе оказывается недооцененной на  $5.7\%$  и  $5.5\%$  для модели А2029 и изотермической модели, соответственно. Более того, найденная таким образом полная масса газа на  $7\%$  и  $8\%$  меньше действительной для А2029 и изотермической модели. Определяемая температура слабо чувствительна к предполагаемому обилию гелия, а ошибки ее определения малы, в согласии с результатами раздела (3.2.1).

Диффузия электронов в межгалактической среде обеспечивает сохранение электронейтральности плазмы. Масса ионов гелия и водорода отличается в большей

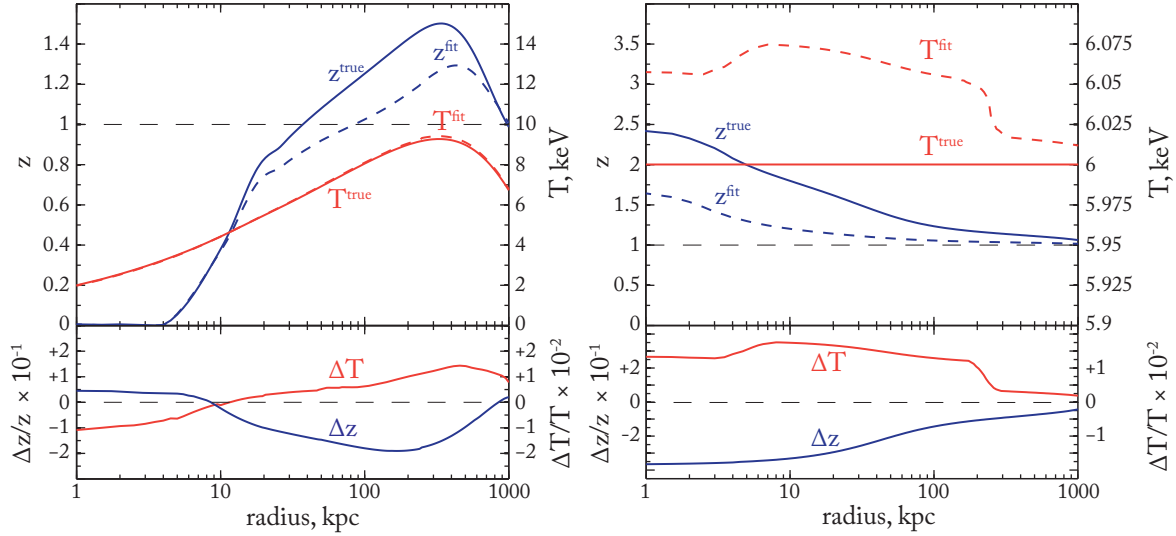


Рис. 3.10: Ошибки в обилии металлов и температуре, определяемых из анализа рентгеновских спектров, для модели скопления A2029 (левые панели) и изотермического скопления с температурой  $T = 6$  кэВ (правые панели) после 7 миллиардов лет диффузии (см. также рисунок 3.8). *Верхние панели:* голубые сплошные линии изображают действительное распределение металлов, в то время как голубыми пунктирными линиями показана их наилучшая аппроксимация, полученная при аппроксимации спектров в предположении солнечного обилия гелия. Аналогично, красные линии показывают действительные и аппроксимированные значения температуры. *Нижние панели:* относительная ошибка в определении обилия металлов (голубые) и температуры (красные).

степени, нежели заряды их ядер, следовательно, плотность электронов будет изменяться в основном в соответствии с изменениями плотности водорода. Оценим, как такие изменения будут влиять на амплитуду СЗ эффекта. На верхней панели рисунка (3.11) изображен профиль плотности электронов, нормированный на профиль в начальный момент времени, этот график можно сравнить с распределением водорода на рисунке 3.8. Используя теперь уравнение (3.2) и полученные распределения после 7 миллиардов лет диффузии рассчитаем параметр комптонизации вдоль луча зрения для разных проекционных радиусов. Результаты для A2029 и изотермической модели с температурой  $T = 6$  кэВ показаны на нижней панели рисунка (3.11).

Наконец, оценим ошибку в определении абсолютного расстояния до скопления, используя уравнение (3.5). Предполагая, что наблюдатель проделал процедуру де-проецирования наблюдаемых рентгеновских спектров, представим интеграл в уравнении (3.5) в виде суммы по всем сферическим слоям, которые описаны в начале этого раздела. Ошибки при определении температуры и количества металлов, вызванные предположением солнечного обилия гелия, приведут к соответствующим ошибкам при оценке функции охлаждения газа. Детальное поведение связанных с этим ошибок в угломерном расстоянии представлено на рисунке (3.12). Видно, что угломерное расстояние оказывается недооцененным на  $\approx 13\%$  и  $\approx 15\%$  для A2029 и изотермической модели, соответственно, после 7



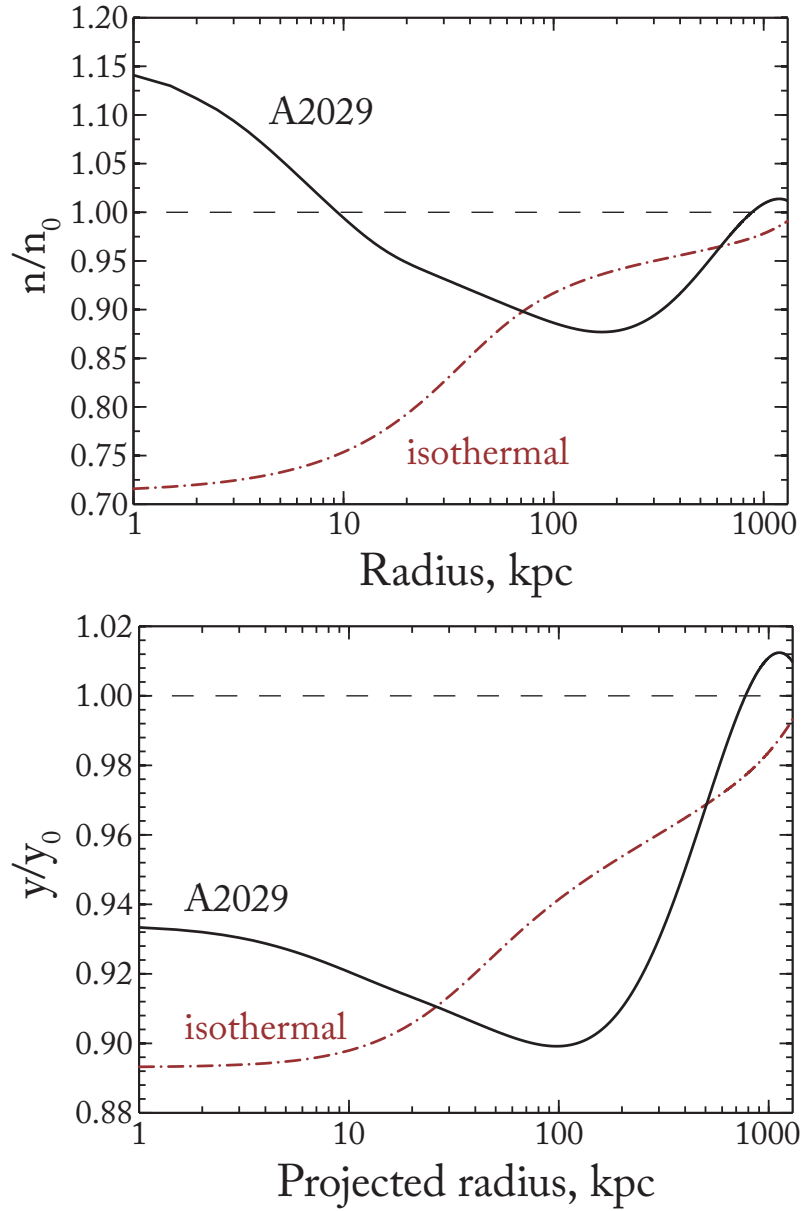


Рис. 3.11: *Верхняя панель:* изменение радиального профиля электронной плотности после 7 миллиардов лет диффузии для модели A2029 и для изотермического скопления с температурой  $T = 6$  кэВ как функция радиального расстояния от центра скопления. *Нижняя панель:* соответствующие изменения в параметре ионизации, то есть амплитуде СЗ эффекта, как функция проекционного радиуса.

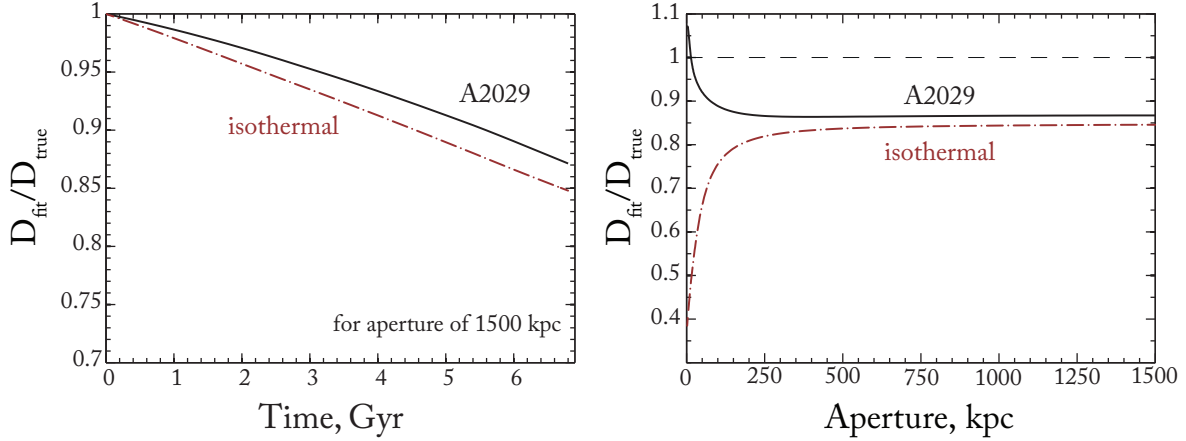


Рис. 3.12: Ошибка в угловом расстоянии при его определении из совместного анализа СЗ и рентгеновских наблюдений, вызванная предположением солнечного обилия гелия. Черные линии показывают результат для скопления с холодным ядром (A2029), красные линии — для изотермической модели. На левой панели изображена временная эволюция ошибки для апертуры равной 1500 кпк, на правой — как функция апертуры для  $t = 7$  миллиардов лет диффузии.

миллиардов лет диффузии. Ошибка в определяемом расстоянии также зависит от размера области, которая будет использована при интегрировании уравнения (3.5) (далее, апертура). Как видно из правой панели рисунка, эта зависимость слабая для апертур, превышающих  $\sim 250$  кпк по радиусу. Важно обратить внимание, что на маленьких апертурах ошибка уменьшается и, более того, при величине апертуры  $r_{Da} \sim 20$  кпк меняет знак. Такое поведение получаемой ошибки является следствием комплексных изменений обилия гелия, обусловленных действием гравитационной седиментации и термодиффузии. Очевидно, что величина  $r_{Da}$  зависит от детального вида профиля температуры скопления и не имеет большой важности, с точки зрения наблюдений и определения расстояний. Действительно, ядра скоплений галактик, как правило, трудно доступны для наблюдений из-за сложностей, связанных с активностью центральных галактик, а уменьшение апертуры будет означать большие статистические ошибки при определении расстояния.

### 3.5 Заключение

В главе рассмотрено влияние аномалий (отклонений от солнечного обилия) распределения гелия в межгалактической среде скоплений галактик на интерпретацию данных наблюдений в рентгеновском и микроволновом диапазонах длин волн. В частности, исследована роль диффузии элементов в межгалактическом газе скоплений. Хорошо известно (Гильфанов & Сюняев, 1984; Чужой & Нуссер, 2003; Чужой & Лоеб, 2004; Эттори & Фабиан, 2006; Штыковский & Гильфанов, 2010), что процесс гравитационной седиментации может существенно перераспределять гелий и другие тяжелые элементы во всем объеме газа скоплений, увеличивая их обилие в ядре. Так как относительное содержание гелия не может быть получено напрямую из рентгеновской спектроскопии, то на практике, как правило, предполагается солнечное обилие гелия во всем объеме межгалактического газа.

Поэтому отклонения действительного содержания гелия от солнечного значения приводят к ошибкам при определении основных параметров газа: меры эмиссии, полной массы, температуры и обилия металлов (см. раздел 3.2.1, а также Дрейк 1998; Эттори & Фабиан 2006).

Роль и эффективность диффузии в межгалактической среде скоплений галактик все еще остается спорным вопросом. Хорошо известны по крайней мере два физических явления, способных существенно подавить процессы переноса в газе скоплений — магнитные поля и турбулентное крупномасштабное перемешивание газа. Степень влияния этих явлений остается предметом дискуссий, а их учет многократно усложняет рассмотрение уравнений диффузии. Поэтому в этой работе была решена модельная задача диффузии без учета магнитных полей и турбулентностей газа, тем самым оценен максимально возможный эффект диффузии на важные для космологии измерения. Точное решение было получено с помощью полной системы уравнений Бюргера для многокомпонентной плазмы. Мы рассмотрели диффузию в двух моделях скоплений: (а) скопление с холодным ядром, описанное наблюдаемыми профилями температуры и массы скопления A2029 и (б) изотермическое скопление, профиль плотности массы которого аналогичен A2029, а температура равна  $T = 3$  кэВ или 6 кэВ. Диффузия элементов в изотермической модели происходит по каноническому сценарию, согласно которому все элементы тяжелее водорода оседают в центральной области скопления. Так, увеличение обилия гелия здесь достигает фактора  $\sim 5\text{--}10$  на временном промежутке  $\sim 3\text{--}7$  миллиардов лет. Градиенты температуры в скоплениях с холодными ядрами принципиально меняют картину диффузии. Связанная с этими градиентами термодиффузия противодействует гравитационному оседанию элементов, вымещая в результате тяжелые элементы из центрального ядра скопления,  $r \leq 10\text{--}20$  кпк. Наши расчеты показали значительное, в  $\sim 1.5\text{--}2$  раза, увеличение обилия тяжелых элементов на промежуточных радиусах  $\sim 100\text{--}500$  кпк в модели A2029.

Важным научным результатом расчетов является постепенное увеличение среднего по объему скопления обилия гелия в модели с холодным ядром. Этот эффект вызван взаимным усилением гравитационной седиментации и термодиффузии во внешних частях скоплений. Для модели A2029 мы получили возрастание обилия гелия на  $\sim 5\%$  за один миллиард лет диффузии.

Наконец, приведены оценки влияния перераспределения элементов в A2029 и изотермической модели на параметры скопления, определяемые из рентгеновских и микроволновых данных. Так определяемое обилие металлов может быть недооцененным на  $\approx 10\text{--}40\%$ , а полная масса газа в скоплении оказывается меньше действительной на  $\approx 7\%$ . Ошибки в угломерном расстоянии могут достигать  $\sim 10\text{--}15\%$  при определении расстояния из комбинации рентгеновских и СЗ наблюдений с апертурой порядка  $r_{500}$ . Для изотермической модели такие ошибки несколько больше и существенно возрастают (до  $\approx 20\text{--}25\%$ ) при малых значениях апертуры  $\sim 100\text{--}200$  кпк.

# Литература

- Абрамопулус, Чанан & Ку (Abramopoulos, F., Chanan, G., Ku, W.), *ApJ*, 1981, 248, 429
- Андрес & Гревеза (Anders, E., Grevesse, N.), *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 1989, 53, 197
- Арно (Arnaud, K.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, eds. Jacoby G. and Barnes J., 1996, ASP Conf. 101, 17
- Аскасибар & Маркевич (Ascasibar, Y., Markevitch), *M.*, *ApJ*, 2006, 650, 102
- Бонаманте и др.(Bonamente, M., Joy, M., LaRoque, S., Carlstrom, J., Reese, E., Dawson, K.), *ApJ*, 2006, 647, 25
- Брайан & Норман (Bryan, G., Norman, M.), *ApJ*, 1998, 495, 80
- Бюльбюль и др.(Bulbul, G. E., Hasler, N., Bonamente, M., Joy, M., Marrone, D., Miller, A., Mroczkowski, T.), *A&A*, 2011, 533, A6
- Бургерс (Burgers, J. M.), *Flow Equation for Composite Gases*. New York: Academic Press., 1969
- Вихлинин и др.(Vikhlinin, A., Markevitch, M., Murray, S. S., Jones, C., Forman, W., Van Speybroeck, L.), *ApJ*, 2005, 628, 655
- Вихлинин и др.(Vikhlinin, A., Kravtsov, A., Forman, W., Jones, C., Markevitch, M., Murray, S. S., Van Speybroeck, L.), *ApJ*, 2006, 640, 691
- Гильфанов & Сюняев (Gilfanov, M. R., Syunyaev, R. A.), *Soviet Astronomy Letters*, 1984, 10, 137
- Го, Оу & Ружковский (Guo, F., Oh, S. P., Ruszkowski, M.), *ApJ*, 2008, 688, 859
- Дрейк (Drake, J.), *ApJ*, 1998, 496, L33
- Карлстром и др.(Carlstrom, J. E., Holder, G. P., Reese, E. D.), *ARA&A*, 2002, 40, 643
- Кац & Уайт (Katz, N., White, S.), *ApJ*, 1993, 412, 455
- Кнеллер & Стейгмэн (Kneller, J., Steigman, G.), *New Journal of Physics*, 2004, 6, 117
- Коллаборация Планк и др.(Planck Collaboration, et al.), *A&A*, 554, A140

Коллаборация Планк и др.(Planck Collaboration, et al.), A&A, 571, A29

Комаров и др.(Komarov, S., Churazov, E., Schekochihin, A.), MNRAS, 2015, 440, 1153

Кравцов и др.(Kravtsov, A. V., Vikhlinin, A., Nagai, D.), ApJ, 2006, 650, 128

Локен и др.(Loken, C., Norman, M., Nelson, E., Burns, J., Bryan, G., Motl, P.), ApJ, 2002, 579, 571

Льюис и др.(Lewis, A. D., Buote, D. A., Stocke, J. T.), ApJ, 2002, 34, 1207

Маркевич & Вихлинин (Markevitch, M., Vikhlinin, A.), Physics Reports, 2007, 443, 1

Маркевич (Markevitch, M.), eprint arXiv:0705.3289, 2007

Маркевич и др.(Markevitch et al.), ApJ, 2003, 586, L19

Мончик & Мэйсон (Monchick, L., Mason, E.), Physics of Fluids, 1985, 28, 3341

Мотл и др.(Motl, P. M., Hallman, E. J., Burns, J. O., Norman, M. L.), ApJ, 2005, 623, L63

Наварро, Френк & Уайт (Navarro, J. F., Frenk, C. S., White, S. D. M.), ApJ, 1997, 490, 493

Нараян & Медведев (Narayan, R., Medvedev, M. V.), ApJ, 2001, 562, L129

Панагулия, Сандерс & Фабиан (Panagoulia, E. K., Sanders, J. S., Fabian, A. C.), MNRAS, 2015, 447, 417

Плагге и др.(Plagge T., et al.), ApJ, 2010, 716, 1118

Плагге и др.(Plagge T., et al.), ApJ, 2013, 770, 112

Риз и др.(Reese E. D., et al.), ApJ, 2012, 751, 12

Саразин и др.(Sarazin, C. L., Wise, M. W., Markevitch, M. L.), ApJ, 1998, 498, 606

Силк & Уайт (Silk, J., White, S. D. M.), ApJ, 1978, 226, L103

Смит и др.(Smith, R. K., Brickhouse, N. S., Liedahl, D. A., Raymond, J. C.), ApJ, 2001, 556, L91

Сноуден и др.(Snowden, S. L., Mushotzky, R. F., Kuntz, K. D., Davis, D. S.), A&A., 2008, 478, 615

Сюняев & Зельдович (Sunyaev, R. A., Zeldovich, Y. B.), Astrophysics and Space Science, 1970, 3, 19

Сюняев & Зельдович (Sunyaev, R. A., Zeldovich, Y. B.), Comments on Astrophysics and Space Physics, 1972, 4, 173

Сюняев & Зельдович (Sunyaev, R. A., Zeldovich, Y. B.), ARA&A, 1980, 18, 537

- Уокер и др. (Walker, T., Steigman, G., Kang, H., Schramm, D., Olive, K.), *ApJ*, 1991, 376, 51
- Фабиан & Прингл (Fabian, A. C., Pringle, J. E.), *MNRAS*, 1977, 181, 5P
- Фабиан (Fabian, A. C.), *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1994, 32, 277
- Хаммер (Hummer, D.), *ApJ*, 1988, 327, 477
- Чепмен & Коулинг (Chapman, S., Cowling, T.), *The mathematical theory of non-uniform gases*. Cambridge: University Press, 1970.
- Чужой & Нуссер (Chuzhoy, L., Nusser, A.), *MNRAS*, 2003, 342, L5
- Чужой & Лоеб (Chuzhoy, L., Loeb, A.), *MNRAS*, 2004, 349, L13
- Штыковский & Гильфанов (Shtykovskiy, P., Gilfanov, M.), *MNRAS*, 2010, 401, 1360
- Эттори & Фабиан (Ettori, S., Fabian, A. C.), *MNRAS*, 2000, 317, L57
- Эттори & Фабиан (Ettori, S., Fabian, A. C.), *ApJ*, 2006, 369, L42

# Глава 4

## Диффузия элементов в галактиках раннего типа

### 4.1 Введение

Роль диффузии в формировании пространственного распределения элементов в межгалактической среде скоплений галактик являлась предметом многих предыдущих исследований (Фабиан & Прингл, 1977; Гильфанов & Сюняев, 1984; Чужой & Лоеб, 2004; Пенг & Нагаи, 2009а; Штыковский & Гильфанов, 2010; Медведев и др., 2014). В приближении незамагниченной межгалактической плазмы результат диффузии определяется гравитационным потенциалом скопления, а также радиальными профилями плотности и температуры газа. В частности, в скоплениях с холодными ядрами резкие градиенты температуры замедляют процесс седиментации элементов тяжелее водорода в центре скопления. Учитывая наблюдаемый самоподобный вид профиля температуры в скоплениях (Вихлинин и др., 2006), можно утверждать, что интегральный эффект диффузии в основном зависит от глобальных свойств скоплений: общей массы ( $M$ ), средней температуры ( $T$ ) и массовой доли газа ( $f_b$ ). Однако эти параметры не являются независимыми. Наблюдения (Вихлинин и др., 2006) выявили сильную корреляцию между температурой и массой скоплений, в согласии с теоретическими предсказаниями (см., например, Матиесен & Эврард, 2001). В то же время барионная массовая доля в скоплениях должна быть универсальной величиной, близкой к среднему значению для всей Вселенной (Уйат и др., 1993), что также подтверждается наблюдениями (Вихлинин и др., 2006). Малый разброс значений в корреляционных соотношениях свидетельствует о схожей истории формирования скоплений галактик. Таким образом, можно говорить о явной зависимости амплитуды седиментации от массы скопления и ожидать максимального эффекта для наиболее массивных (горячих) вириализованных объектов.

В этой главе диссертации рассматривается диффузия в межзвездном газе в галактиках раннего типа (эллиптических и линзовидных). Хотя у таких объектов массы, температуры и массовые доли газа тоже скоррелированы, имеется большой разброс при фиксированном значении какого-либо из параметров. Это может существенно влиять на амплитуду седиментации. Также важно, что для галактик раннего типа не наблюдается универсального вида профиля температуры: радиальное распределение температуры может иметь как спадающий, так и нарастающий характер.

Разброс в наблюдаемых характеристиках может быть частично связан со сложностью исследования излучения горячего межзвездного газа. Рентгеновское излучение эллиптических галактик бывает сложно отделить от излучения окружающего их более горячего межгалактического газа. Рентгеновская спектроскопия галактик с низкой светимостью сталкивается с проблемой слишком малого отношения сигнал-шум. Еще одна сложность в изучении таких объектов связана с необходимостью отделения теплового протяженного излучения межзвездной среды от излучения звездного населения галактики: маломассивных двойных систем и катаклизмических переменных, а иногда еще и излучения центральной сверхмассивной черной дыры. С другой стороны, к настоящему моменту проведены наблюдения уже нескольких десятков галактик раннего типа при помощи космических обсерваторий *Chandra* и *XMM-Newton*, а значит накоплен большой объем наблюдательных данных высокого качества. Беспрецедентное угловое разрешение *Chandra* и высокая чувствительность *XMM-Newton* позволяют находить температуру и плотность газа одинаковым образом для всей исследуемой выборки галактик.

Корреляционное соотношение между массой и температурой демонстрирует более сложный характер зависимости для галактик раннего типа (Боросон и др., 2011) в сравнении с вириальным соотношением,  $M \sim T^{3/2}$ , которому близко следует измеренное соотношение для скоплений галактик (на одинаковом красном смещении). Помимо этого, измеряемые температуры газа в таких галактиках всегда оказываются выше вириальных значений. Это говорит о важности дополнительных источников прогрева газа, помимо нагрева в результате сжатия газа при падении в гравитационном потенциале и термализации кинетической энергии газа, связанной со случайными движениями звезд (Пеллегрини, 2011). Такими дополнительными источниками прогрева могут быть взрывы сверхновых SNe Ia и аккреция газа на центральную сверхмассивную черную дыру (см., например, Чиотти и др., 1991). В зависимости от массы галактики вклад дополнительных источников прогрева в общий температурный баланс газа меняется, что наблюдается в виде изменения наклона в соотношении  $\sigma_c - T$  для галактик с разной светимостью: галактики с меньшей массой и светимостью сильнее отклоняются от вириального соотношения (Пеллегрини, 2011). Заметим, что центральная дисперсия скоростей,  $\sigma_c$ , считается величиной, отражающей глубину гравитационного потенциала галактик (О'Салливан, Понман & Коллинз, 2003), поэтому можно говорить об аналогичных особенностях в соотношении  $M - T$ .

В случае скоплений галактик величина барионной массовой доли  $f_b$  приближается к космологическому значению внутри радиуса  $r \sim r_{500}$  (внутри которого средняя плотность в 500 раз превышает критическую плотность Вселенной). Доступная область наблюдений галактик раннего типа значительно меньше  $r_{500}$ , поэтому сложно судить об универсальном значении  $f_b$ . Измерения плотности межзвездной среды показывают значительно меньшую массовую долю газа в доступной области наблюдений. Частично это связано с гораздо большей массовой долей звезд в галактиках по сравнению со скоплениями. Это должно приводить к существенному увеличению эффективности диффузии в таких объектах.

В понимании эволюции межзвездной среды важной остается проблема низкого наблюдаемого обилия металлов в галактиках раннего типа (Су & Ирвин, 2013). Так как основными поставщиками межзвездного газа служат ветра красных сверхгигантов, планетарные туманности и вспышки сверхновых, содержание тяжелых



элементов в газе ожидается по меньшей мере солнечным. Помимо прямого влияния на обилие тяжелых элементов, диффузия должна приводить к существенным изменениям в распределении гелия. Поэтому предположение о солнечном обилии гелия при анализе рентгеновских спектров может приводить к значительному смещению измеряемых значений обилия металлов (см. главу диссертации 3, а также Эттори & Фабиан, 2006; Маркевич, 2007; Медведев и др., 2014). Интересно, что повышенное, по сравнению с космологическим значением, обилие гелия могло возникнуть в результате диффузии уже на стадии формирования галактик, однако этот эффект не мог превысить десятых долей процента (см. главу диссертации 5, а также Медведев, Сазонов & Гильфанов, 2016).

В этой главе диссертации рассчитывается диффузия элементов в межзвездном газе на основе наблюдательных данных обсерваторий *Chandra* и *XMM-Newton*. Рассматривается модельная задача без учета магнитных полей, отклонения состояния газа от гидростатического равновесия и с постоянным во времени температурным профилем. Хотя такая постановка задачи выглядит идеализировано, ее решение дает понимание роли диффузии среди других физических процессов, протекающих в горячей межзвездной плазме. Решая полную систему уравнений Бюргерса (см. подробнее главу 2) мы демонстрируем нетривиальную зависимость интегрального эффекта от массы галактики и типа ее окружения.

## 4.2 Выборка галактик

Для исследования диффузии мы использовали 13 галактик из работы (Нагино & Матсushита, 2009, далее в тексте NM09). Их основные характеристики представлены в таблице 4.1. Все они являются галактиками раннего типа и были подробно изучены в мягком рентгеновском диапазоне при помощи космических обсерваторий *ROSAT*, *XMM-Newton* и *Chandra* (Хамфрей и др., 2006; Фуказава и др., 2006; Су & Ирвин, 2013, NM09). Для этой работы мы отобрали только те галактики, для которых суммарное число отсчетов, полученных обсерваторией *XMM-Newton* (детекторами MOS и PN) внутри четырех эффективных радиусов ( $r_{\text{eff}}$ ), превышает 12 000. Такие данные имеют хорошую статистику, что позволяет более надежно использовать процедуру депроекции наблюдаемых спектров с целью определения трехмерных профилей температуры и плотности межзвездной среды (для детального обсуждения процедуры депроекции см. NM09, а также Хамфрей и др. 2011). Выбранные 13 галактик хорошо удовлетворяют нашему основному критерию: рассмотреть галактики с широким диапазоном светимостей, различным типом окружения и имеющие относительно регулярную рентгеновскую морфологию.

В мягком рентгеновском диапазоне 0.3–2 кэВ галактики нашей выборки охватывают два порядка величин по светимости:  $L_X \sim 1\text{--}300 \times 10^{40}$  эрг с<sup>-1</sup>. По типу окружения отобранные галактики можно разделить на три группы: изолированные (0), галактики группы (1) и галактики, расположенные в центре группы (2). Характерной чертой галактик разреженного окружения (0 и некоторых галактик 1) является температурный профиль с отрицательным градиентом или профиль, близкий к изотермическому. Такие галактики, как правило, имеют меньший размер и массу  $\lesssim 10^{12} M_\odot$ . Напротив, галактики, расположенные в окружении относительно высокой плотности (в основном, 2), имеют положительный градиент температуры, а их профиль подобен температурному профилю межгалактического газа в скоплениях (Вихлинин и др., 2006). Изучение и сравнение диффузии в

Таблица 4.1: Галактики раннего типа, выбранные для расчета диффузии

Галактика	Морфологи- ческий тип	$D$ , Мпк	$r_{\text{eff}}$ , кпк	$L_X$ , $10^{40}$ эрг $\text{с}^{-1}$	$M_{\text{ISM}}$ , $10^8 M_{\odot}$	$M_{\text{tot}}$ , $10^{11} M_{\odot}$	Окружение
IC 1459	E3–4	29.2	4.9	2.1	9.6	14.0	1
NGC 720	E5	27.7	4.8	4.4	11.0	12.0	0
NGC 1316	SAB0	21.5	8.4	5.7	27.0	29.7	1
NGC 1332	S0	22.9	3.1	1.8	2.7	7.4	2
NGC 1395	E2	24.1	5.7	3.2	11.4	19.2	1
NGC 1399	E1	20.0	3.9	13.5	17.7	14.2	2
NGC 3923	E4–5	22.9	5.5	3.8	11.7	11.7	1
NGC 4472	E2	16.3	8.2	21.4	58.0	31.9	2
NGC 4552	E0–1	15.3	2.2	3.3	2.4	6.3	1
NGC 4636	E0–1	14.7	6.3	20.3	25.9	27.8	2
NGC 4649	E2	16.8	5.6	9.9	17.0	21.9	1
NGC 5044	E0	31.2	8.1	166.1	164.7	45.5	2
NGC 5846	E0–1	24.9	7.6	37.9	70.0	92.4	2

**Примечание.** Морфологический тип взят из базы данных NED<sup>1</sup>,  $D$  — расстояние до галактики из Тонри и др. (2001) (метод флуктуаций поверхностной яркости, SB1200F),  $r_{\text{eff}}$  — эффективный радиус из каталога RC3 (де Вокулер и др., 1991),  $L_X$  — депроецированная светимость теплового излучения внутри  $4r_{\text{eff}}$  в мягком рентгеновском диапазоне 0.3–2 кэВ из работы (Нагино & Матсушита, 2009), пересчитанная для расстояний из столбца 3,  $M_{\text{ISM}}$  — масса межзвездного газа внутри  $4r_{\text{eff}}$ ,  $M_{\text{tot}}$  — полная масса внутри  $10r_{\text{eff}}$ , найденная из уравнения 4.7. Окружение — классификация окружения, основанная на (Фабер и др., 1989): 0 — изолированная галактика, 1 — галактика группы, 2 — галактика в центре группы.

галактиках с окружением разного типа представляет большой интерес, так как темп диффузии и структура диффузионных потоков наиболее сильно зависят от температуры плазмы. Как было показано в предыдущих работах, резкие градиенты температуры в скоплениях с холодными ядрами существенно меняют картину гравитационной седиментации элементов тяжелее водорода (Чужой & Лоеб, 2004; Пенг & Нагаи, 2009а; Штыковский & Гильфанов, 2010; Медведев и др., 2014). Самая яркая галактика из нашей выборки, NGC 5044, является ярчайшей галактикой группы (BCG галактика). Последние наблюдения таких объектов обсерваторией *GALEX* демонстрируют аномальный избыток ультрафиолетового излучения, происхождение которого неизвестно ("ultraviolet upturn", см. Рии и др., 2007). Исследование диффузии в ярчайших галактиках скоплений чрезвычайно интересно, так как ультрафиолетовый избыток может быть связан с экстремально высоким значением обилия гелия в межзвездной среде (Пенг & Нагаи, 2009b).

Регулярная рентгеновская морфология, отсутствие существенной асимметрии и возмущений поверхностной яркости большой амплитуды свидетельствуют о динамической релаксации системы и гидростатическом равновесии газа в гравитационном потенциале галактики. Почти все исследуемые нами галактики имеют регулярные рентгеновские изображения. Условие гидростатического равновесия газа в галактиках NGC 720, NGC 4472, NGC 4636 подробно обсуждается в работах Хамфрей и др. (2006, 2011), для обсуждения этого условия в остальных галактиках нашей выборки см. работы Фуказавы и др. (2006) и NM09. Исключением является галактика NGC 4636, в которой были обнаружены широкомасштабные возмущения рентгеновской яркости (Джонс и др., 2002). Две галактики, NGC 1316 и NGC 1332, являются линзовидными. Подробное изучение диффузной компоненты рентгеновского излучения NGC 1332 проведено в работе Хамфрей и др. (2004). Галактика NGC 1316 представляет собой остаток слияния в скоплении Печи, подробное исследование этой галактики в рентгеновском диапазоне длин волн было проведено в работе Ким & Фаббиано (2003).

### 4.3 Анализ рентгеновских данных

Мы используем данные рентгеновской спектроскопии, полученные с помощью обсерваторий *Chandra* и *XMM-Newton*. Первичная обработка этих данных, определение температуры и светимости межзвездного газа были сделаны в работе NM09. Мы используем значения светимостей и температур, приведенные в табл. 4 в NM09, которые были получены в результате спектрального анализа депроецированных спектров, накопленных в кольцах с радиусами до  $8 r_{\text{eff}}$ . Максимальный радиус, для которого доступны данные для всех галактик нашей выборки, равен  $4 r_{\text{eff}}$ . В работе NM09 депроецирование спектров производилось методом "onion-peeling", с его алгоритмом можно ознакомиться, например, в работе Буот (2000). NM09 использовали данные *Chandra* для центральной области ( $1-2 r_{\text{eff}}$ ) и *XMM-Newton* для области  $\leq 8 r_{\text{eff}}$ . Температура межзвездного газа определялась с помощью моделирования спектров суммой vAPEC (Смит и др., 2001) и степенной модели с фотонным индексом 1.6, соответствующим вкладу маломассивных рентгеновских двойных. Мы пересчитали полученные в NM09 светимости для расстояний до галактик из работы Тонри и др. (2001).

Таблица 4.2: Параметры профилей плотности и температуры межзвездной среды

Название	$n_0,$ $10^{-1}\text{см}^{-3}$	$r_c,$ $r_{\text{eff}}$	$\beta$	$r_{c2},$ $r_{\text{eff}}$	$\beta_2$	$T_0,$ кэВ	$r_t,$ $r_{\text{eff}}$	$a$	$T_{\text{bg}}/T_{\text{ISM}},$ кэВ
IC 1459 <sup>a,c</sup>	1.63	0.05*	0.43	–	–	0.62	–	–	–
NGC 720 <sup>a,d</sup>	0.19	0.35	0.46	–	–	0.61	4.00*	0.21	0/–
NGC 1316 <sup>a,c</sup>	1.33	0.05*	0.46	–	–	0.71	–	–	–
NGC 1332 <sup>a,d</sup>	3.04	0.05*	0.48	–	–	0.16	2.00*	2.00	0.46/–
NGC 1395 <sup>a,e</sup>	0.14	0.26	0.41	–	–	0.58	1.573	2.86	–/0.77
NGC 1399 <sup>b,e</sup>	4.64	0.05*	0.46	1.09	0.25	0.83	1.79	1.68	–/1.45
NGC 3923 <sup>a,d</sup>	1.14	0.10	0.50	–	–	0.63	0.32	0.08	0/–
NGC 4472 <sup>b,d</sup>	1.59	0.05*	0.48	0.46	0.30	0.62	7.90	1.5	–/1.69
NGC 4552 <sup>a,d</sup>	1.10	0.37	0.63	–	–	0.35	0.74	0.78	0.41/–
NGC 4636 <sup>b,e</sup>	1.62	0.05*	0.20	0.16	0.50	0.51	0.92	2.08	–/0.83
NGC 4649 <sup>a,e</sup>	2.88	0.03	0.40	–	–	0.88	0.11	1.29	–/0.96
NGC 5044 <sup>b,e</sup>	0.53	0.13	0.25	2.20	0.44	0.70	4.07	1.74	–/1.52
NGC 5846 <sup>b,e</sup>	1.29	0.05*	0.31	4.12	1.13	0.62	7.90	1.51	–/1.69

**Примечание.** \* – Параметр фиксировался при аппроксимации;  $a, b$  – уравнение (4.2) и (4.3) для плотности соответственно;  $c, d, e$  – уравнение (4.4), (4.5) и (4.6) для температуры соответственно.

Светимость сферического слоя определяется как

$$L_i = \int_{R_i}^{R_{i+1}} \Lambda_{A_i}(T_i) n_e^2(r) X dV = \Lambda_{A_i}(T_i) \int_{R_i}^{R_{i+1}} n_e^2(r) X dV, \quad (4.1)$$

где  $L_i, A_i, T_i$  — значения светимости, обилия элементов и температуры в сферическом слое с внутренним радиусом  $R_i$  и внешним  $R_{i+1}$ ,  $dV = 4\pi r^2 dr$ ,  $X = n_i/n_e$  — отношение концентрации ионов ( $n_i$ ) к концентрации электронов ( $n_e$ ), для солнечного состава газа  $X \approx 0.91$ . Интегральная излучательная способность газа  $\Lambda_{A_i}(T_i) = \int \epsilon(E, T_i) dE$  рассчитывалась в корональном приближении для горячей оптически тонкой плазмы с заданным обилием элементов  $A_i$  (AtomDB/APEC, версия 3.0.6, Фостер и др. 2012). Использовались найденные в NM09 значения для элементов группы O (O, Ne, Mg), группы Si (Si, S) и группы Fe (Fe и Ni), обилие остальных элементов считалось солнечным. Солнечное обилие задавалось в соответствии с NM09 из работы Андерс и Гривеза (1989). Для большинства галактик обилие определено одним значением для всех радиусов:  $A_i = A$ ; для галактик NGC 4472, NGC 4636, NGC 4639, NGC 4649 использовались значения в каждом сферическом слое.

Концентрация электронов  $n_e$  для галактик нашей выборки чаще всего хорошо описывается простым бета-профилем:

$$n_e = n_{e0}(1 + (r/r_c)^2)^{-3\beta/2}. \quad (4.2)$$

Для некоторых ярких галактик, следуя NM09, мы использовали модифицированный бета-профиль, наклон которого меняется на радиусе  $r_{c2}$ :

$$n_e = n_{e0}[1 + (r/r_c)^2]^{-3\beta/2}[1 + (r/r_{c2})^2]^{-3(\beta_2 - \beta)/2}. \quad (4.3)$$

Для слабых галактик с большим центральным бином мы фиксировали радиус ядра  $r_c = 0.05 r_{\text{eff}}$ . Как было показано в NM09 по данным *Chandra*,  $r_c$  всегда близко к этому значению для нашей выборки.

Используя  $L_i, A_i, T_i$  и уравнение (4.1) были определены параметры функции плотности, найденные значения приведены в табл. 4.2. Большое значение  $\beta$  для NGC 4552, вероятно, связано с малой областью доступных данных  $\leq 4 r_{\text{eff}}$ . Для галактики NGC 4649 данные получены внутри  $6 r_{\text{eff}}$ , для всех остальных галактик — внутри  $8 r_{\text{eff}}$ .

Измеренные радиальные профили температуры межзвездной среды не могут быть описаны универсальной моделью. Мы использовали три простые модели для описания хода температуры в разных галактиках. Первая модель — изотермическая:

$$T = T_0 = \text{const}. \quad (4.4)$$

Следующая модель — температурный профиль с отрицательным градиентом:

$$T = T_0(1 + (r/r_i)^2)^{-a} + T_{\text{bg}}. \quad (4.5)$$

Наконец, галактики с положительным градиентом описывались с помощью функции, которую часто используют для описания холодных ядер скоплений галактик (см. Вихлинин и др., 2006):

$$T = T_{\text{ISM}} \frac{(r/r_i)^a + T_0/T_{\text{ISM}}}{1 + (r/r_i)^a}. \quad (4.6)$$

Наилучшие значения параметров функции температуры представлены в таблице 4.2.

Предполагая гидростатическое равновесие межзвездной среды и сферически симметричное распределение, определялся профиль массы галактики  $M(< r)$ :

$$M(< r) = \frac{k_b T r}{G \mu m_p} \left( \frac{\log n}{\log r} + \frac{\log T}{\log r} \right), \quad (4.7)$$

где  $k_b$ ,  $G$  — постоянная Больцмана и гравитационная постоянная,  $\mu$  — средний молекулярный вес, для солнечного обилия элементов  $\mu \approx 0.62$ ,  $n = (1 + X)n_e$  — концентрация частиц. Найденные профили температуры и плотности межзвездной среды, а также профили массы представлены на рисунках (4.6)–(4.8).

## 4.4 Моделирование процесса диффузии

Для расчета диффузии в межзвездной среде используется метод, описанный в главе 2 диссертации. Для решения системы уравнений (2.15)–(2.30) использовалась однородная пространственная сетка, охватывающая область от 0 до  $10 r_{\text{eff}}$  (22–85 кпк) для каждой галактики. Шаг по пространственной сетке составлял 7–28 пк. Временной шаг задавался так, чтобы обеспечить численную устойчивость схемы, а именно  $dt = 2.5 \times 10^3$  лет. Мы ограничили расчет диффузии временем 2 млрд лет.

В качестве внешнего граничного условия для уравнения непрерывности концентрация частиц задавалась равной начальной на внешней границе вычислительной области. Качественно это граничное условие соответствует галактике, помещенной в бесконечный резервуар газа с фиксированной плотностью. Для вычисления скоростей (уравнения 2.15, 2.16, 2.30) на внешней границе использовались односторонние производные. В точке  $r = 0$  концентрация вычислялась при помощи разложения уравнения (2.19) вблизи нуля (см. Штыковский & Гильфанов, 2010). Скорости на  $r = 0$  считались равными нулю.

Полученные аналитические выражения для температуры и плотности газа экстраполировались до  $10 r_{\text{eff}}$ . Это уменьшает влияние внешних граничных условий на результаты расчета для исследуемой области галактик ( $r \leq 8 r_{\text{eff}}$ ). Мы протестировали наше решение, изменив внешнее граничное условие на ”непрозрачную стенку“ (все скорости равны нулю). Для галактики с самой сильной диффузией на больших радиусах, NGC 4636, такая замена приводит к существенным изменениям лишь для области  $r > 9 r_{\text{eff}}$  ( $\sim 10\%$  в изменении массы He к H). Для массы любого элемента внутри  $r < 8 r_{\text{eff}}$  за 2 млрд лет различие не превышает 8%, внутри  $r < 4 r_{\text{eff}}$  различие меньше 4%. Общий массовый поток (уравнение 2.30) приводит к увеличению массы газа в галактике на 5% за 2 млрд лет действия диффузии. Для остальных галактик различия оказываются еще меньше.

Мы также проверили, что длина свободного пробега по кулоновскому взаимодействию (уравнение 2.23) всегда во много раз меньше размера вычислительной области. В рассматриваемом диапазоне значений температуры и плотности длина свободного пробега лежит в пределах  $10^{-9} < \lambda_C < 0.1$  кпк.

Обилие всех элементов в начальный момент моделирования считалось солнечным (Лоддерс, 2003) и одинаковым на всех радиусах. Хотя обилие тяжелых элементов в межзвездном газе галактик раннего типа может быть существенно ниже

солнечного (Су & Ирвин, 2013), это слабо влияет на расчет диффузии, так как тяжелые элементы являются малой примесью в H-He плазме.

## 4.5 Результаты

### 4.5.1 Пространственное распределение элементов

Пространственное распределение элементов после 1 и 2 млрд лет диффузии представлено на рисунках (4.1)–(4.2). Показаны результаты для водорода (синие линии), гелия (красные линии) и железа XXII (пурпурные линии). Ион Fe XXII выбран для демонстрации диффузии тяжелых ионов, небольшое изменение степени ионизации ( $\pm 2$ ) слабо влияет на результат (в пределах 1%). Для всех выбранных галактик диффузия приводит к увеличению содержания элементов тяжелее водорода внутри  $r_{\text{eff}}$ . Наибольший эффект ожидается для гелия. На рисунках (4.1)–(4.2) видна сильная зависимость профиля обилия элементов от градиента температуры. При этом наибольшим образом градиент температуры влияет на диффузию железа, из-за зависимости термодиффузии от заряда ядра. Таким образом, точные измерения обилия тяжелых элементов в межзвездной среде могли бы дать дополнительную информацию как о профиле температуры газа, так и об эффективности процессов переноса в нем (или величине магнитного поля). Однако применить такой метод на практике будет, по-видимому, сложно, так как необходимо учитывать обогащение межзвездной среды тяжелыми элементами из звездных ветров и при вспышках сверхновых, а также турбулентное перемешивание и резонансное рассеяние в линиях металлов (Гильфанов, Сюняев & Чуразов, 1987; Журавлева и др., 2010).

### 4.5.2 Изменение массовой доли элементов

Мы видим, что для большинства галактик (NGC 1332, NGC 1395, NGC 1399, NGC 4472, NGC 4636, NGC 5044, NGC 5846) эффект термодиффузии преобладает над гравитационной седиментацией железа в местах наибольшего значения градиента температуры. Все эти галактики, за исключением NGC 1395, находятся в центре групп (окружение 2, см. табл. 4.1). Большой интерес представляет профиль седиментации элементов в галактике NGC 4636, где накопление гелия (и в меньшей степени железа) происходит во всей наблюдаемой области ( $r_{\text{eff}} - 8 r_{\text{eff}}$ ). В остальных случаях наибольший прирост обилия элементов происходит в малой центральной области  $r < 0.3 r_{\text{eff}} \sim 0.7 - 2.5$  кпк. Огромный эффект диффузии на  $r \sim 5 - 6 r_{\text{eff}}$  для галактики NGC 5846 связан с резким падением плотности при  $r > 4 r_{\text{eff}}$  и одновременно высокой температурой газа. Для сравнения, в галактике NGC 4552 диффузия в целом слабо влияет на обилие элементов, несмотря на то, что на больших радиусах плотность газа в NGC 4552 и NGC 5846 имеет одинаковый порядок величины.

На правых и левых панелях рисунка (4.3) показано изменение массы, содержащейся в разных элементах, в исследуемых галактиках после 1 млрд лет действия диффузии внутри  $r_{\text{eff}}$  и  $4 r_{\text{eff}}$ , соответственно. Помимо диффузии железа рассчитана диффузия основных групп тяжелых элементов: O VIII и Si XIII (результат для Si XIII не показан из-за близости точек к O VIII). Результаты показаны в виде зависимостей относительного изменения массы элемента, отнесенного к массе водорода

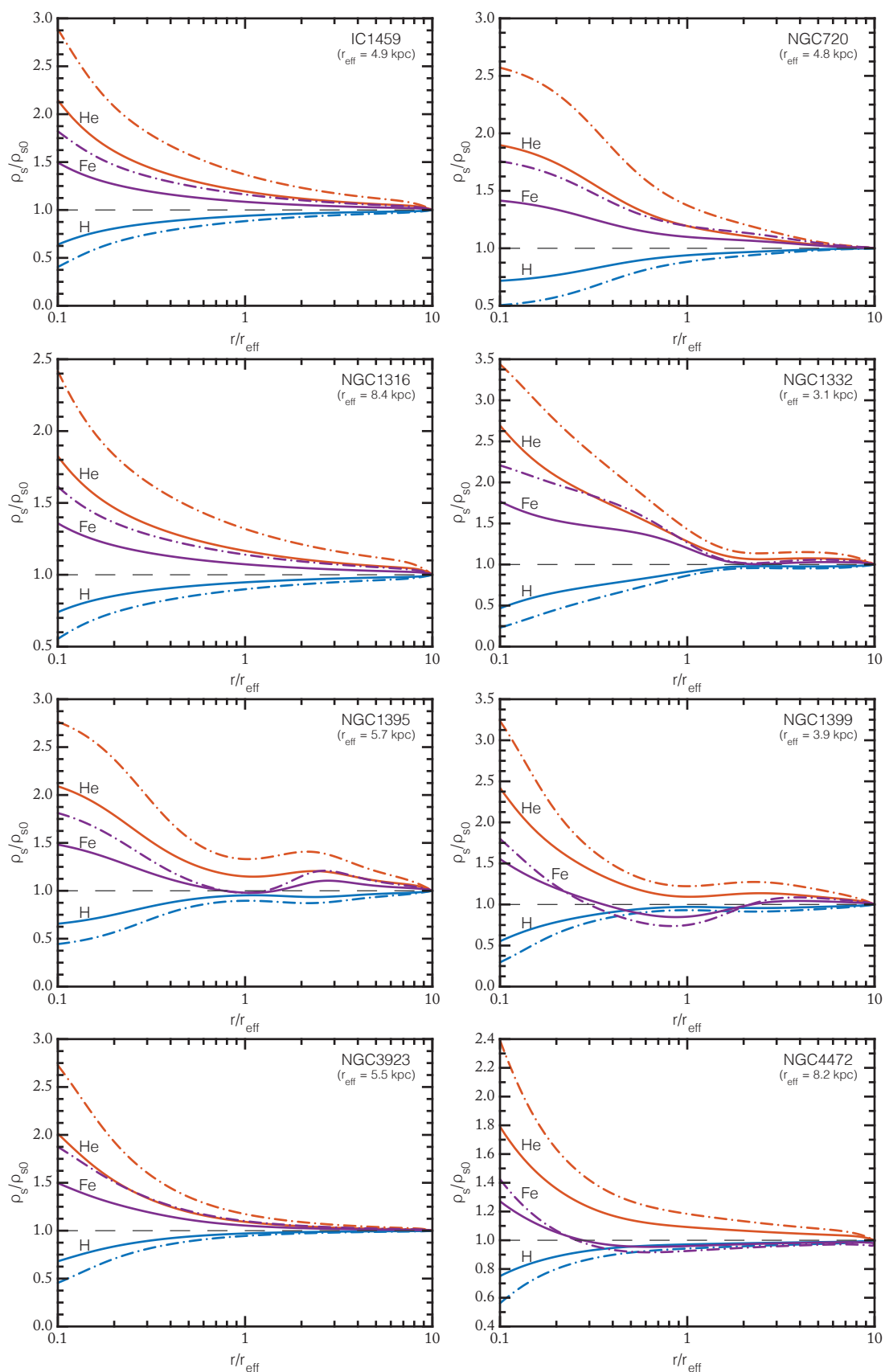


Рис. 4.1: Распределение плотности водорода (синие линии), гелия (красные линии) и железа XXII (пурпурные линии) в зависимости от радиуса (в единицах эффективного радиуса) после 1 млрд. лет (сплошные линии) и 2 млрд. лет (штрихпунктир) диффузии. Результаты расчета представлены для галактик из табл. 4.1.



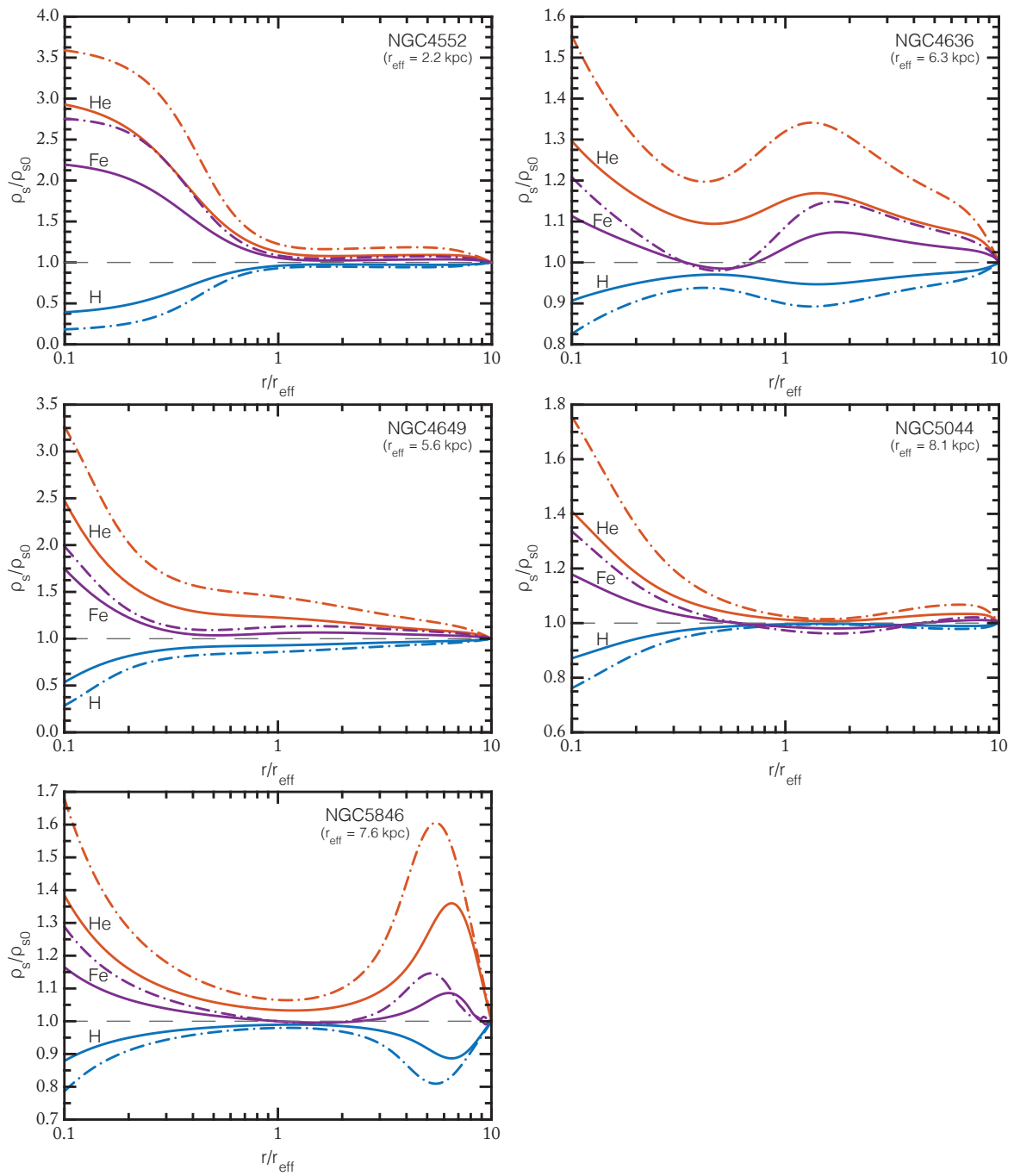


Рис. 4.2: Окончание.

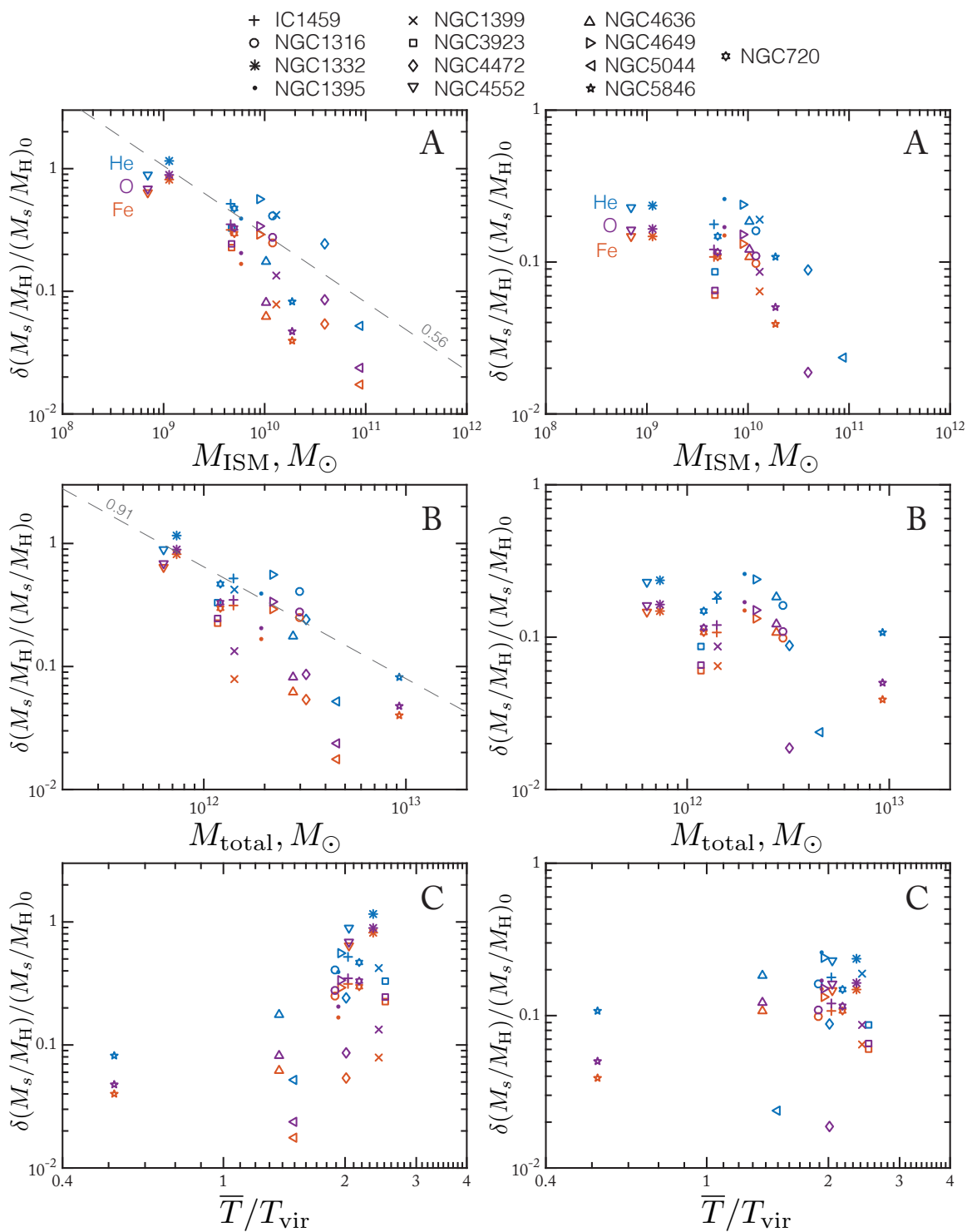


Рис. 4.3: Относительное изменение массы гелия (синие символы), кислорода (пурпурные символы) и железа (красные символы), отнесенной к массе водорода, внутри 1 эффективного радиуса (левые панели А, В и С) и 4 эффективных радиусов (правые панели А, В и С) после миллиарда лет действия диффузии в зависимости от: массы межзвездного газа внутри  $10 r_{\text{eff}}$  (панели А), полной массы внутри  $10 r_{\text{eff}}$  (В), средней температуры  $\bar{T}$  (определенной из уравнения 4.4, панели С), деленной на величину  $T_{\text{vir}} = \gamma \mu m_p GM / (3 \times 10 r_{\text{eff}})$  (подробнее см. текст). Серой пунктирной линией показана аппроксимация изменения гелия степенным законом с указанным около линии показателем.

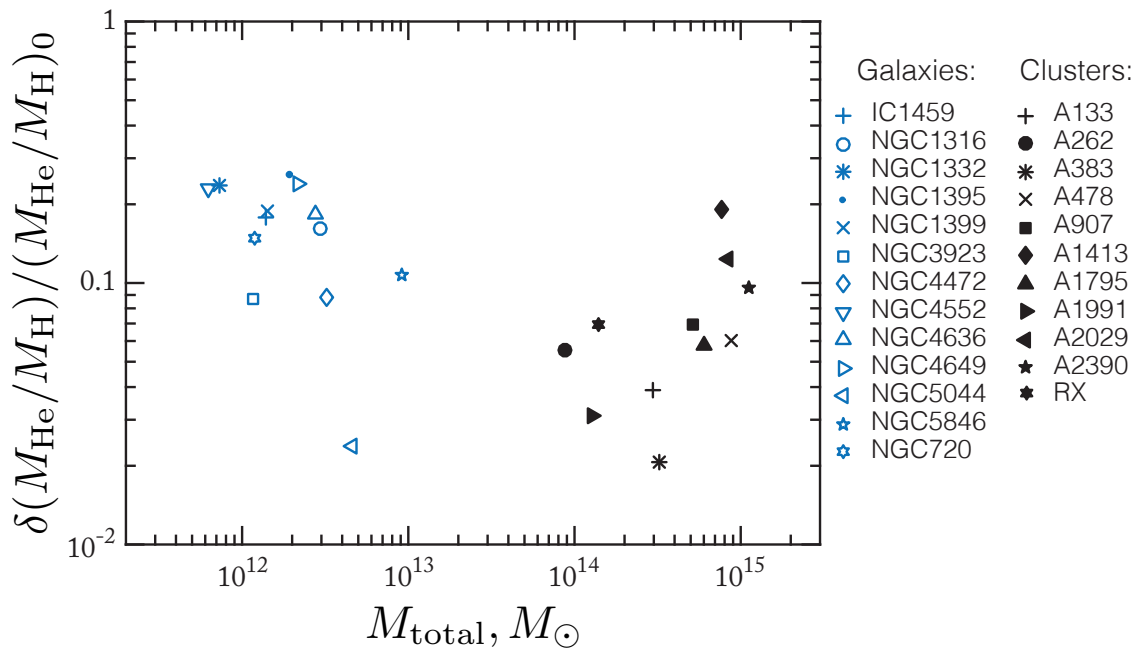


Рис. 4.4: Относительное увеличение массы гелия, отнесенной к массе водорода, для галактик нашей выборки и скоплений из Вихлинин и др. (2006) в зависимости от полной массы после 1 млрд лет действия диффузии. Масса водорода и гелия для галактик рассчитана внутри  $4r_{\text{eff}}$ , а полная масса — внутри  $10r_{\text{eff}}$ . Для скоплений галактик соответствующие размеры взяты равными  $0.08r_{500}$  и  $r_{500}$  (см. текст). Надписью “RX” обозначена “рентгеновская сверхяркая эллиптическая галактика” RX J1159+5531.

$(\frac{M_s}{M_H}/(\frac{M_s}{M_H})_{t=0} - 1)$ , от: А) массы межзвездного газа внутри  $10 r_{\text{eff}}$  (т.е. полного объема расчетной области), найденной путем интегрирования плотности газа, В) полной массы внутри  $10 r_{\text{eff}}$ , полученной из условия гидростатического равновесия, и С) отношения  $\bar{T}/T_{\text{vir}}$ , где  $\bar{T}$  — средняя температура газа, полученная аппроксимацией измеренного профиля температуры уравнением 4.4, а  $T_{\text{vir}} = \gamma \mu m_p GM / (3 \times 10 r_{\text{eff}})$  (где  $\mu = 0.62$ ,  $\gamma = 1.2$ ) — “вириальная” температура, соответствующая гравитационному потенциалу галактики (Макино, Сасаки & Суто, 1998). Результаты расчета также приведены в табл. 4.3.

Мы видим, что интегральный эффект диффузии возрастает с уменьшением массы газа и общей массы галактики. Это отчасти связано с увеличением отношения  $\bar{T}/T_{\text{vir}}$  для таких объектов (правые рисунки). Дополнительным фактором служит уменьшение доли газа,  $f_b$ , в галактиках с меньшей массой, скорость диффузии при этом  $\sim f_b^{-1}$  (Пенг & Нагаи, 2009а). Увеличение концентрации тяжелых элементов в целом следует за изменением обилия гелия.

### 4.5.3 Сравнение расчета с диффузией в скоплениях галактик

Рассчитанное изменение обилия элементов в результате диффузии в галактиках раннего типа интересно сравнить с ожидаемым результатом действия диффузии в скоплениях галактик, при этом можно использовать выборку скоплений из работы Вихлинин и др. (2006). Мы использовали результаты Штыковский & Гильфанов (2010); Медведев и др. (2014) для скоплений A262 и A2029, соответственно, и рассчитали диффузию аналогичным образом для остальных скоплений, используя формулы наилучшей аппроксимации для температуры и плотности из работы Вихлинина и др. (2006), экстраполировав их до центра скопления. В ходе расчета межгалактический газ считался находящимся в гидростатическом равновесии в гравитационном потенциале темного гало скопления с профилем плотности NFW (Наварро, Френк & Уайт, 1997). Для более детального описания см. главу 2 и 3.

Для сравнения результатов действия диффузии в скоплениях и галактиках необходимо выбрать пространственный масштаб, внутри которого можно было бы рассчитать интегральный эффект. В качестве такого масштаба удобно выбрать радиус  $r_{500}$ . К сожалению, доступная для измерений область межгалактического газа оказывается на порядок меньше  $r_{500}$ . Поэтому мы можем дать только грубую оценку значения этого радиуса для галактик нашей выборки:  $r_e \sim 0.02 r_{500}$ .

На рисунке (4.4) представлено сравнение относительного увеличения массы гелия, деленной на массу водорода, для галактик нашей выборки и для скоплений из Вихлинин и др. (2006), в зависимости от полной массы после одного миллиарда лет действия диффузии. В случае галактик масса гелия и водорода определялась внутри  $4 r_{\text{eff}}$ , а полная масса — внутри  $10 r_{\text{eff}}$ . Для скоплений масса гелия и водорода считалась внутри  $0.08 r_{500}$ , а полная масса — внутри  $r_{500}$ , значение  $r_{500}$  взято из Вихлинин и др. (2006). Видно, что амплитуда эффекта седиментации в галактиках раннего типа сравнима с амплитудой эффекта в скоплениях галактик. Интересно, что в случае скоплений происходит усиление эффекта для более массивных скоплений, а в случае галактик зависимость обратная. Для скоплений этот результат является следствием увеличения температуры межгалактической среды с ростом массы скопления. Мы проверили, что изменение радиуса, внутри которого рассчитывается эффект для скоплений галактик ( $0.08 r_{500}$ ), не влияет на

общую зависимость амплитуды седиментации от массы скоплений.

#### 4.5.4 Седиментация гелия

По результатам нашего расчета ожидается существенное увеличение обилия гелия во всем рассматриваемом объеме межзвездного газа, с наибольшим значением в центральной области  $< 1 r_{\text{eff}}$ . Наибольший прирост массы гелия относительно водорода ожидается в центре галактики NGC 1332 — 115% за 1 млрд лет (более чем в два раза). Это одна из наименее массивных галактик нашей выборки. Для самой маломассивной галактики из выборки, NGC 4552, ожидаемое увеличение обилия гелия внутри  $r_{\text{eff}}$  составляет 88%. Максимальный прирост гелия внутри  $4 r_{\text{eff}}$  ожидается для крупной галактики NGC 1395 и составляет 25.8%, а максимальный прирост полной массы гелия (внутри  $10 r_{\text{eff}}$ ) ожидается для галактики NGC 5846 и составляет 26%. Отклонение обилия гелия от солнечного может быть важным при анализе данных рентгеновских наблюдений (Дрейк, 1998; Эттори & Фабиан, 2006; Маркевич, 2007; Пенг & Нагаи, 2009а; Медведев и др., 2014). Так как оценить обилие гелия напрямую из рентгеновской спектроскопии не представляется возможным, при анализе спектров обычно предполагается содержание гелия равным солнечному. Такое предположение приводит к смещенной оценке получаемых из рентгеновской спектроскопии величин: температуры, плотности газа и обилия тяжелых элементов (см. главу 3).

#### 4.5.5 Значение термодиффузии

Чтобы продемонстрировать важную роль, которую играет в рассматриваемой задаче термодиффузия, мы сделали дополнительный расчет, искусственно удалив из уравнения (2.15) члены, пропорциональные  $r_s$ . В таком случае уравнение 2.16 не используется. Такие вычисления были проведены для галактики NGC 1399, с самой высокой средней температурой,  $\bar{T} = 0.93$  кэВ, и галактики NGC 3923, с наименьшей средней температурой,  $\bar{T} = 0.56$  кэВ.

На рисунке (4.5) показано отношение обилий гелия (красные линии) и железа (пурпурные линии), полученных с учетом и без учета термодиффузии (обилие элемента определено как  $n_s/n_H$ ). Для галактики NGC 1399 результат показан для 1 и 2 млрд лет, для галактики NGC 3923 — для 1 млрд лет. Мы видим, что термодиффузия существенно меняет профиль обилия элементов и амплитуду эффекта. Наибольшее влияние термодиффузия оказывает на ионы с большим зарядом ядра. Кроме того, термодиффузия замедляет процесс седиментации элементов тяжелее водорода для галактики NGC 1399, профиль температуры которой имеет положительный градиент. Для галактики NGC 3923 картина обратная: термодиффузия ускоряет седиментацию элементов, так как профиль температуры имеет отрицательный градиент. Это же характерно для всех галактик с малой массой, где градиент температуры отрицательный.

## 4.6 Заключение

Проведен расчет диффузии элементов в межзвездной среде для 13 галактик раннего типа. Для того чтобы оценить максимальный эффект диффузии, мы рассмотрели полную систему уравнений Бюргера в приближении немагнитной

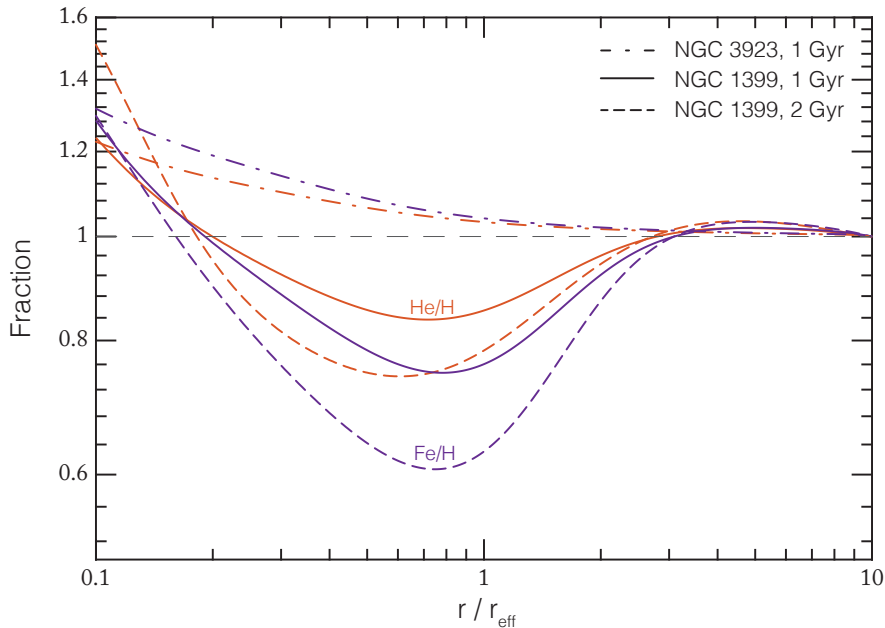


Рис. 4.5: Пространственное распределение обилия гелия (красные линии) и Fe XXII (пурпурные), рассчитанное с учетом термодиффузии, деленное на соответствующее распределение, найденное без учета термодиффузии. Для галактики NGC 1399 показаны результаты для 1 млрд. лет (сплошные) и 2 млрд. лет (пунктир), для галактики NGC 3923 — 1 млрд. лет (штрих-пунктир).

космической плазмы, используя наблюдательные данные для плотности и температуры газа. Расчет показал, что возможна существенная гравитационная седиментация гелия и других тяжелых элементов. Для ярких в рентгеновском диапазоне галактик, имеющих возрастающий радиальный профиль температуры, средний относительный прирост массы гелия составляет 23% внутри  $1 r_{\text{eff}}$  за 1 млрд лет. Для менее массивных галактик, имеющих спадающий профиль температуры, соответствующий прирост гелия равен 60%. Эффект термодиффузии существенно ускоряет седиментацию элементов для галактик такого типа, в то время как для галактик с холодными ядрами термодиффузия приводит к уменьшению седиментации.

Мы сравнили полученные результаты с амплитудой гравитационной седиментации гелия в скоплениях галактик с холодными ядрами. Оказалось, что в межзвездном газе обилие гелия может меняться столь же существенным образом, как и в межгалактической плазме. Это происходит несмотря на то, что температура межзвездной среды значительно меньше температуры межгалактического газа. Сильный эффект диффузии в межзвездной среде связан с меньшей массовой долей газа и сложной зависимостью температура–масса для галактик раннего типа.

Седиментация гелия может быть причиной пониженного обилия тяжелых элементов, определяемого из рентгеновской спектроскопии. Увеличение обилия гелия в два раза относительно солнечного значения приводит к недооценке обилия металлов на 20%.

Межзвездная среда с повышенным содержанием гелия может влиять на эволюцию звездного населения галактики. В то время как большинство галактик раннего типа содержат в основном старое звездное население, наблюдательные

данные демонстрируют, что процесс звездообразования по-прежнему имеет место в некоторых из таких объектов (см., например, О’Ди и др., 2008). В частности, в крупных эллиптических галактиках, находящихся в центре скоплений с холодными ядрами, темп звездообразования может достигать нескольких десятков  $M_{\odot} \text{год}^{-1}$  (О’Ди и др., 2008). Таким образом, в результате седиментации остывающий межзвездный газ может формировать обогащенные гелием звезды, которые быстрее покидают главную последовательность. Поэтому возможно более эффективное попадание горячих звезд на горизонтальную ветвь диаграммы Герцшпрунга–Ресселла. Такие звезды светят ярче в ультрафиолетовом диапазоне, что может быть причиной ультрафиолетового избытка в галактиках раннего типа (Дорман, О’Коннелл и Руд, 1995; Пенг & Нагаи, 2009b).

Рентгеновские обсерватории *Chandra* и *XMM-Newton* пронаблюдали уже несколько десятков галактик раннего типа. Это позволяет детально исследовать физические процессы, протекающие в межзвездном газе галактик. Добавление явления диффузии элементов в моделирование таких объектов может помочь в формировании ясного понимания их наблюдательных свойств.

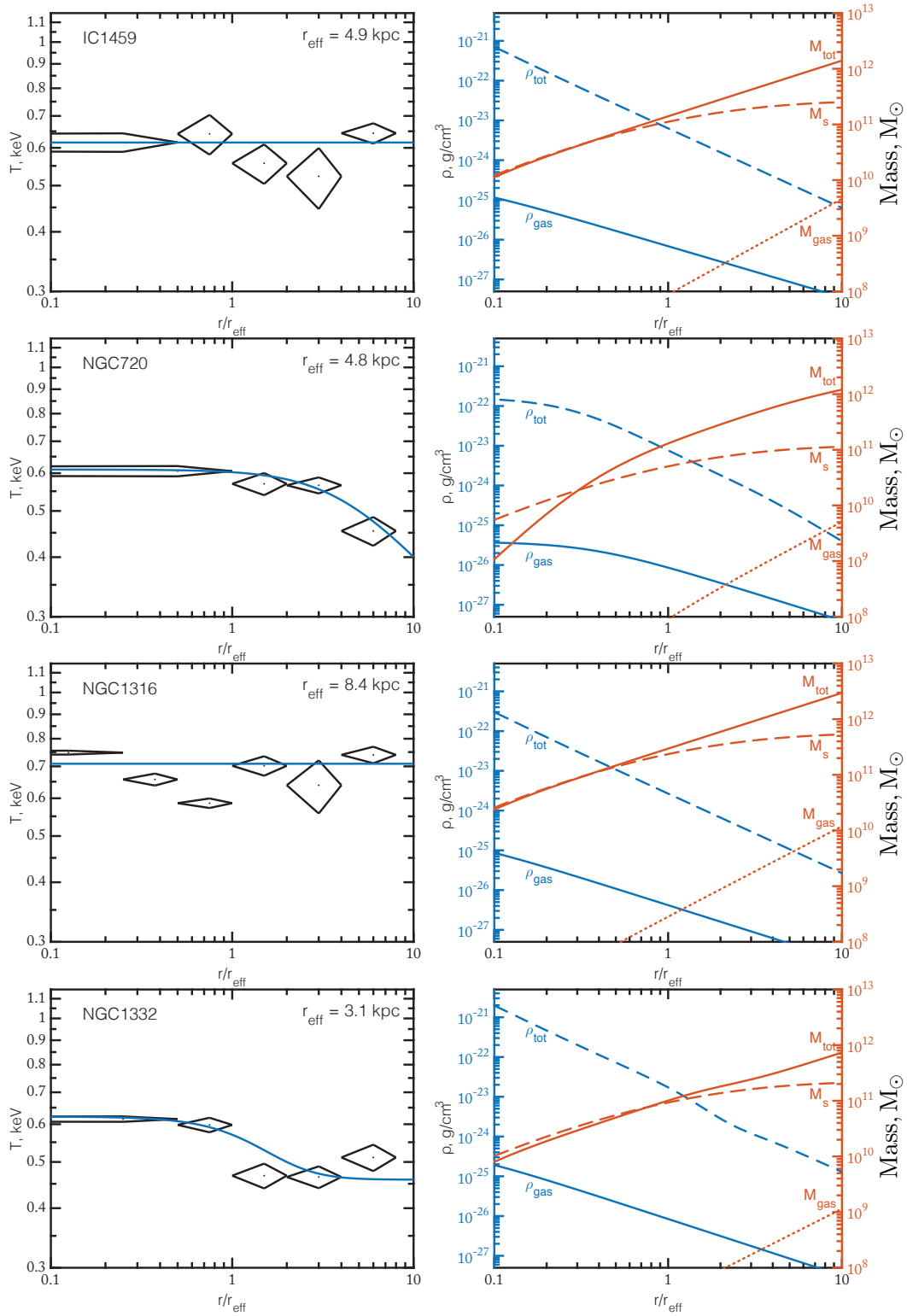


Рис. 4.6: Слева: зависимость температуры межзвездного газа от радиуса (в единицах эффективного радиуса) для галактик из табл. 4.1. Ромбами обозначена наблюдаемая температура с ошибками, сплошными линиями — аппроксимация из уравнений (4.4)–(4.6). Справа: левые оси ординат соответствуют плотностям газа ( $\rho_{\text{gas}}$ , сплошная линия) и полной массы ( $\rho_{\text{tot}}$ , штриховой пунктир), найденным из уравнений 4.1, 4.7. Правая ось ординат соответствует профилям общей массы ( $M_{\text{tot}}$ , сплошная линия), массы газа ( $M_{\text{gas}}$ , точечный пунктир) и наилучшей аппроксимации звездной компоненты ( $M_s$ , штриховой пунктир).



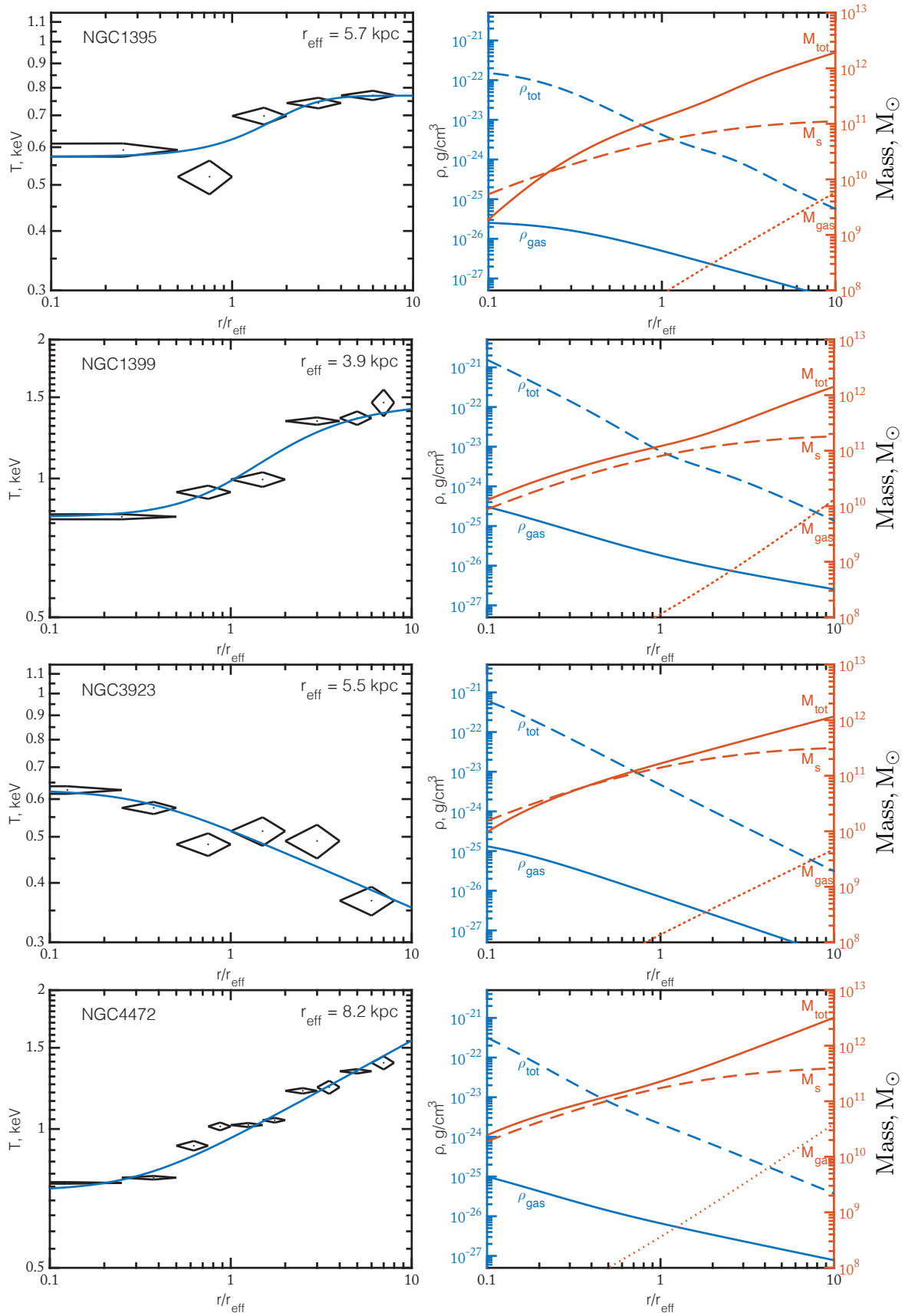


Рис. 4.7: Продолжение;

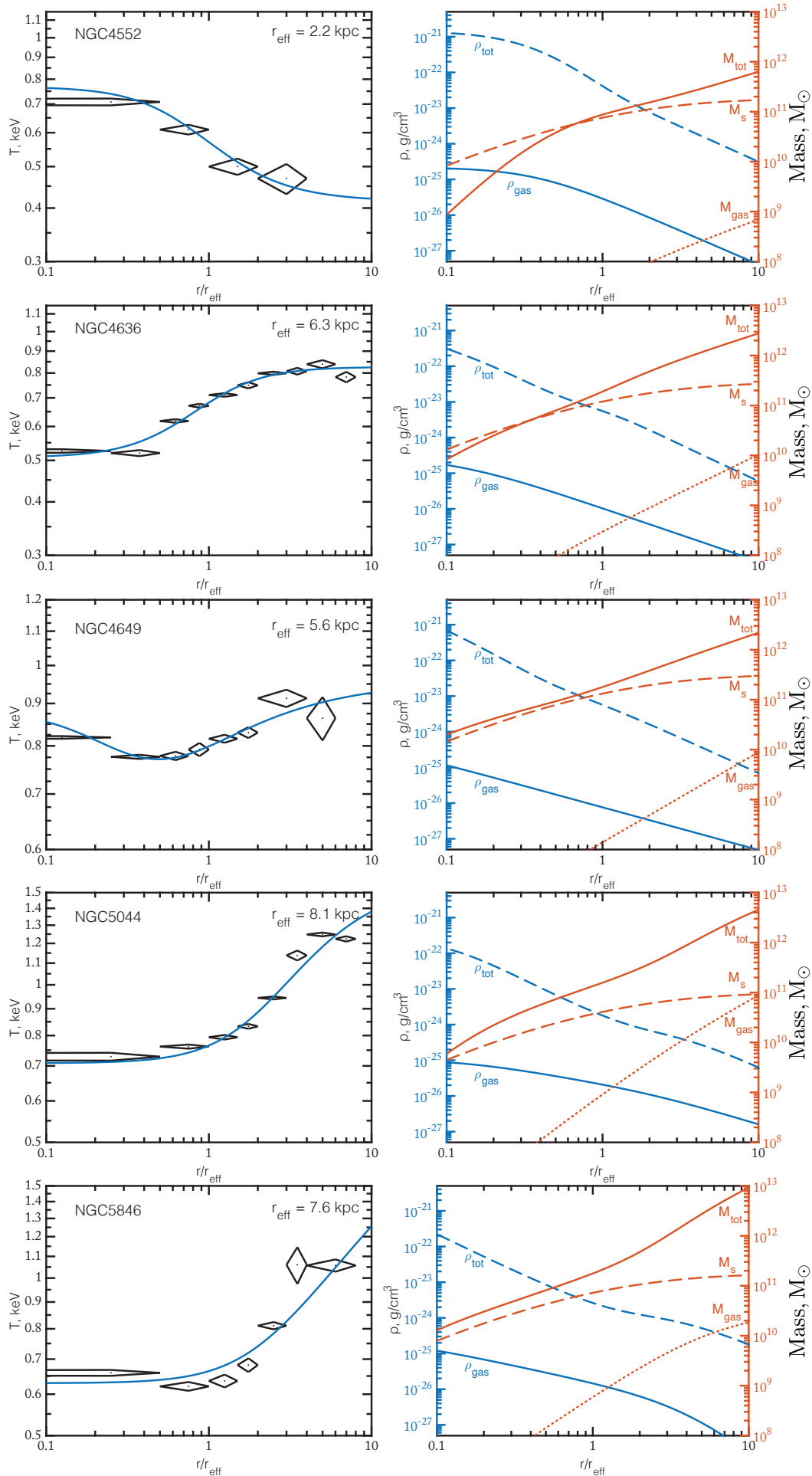


Рис. 4.8: Окончание.

Таблица 4.3: Изменение массовой доли элементов в межзвездном газе внутри  $1 r_{\text{eff}}$ ,  $4 r_{\text{eff}}$  и  $10 r_{\text{eff}}$  после 1 (2) миллиардов лет диффузии

Галактика	$< 1 r_{\text{eff}}$				$< 4 r_{\text{eff}}$				$< 10 r_{\text{eff}}$
	He/H	O VIII/H	Si XIII/H	Fe XXII/H	He/H	O VIII/H	Si XIII/H	Fe XXII/H	He/H
IC1459	51.4 (110.5)	35.1 (75.3)	31.4 (67.5)	29.5 (63.5)	17.6 (36.4)	12.0 (24.8)	10.8 (22.2)	10.1 (20.9)	8.1 (15.9)
NGC720	46.8 (101.9)	32.8 (71.7)	29.7 (64.9)	28.0 (61.3)	14.8 (30.1)	11.6 (23.7)	10.8 (22.1)	10.4 (21.2)	4.7 (9.4)
NGC1316	40.6 (85.8)	27.7 (58.4)	24.8 (52.4)	23.3 (49.2)	16.0 (33.0)	10.9 (22.5)	9.8 (20.2)	9.2 (18.9)	8.1 (15.8)
NGC1332	114.5 (243.2)	88.5 (188.5)	82.1 (175.3)	78.6 (168.1)	23.4 (48.7)	16.4 (33.9)	14.8 (30.6)	14.0 (28.9)	11.1 (21.7)
NGC1395	38.8 (84.0)	20.5 (43.3)	16.7 (35.6)	14.8 (31.7)	25.8 (54.7)	17.0 (36.3)	15.0 (32.1)	13.9 (29.9)	12.0 (23.4)
NGC1399	41.8 (90.0)	13.4 (28.1)	7.8 (17.3)	5.1 (12.1)	18.8 (39.6)	8.7 (18.6)	6.4 (14.0)	5.3 (11.7)	8.6 (16.5)
NGC3923	32.6 (67.2)	24.5 (50.6)	22.6 (46.7)	21.6 (44.7)	8.6 (17.3)	6.5 (13.1)	6.0 (12.1)	5.8 (11.6)	3.5 (7.0)
NGC4472	23.9 (50.2)	8.6 (18.1)	5.4 (11.7)	3.8 (8.6)	8.7 (17.9)	1.9 (4.0)	0.4 (1.1)	-0.3 (-0.4)	4.3 (8.2)
NGC4552	88.0 (181.3)	68.7 (139.7)	64.0 (130.1)	61.6 (125.0)	22.7 (47.3)	16.2 (33.4)	14.7 (30.4)	13.9 (28.8)	14.1 (27.6)
NGC4636	17.5 (38.4)	8.1 (18.5)	6.2 (14.6)	5.2 (12.6)	18.3 (38.3)	12.1 (25.4)	10.8 (22.6)	10.0 (21.1)	10.7 (21.0)
NGC4649	55.7 (123.1)	33.7 (74.2)	29.0 (64.3)	26.6 (59.2)	23.7 (50.0)	15.1 (32.0)	13.2 (28.1)	12.2 (26.0)	11.3 (21.9)
NGC5044	5.2 (10.4)	2.4 (4.7)	1.7 (3.5)	1.4 (2.8)	2.3 (4.8)	0.1 (0.3)	-0.3 (-0.6)	-0.6 (-1.1)	3.5 (6.7)
NGC5846	8.1 (15.3)	4.7 (8.8)	4.0 (7.4)	3.6 (6.6)	10.7 (26.4)	5.0 (12.8)	3.9 (10.4)	3.3 (9.2)	25.9 (49.0)

**Примечание.** Изменение массовой доли элемента ( $s = \text{He}, \text{O VIII}, \text{Si XIII}, \text{Fe XXII}$ ), отнесенной к массе водорода:  $\left(\frac{M_s}{M_H} / \left(\frac{M_s}{M_H}\right)_{t=0} - 1\right) \times 100$ , где масса считается внутри  $1 r_{\text{eff}}$ ,  $4 r_{\text{eff}}$ ,  $10 r_{\text{eff}}$ . В скобках приведены значения для 2 млрд лет действия диффузии, без скобок – для 1.

# Литература

- Андрес & Гревеза (Anders, E., Grevesse, N.), *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 1989, 53, 197
- Арнауд (Arnaud, K.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, eds. Jacoby G. and Barnes J., 1996, ASP Conf. 101, 17
- Боросон и др. (B. Boroson, D.-W. Kim, G. Fabbiano), *ApJ*, 729, 12, 2011
- Буот (D. Buote), *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 539, 172, 2000
- Бургерс (Burgers, J. M.), *Flow Equation for Composite Gases*. New York: Academic Press., 1969
- Вихлинин и др.(Vikhlinin, A., Kravtsov, A., Forman, W., Jones, C., Markevitch, M., Murray, S. S., Van Speybroeck, L.), *ApJ*, 2006, 640, 691
- де Вокулер и др.(G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. Corwin et al.), *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies, RC3 Catalog*, 1991
- Гильфанов & Сюняев (Gilfanov, M. R., Syunyaev, R. A.), *Soviet Astronomy Letters*, 1984, 10, 137
- Гильфанов, Сюняев & Чуразов (M. Gilfanov, R. Syunyaev, E. Churazov), *Astronomy Letters*, 10, 137, 1984
- Джонс и др.(C. Jones, W. Forman, A. Vikhlinin, M. Markevitch, L. David, A. Warmflash, S. Murray, P. Nulsen), *ApJ*, 567, L115, 2002
- Дорман, О'Коннелл и Руд (B. Dorman, R.W. O'Connell, R.T. Rood), *ApJ*, 442, 105, 1995
- Дрейк (Drake, J.), *ApJ*, 1998, 496, L33
- Журавлева и др.(I.V. Zhuravleva, E.M. Churazov, S.Yu. Sazonov, R.A. Sunyaev, R.A. Forman, K. Dolag), *MNRAS*, 403, 129, 2010
- Каастра (J.S. Kaastra), *An X-Ray Spectral Code for Optically Thin Plasmas*, 1992
- Ким & Фаббиано (D.-W. Kim, G. Fabbiano), *ApJ*, 586, 826, 2003
- Лоддерс (K. Lodders) *ApJ*, 591, 1220, 2003
- Макино, Сасаки & Суто (N. Makino, S. Sasaki, Y. Suto), *ApJ*, 497, 555, 1998
- Маркевич, (M. Markevitch), eprint arXiv:0705.3289, 2007

- Маттесен & Эврард (B.F. Mathiesen, A.E. Evrard) *ApJ*, 546, 100, 2001
- Медведев и др.(P. Medvedev, M. Gilfanov, S. Sazonov, P. Shtykovskiy) *MNRAS*, 440, 2464, 2014
- Медведев, Сазонов & Гильфанов (P. Medvedev, M. Gilfanov, S. Sazonov), 2016, *MNRAS*, 459, 431
- Мончик & Мэйсон (Monchick, L., Mason, E.), *Physics of Fluids*, 1985, 28, 3341
- Нагино & Матсушита (R. Nagino, K. Matsushita) *A&A*, 501, 157, 2009
- Наварро, Френк & Уайт (Navarro, J. F., Frenk, C. S., White, S. D. M.), *ApJ*, 1997, 490, 493
- О’Ди и др.(C.P. O’Dea, S.A. Baum, G. Privon, J. Noel-Storr, A.C. Quillen, N. Zufelt, J. Park, A. Edge et al.) *ApJ*, 2008, 681, 103
- О’Салливан, Понман & Коллинз (E. O’Sullivan, T.J. Ponman, and R.S. Collins), *MNRAS*, 2003, 340, 1375
- Пеллегрини (S. Pellegrini), *ApJ*, 2011, 738, 57
- Пенг & Нагаи (F. Peng, D. Nagai), *ApJ*, 2009, 669, 839
- Пенг & Нагаи (F. Peng, D. Nagai), *ApJ*, 2009, 705, 58
- Райбики & Лайтман (G.B. Rybicki, A.P. Lightman), 1979, *Radiative processes in astrophysics*
- Рии и др.(C. Ree, Y. Lee, S. Yi, S. Yoon, R. Rich, J. Deharveng, Y. Sohn, S. Kaviraj et al.), *ApJS*, 2007, 173, 607
- Смит и др.(R. Smith, N. Brickhouse, D. Liedahl, J. Raymond), *ApJ*, 2001, 556, L91
- Су & Ирвин (Y. Su, J. Irwin), *ApJ*, 2013, 766, 61
- Тонри и др., (J. Tonry, A. Dressler, J. Blakeslee, E. Ajhar, A. Fletcher, G. Luppino, M. Metzger), *ApJ*, 2001, 546, 681
- Уйат и др.(S.D.M. White, J.F. Navarro, A.E. Evrard, C.S. Frenk), *Nature*, 1993, 336, 429
- Фабер и др.(S. Faber, G. Wegner, D. Burstein, R.L. Davies, A. Dressler, D. Lynden-Bell, R.J. Terlevich), *ApJS*, 1989, 71, 173
- Фабиан & Прингл (Fabian, A. C., Pringle, J. E.), *MNRAS*, 1977, 181, 5P
- Фостер и др.(A. Foster, R. Smith, N. Brickhouse), *ApJ*, 2012, 756, 128
- Фуказава и др.(Y. Fukazawa, J. Botoya-Nonesu, J. Pu, A. Ohto, N. Kawano), *ApJ*, 2006, 636, 698
- Хамфрей и др.(P. Humphrey, D. Buote, C. Canizares) *ApJ*, 2004, 617, 1047,

Хамфрей и др.(P. Humphrey, D. Buote, F. Gastaldello, L. Zappacosta, J. Bullock, F. Brighenti, W. Mathews), ApJ, 2006, 646, 899

Хамфрей и др.(P. Humphrey, D. Buote, C. Canizares, A. Fabian, J. Miller), ApJ, 2011, 729, 53

Чиотти и др.(L. Ciottii, A. D'Ercole, S. Pellegrini, A. Renzini), ApJ, 1991, 376, 380

Чужой & Лоеб (Chuzhoy, L., Loeb, A.), MNRAS, 2004, 349, L13

Штыковский & Гильфанов (Shtykovskiy, P., Gilfanov, M.), MNRAS, 2010, 401, 1360

Эттори & Фабиан (Ettori, S., Fabian, A. C.), ApJ, 2006, 369, L42

## Глава 5

# Диффузия гелия в период формирования первых галактик

### 5.1 Введение

В рамках стандартной теории в период первых минут после Большого взрыва, в результате расширения Вселенная охлаждается достаточно для того, чтобы нейтронам и протонам термодинамически было выгодно объединиться в ядра первых легких элементов. Это приводит к формированию первичного химического состава космической плазмы: водород ( $\sim 75\%$ ), гелий-4 ( $\sim 25\%$ ) и малые (но измеримые) примеси дейтерия ( $\sim 10^{-5}$ ), гелия-3 ( $\sim 10^{-5}$ ) и лития-7 ( $\sim 10^{-9}$ ). В последнее время измерениям обилия первичных элементов уделяется большое внимание. С одной стороны, предсказания стандартной теории первичного нуклеосинтеза становятся более точными. Единственный свободный параметр теории первичного нуклеосинтеза, барион-фотонное отношение  $\eta_B$ , теперь определен с высокой точностью с помощью наблюдений реликтового микроволнового фона космической обсерваторией им. Планка (Коллаборация Планк и др., 2014). Результаты миссии Планк и другие недавние космологические измерения вместе с улучшениями в расчетах цепочек ядерных реакций позволяют теперь ограничить предсказания обилия первичного гелия с точностью до долей процента:  $Y_p^{\text{BBN}} = 0.2463 \pm 0.0003$  (Кок, Узан & Вангиони, 2014). Соответствующие предсказания для первичного дейтерия и лития-7 равны:  $D/H = (2.65 \pm 0.07) \times 10^{-5}$  и  $Li/H = (4.9 \pm 0.4) \times 10^{-10}$ .

С другой стороны, прямые измерения первичного обилия гелия сейчас достигают точности уже порядка 1%. Стандартный подход прямых измерений основан на наблюдениях низкометаллических областей ионизованного водорода в карликовых галактиках. Для получения величины первичного обилия применяется экстраполяция зависимости наблюдаемого обилия гелия от металличности газа в сторону экстремально низких значений металличности. С помощью такого метода Скиллман и др. (2013) достигли точности определения обилия гелия до нескольких процентов:  $Y_p^{\text{obs}} = 0.253 \pm 0.008$ . Другой пример последних прямых измерений из работы Изотов, Стасинска & Гусева (2013) демонстрирует еще более точную оценку:  $Y_p^{\text{obs}} = 0.254 \pm 0.003$ .

Нужно полагать, что дальнейший прогресс в технике наблюдений позволит улучшить точность прямых измерений еще на один порядок величины и, таким образом, подойти к уже достигнутому уровню  $\sim 0.1\%$  космологических предсказаний обилия первичного гелия. В таком случае станет доступна прямая и строгая

проверка современной парадигмы нуклеосинтеза в ранней Вселенной. Поэтому учет физических эффектов, которые могут приводить к систематическому сдвигу измеряемого обилия гелия даже на доли процентов, может стать необходимым. Одним из таких потенциально важных эффектов рассматривается в данной главе диссертации.

В главе 3 диссертации было показано, что в результате диффузии происходит постепенное увеличение среднего обилия гелия внутри скопления (внутри радиуса 1.5 Мпк). Хотя этот результат был получен для гидростатической модели межгалактического газа с фиксированной концентрацией частиц на границе скопления, подобный эффект можно ожидать и для протоскоплений в период формирования первых структур во Вселенной. В настоящий момент имеется лишь небольшое количество работ, посвященных изучению диффузии первичных элементов. Медвижи & Лоеб (2001) изучают диффузию первичных элементов в линейном режиме роста возмущений плотности. Кусакабэ & Кавасаки (2015) предлагают сценарий, согласно которому амбиполярная диффузия ионов лития в период формирования структур могла стать причиной существующих расхождений между наблюдаемым обилием лития (“Spite plateau”, Спит & Спит 1982) и предсказаниями первичного нуклеосинтеза. Существенным предположением этой работы является относительно большая величина первичного магнитного поля, механизмы генерации которого остаются неясными.

В этой главе диссертации рассматривается задача диффузии первичных химических элементов в период формирования первых галактик и образующих звезды минигало в ранней Вселенной. Мы рассчитываем диффузию элементов в течение двух стадий формирования и эволюции структур: а) первичный коллапс возмущения плотности и б) последующая аккреция вещества на вириализованное гало.

## 5.2 Модель

В главах 3 и 4 диссертации используется метод расчета диффузии частиц, основанный на применении гидростатической формы уравнений Бюргерса (см. главу 2). Исследуя диффузию первичных элементов в период формирования структур в ранней Вселенной, предположение гидростатического равновесия газа кажется разумным только для узкого класса объектов с массами близкими к массе Джинса, а также на начальном этапе линейного роста возмущений любых масс. Мы не будем рассматривать здесь такой специфический класс задач (диффузия на линейной стадии роста возмущений описана в работе Медвижи & Лоеб 2001) и ограничимся более общим случаем формирования структур с массами значительно превышающими массу Джинса. В таком случае градиенты давления газа является малыми величинами в сравнении с силами гравитации, а движение газа определяется свободным падением в гравитационном потенциале возмущения. Иными словами, градиент давления газа оказывается динамически неважным при формировании такого класса объектов, однако его наличие в газе аккреционного потока может приводить к возникновению диффузии частиц, обладающих разной массой. Такой тип диффузии называют бародиффузией (см., например, §58 в Ландау & Лифшиц 1987), в результате этого процесса относительная концентрация более тяжелых частиц должна возрасти внутри формирующихся возмущений плотности. В отличие от задач с гидростатическим равновесием, здесь скорости диффузии будут малы в сравнении с характерной скоростью потока газа как целого.



Рассмотрим две стадии формирования и эволюции структур. Первая стадия описывает рост возмущений плотности до момента их первичного коллапса и включает в себя линейную и нелинейную фазы. Вторая стадия соответствует последующей аккреции вещества на вириализованное возмущение плотности. Мы начнем рассмотрение диффузии от эпохи космологической рекомбинации ( $z \sim 1000$ ) до эпохи реионизации ( $z \sim 10$ ), когда большая часть барионной материи во Вселенной была нейтральной. Сечение взаимодействия нейтральных частиц на много порядков величин меньше кулоновского сечения взаимодействия, поэтому некоторые отклонения от первичного состава газа потенциально могли возникать в этот период (раздел 5.3.1). В разделе 5.3.2 обсуждается влияние прогресса и умеренной ионизации газа на амплитуду эффектов диффузии на ранних этапах космологической реионизации. В разделе 5.3.3 приведена грубая оценка диффузии в горячем межгалактическом газе после завершения реионизации Вселенной.

Постараемся кратко описать основные упрощающие предположения, используемые в этой главе:

- Рассматривается модель изолированного, сферически-симметричного возмущения плотности на всех этапах формирования. Такая модель имеет простой характер эволюции, что позволяет достаточно легко получить количественные оценки эффектов диффузии. Для описания второй стадии (аккреция вещества) используется самоподобное решение Бершингер (1985). Будем называть область пространства, находящуюся за пределами такого изолированного возмущения, межгалактической средой. Величина магнитного поля в межгалактической среде считается достаточно малой, чтобы магнитные поля можно было не учитывать при расчетах диффузии.
- Для определения основных физических параметров газа межгалактической среды в зависимости от возраста Вселенной (космологического красного смещения,  $z$ ) используются космологические параметры из работы Коллаборация Планк и др. (2014):  $H_0 = 67.3 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ ,  $\Omega_m = 0.3175$  и  $\Omega_b = 0.049$ . Современная температура микроволнового фона принята равной  $T_{\text{СМВ},0} = 2.73 \text{ К}$  (Фиксен, 2009). Вкладом  $\Lambda$ -члена в уравнения динамики и диффузии газа пренебрегается, что является разумным допущением для рассматриваемой космологической эпохи:  $z \gg 1$ .
- Предполагается, что межгалактическая среда содержит идеальный газ с показателем адиабаты  $\gamma = 5/3$ . Начальное обилие химических элементов считается равным их первичным значениям: массовая доля  $\text{He}^4$  равна  $Y_p = 0.2463$ , обилие дейтерия и лития-7 —  $A_D = 2.65 \times 10^{-5}$  и  $A_{\text{Li}^7} = 4.9 \times 10^{-10}$ , соответственно (Кок, Узан & Вангиони, 2014). Обилие элементов определяется как отношение концентрации их ядер к концентрации ядер водорода (то есть суммарное число частиц водорода в любых состояниях ионизации). Будем считать, что барионное вещество межгалактической среды содержит следующие компоненты: нейтральный водород и гелий ( $\text{He}^4$ ), ионизованный водород (протоны), однократно и дважды ионизованный  $\text{He}^4$ , электроны, а также малую примесь дейтерия и лития в различных состояниях ионизации. Ввиду очень малой концентрации дейтерия и лития, их наличие в газовой смеси не будет влиять на диффузию основных составляющих — водорода и гелия.
- Средняя по Вселенной степень ионизации барионного вещества,  $x_e \equiv n_e/n_H$ ,

задается с помощью кода RECFAST (Сигер, Сасселов & Скотт, 1975). Средняя температура вещества рассчитывается на основе стандартных уравнений теплового баланса с учетом взаимодействия свободных электронов с фоновым излучением Вселенной и адиабатического расширения (Пиблс, 1993). Температурный профиль аккрецируемого вещества определяется адиабатическим нагревом газа:  $T = T_m(\delta + 1)^{\gamma-1}$ , где  $\delta(r, t)$  — контраст возмущения плотности. В разделах 5.3.2 и 5.3.3 рассматриваются сценарии прогресса вещества во Вселенной, где  $x_e$  и  $T_m$  являются параметрами модели.

### 5.2.1 Стадия I. Рост возмущений плотности до момента их первичного коллапса

Рассмотрим сферическое возмущение с радиусом  $R_i$  и однородным контрастом плотности  $\delta_i \ll 1$  внутри этого радиуса в момент времени  $t_i$  (модель возмущения плотности “top-hat”, будем называть такое возмущение как протоголо). Вместо начального радиуса протоголо в качестве параметра модели можно использовать начальную массу возмущения. Введем сферическую систему координат с центром ( $r = 0$ ), совпадающим с центром протоголо. Хорошо известное неявное решение для движения сферических слоев газа (сферический слой газа соответствует радиусу, внутри которого масса вещества остается постоянной) в зависимости от конформного параметра времени  $\theta$  (подробнее см. Пиблс, 1980) можно записать в виде:

$$r = \frac{r_i}{\Delta_i} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (5.1)$$

$$t = \frac{3}{4} t_i \Delta_i^{-3/2} (\theta - \sin \theta), \quad (5.2)$$

где  $r_i$  обозначает начальный радиус рассматриваемого слоя, а  $\Delta_i$  — начальный контраст плотности внутри этого радиуса (уравнения записаны для стадии доминирования вещества и для  $r_i$  меньших, чем масштаба горизонта Вселенной:  $r_i < ct_i$ ). Такое решение применимо для слоев газа как внутри top-hat возмущения, так и снаружи, если  $\Delta_i = \delta_i$  для  $r_i \leq R_i$  и  $\Delta_i = \delta_i \frac{R_i^3}{r_i^3}$  для  $r_i > R_i$ . Для простоты, будем считать хаббловский поток не возмущенным в начальный момент времени, в противном случае во всех уравнениях необходимо будет сделать замену:  $\delta_i \rightarrow 5/3\delta_i$ . Обозначим в качестве  $R(t)$  решение уравнений (5.1) и (5.2) для слоя, соответствующего границе протоголо, то есть  $R(t_i) = R_i$ .

Массу вещества внутри любого газового слоя заданного уравнениями (5.1) и (5.2) определим следующим образом:

$$M(t) = M_i = \frac{4}{3} \pi r_i^3 (1 + \Delta_i) (\rho_{\text{bg}})_i, \quad (5.3)$$

где  $(\rho_{\text{bg}})_i = \rho_{\text{bg}}(t_i)$ , а  $\rho_{\text{bg}} = \rho_c \Omega_m (1+z)^3$  — плотность вещества в невозмущенной Вселенной и  $\rho_c = 3H_0^2/(8\pi G)$  — критическая плотность. Тогда, предполагая, что барионы составляют постоянную по массе долю полной плотности материи, получим временную эволюцию средней плотности газа  $\bar{\rho}$  внутри каждого газового слоя:

$$\bar{\rho} = \frac{9}{2} \frac{\Omega_b}{\Omega_m} \rho_{\text{bg}} \frac{(\theta - \sin \theta)^2}{(1 - \cos \theta)^3}. \quad (5.4)$$

Дифференцируя это уравнение найдем радиальный профиль плотности газа: для  $r > R(t)$ :

$$\rho = \bar{\rho} \left[ 1 + 3 \left( 1 - \frac{3(\theta - \sin \theta) \sin \theta}{2(1 - \cos \theta)^2} \right) \right]^{-1}; \quad (5.5)$$

и для  $r \leq R(t)$ :  $\rho = \bar{\rho}$ . Чтобы определить плотность газа как функцию физических величин ( $r$  и  $t$ ), необходимо решить уравнения (5.1) и (5.2) для параметра  $\theta$  и подставить результат в уравнения (5.4) и (5.5). Для потока вещества за пределами протогало ( $r > R(t)$ ) подстановка  $r_i$  из уравнения (5.2) в уравнение (5.1) дает:

$$r = \delta_i^{1/3} R_i \left( \frac{4t}{3t_i} \right)^{8/9} (\theta - \sin \theta)^{-8/9} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (5.6)$$

Оценим наклон профиля плотности с помощью разложения уравнений (5.5) и (5.6) в окрестности точки  $\theta = 0$ , сохранив только первые нетривиальные члены. Таким образом, получим аппроксимацию  $\rho(r, t)$  для  $r \rightarrow \infty$  ( $\theta = 0$  соответствует невозмущенной Вселенной):

$$\rho = (\Omega_b/\Omega_m)\rho_{bg} \left[ 1 + \frac{12}{175} \delta_i^2 \left( \frac{t}{t_i} \right)^{16/3} \left( \frac{r}{R_i} \right)^{-6} \right]. \quad (5.7)$$

На рисунке 5.1 изображена временная эволюция радиального профиля плотности газа в период роста возмущения плотности до его коллапса.

Найдем скорость расширения газового слоя:

$$u(r, t) = \frac{dr}{dt} = \frac{r \sin \theta (\theta - \sin \theta)}{t (1 - \cos \theta)^2}. \quad (5.8)$$

Видно, что скорость стремится к невозмущенной скорости космологического расширения  $u_H = 2r/3t$  при  $\theta \rightarrow 0$ . Предполагая адиабатический нагрев газа, определим также профиль температуры:

$$T = T_m \left( \frac{\rho}{(\Omega_b/\Omega_m)\rho_{bg}} \right)^{\gamma-1}, \quad (5.9)$$

где  $T_m$  — средняя температура барионного вещества во Вселенной. Ясно, что температура газа уменьшается при увеличении радиуса для  $r > R(t)$ .

Градиент давления, обусловленный возрастанием плотности и температуры газа к границе протогало, приводит к возникновению бародиффузии в потоке газа за пределами протогало, в то время как внутри протогало, в рамках рассматриваемой модели, диффузия отсутствует, так как плотность, а значит и температура газа, предполагаются однородными. По мере роста контраста плотности движение газовой оболочки, соответствующей границе протогало, обособляется от космологического расширения, достигая максимального радиуса в введенной системе координат —  $r_{ita}$  (радиус разворота границы протогало). Из уравнений (5.5) и (5.6) найдем момент времени, соответствующий  $r_{ita}$ :  $\theta = \pi$  и  $t_{ita} = \frac{3\pi}{4} \delta_i^{-3/2} t_i$ , контраст плотности в этот момент будет  $\delta \approx 4.55$ . На стадии I роста возмущений плотности мы будем рассчитывать диффузионные потоки частиц на границе протогало в период времени от  $t_i$  до  $t_{ita}$ .

Формально, уравнения (5.5) и (5.6) остаются применимы до момента времени  $t_{vir} = 2t_{ita}$ , когда сферический слой газа схлопывается и плотность газа в центре становится равной бесконечности. Однако при более реалистичной постановке задачи реализация такого сценария (идеального сферически симметричного коллапса)

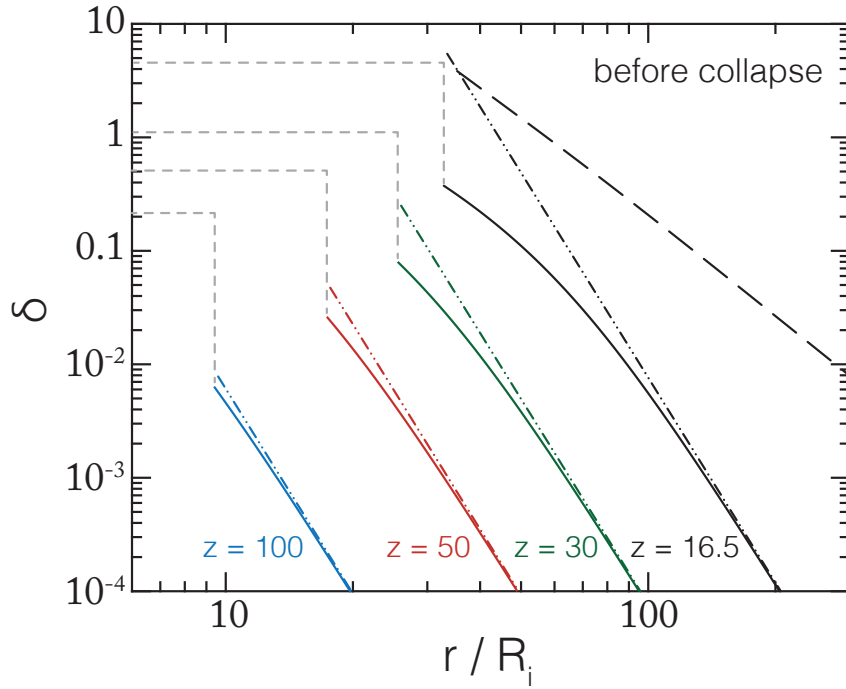


Рис. 5.1: Радиальные профили контраста плотности газа  $\delta = \rho/[(\Omega_b/\Omega_m)\rho_{bg}] - 1$ , найденные с помощью уравнений (5.1), (5.2), (5.4), (5.5) внутри (тонкие пунктирные линии) и снаружи (толстые сплошные линии) растущего сферически симметричного возмущения, заданного моделью “top-hat” с  $M_i = 10^8 M_\odot$  и моментом вириализации на  $z_{\text{vir}} = 10$ . Профили изображены для моментов времени:  $z = 100$  (голубые линии),  $z = 50$  (красные),  $z = 30$  (зеленые) и  $z = z_{\text{ita}} = 16.5$  (максимальный радиус протогало, черные). Штрих-пунктирными линиями показана аппроксимация уравнением (5.7). Для момента времени  $z_{\text{ita}}$  также изображен профиль средней плотности газа внутри  $r$  (длинный пунктир, уравнение (5.4)).

невозможна, ввиду наличия начальных угловых моментов движения вещества, а также различных отклонений от идеальной картины сферически-симметричного течения. Вместо этого предполагается, что бесстолкновительная компонента вещества (темная материя) достигает вириального равновесия за счет процесса так называемой “бурной релаксации” (“violent relaxation”) (см. Мо, Ван ден Бош & Уайт, 2010), в то время как в потоке барионного газа образуется сильная ударная волна. Набегающий на гало темной материи сверхзвуковой поток барионного газа, проходя через ударную волну, нагревается до температуры, при которой градиент давления газа становится достаточно большим, чтобы предотвратить дальнейший коллапс протогало. Таким образом формируется вириализованное гало протогалактики (минигало с массами  $\sim 10^5 - 10^6 M_\odot$ ) или протогалактики (гало с большими массами). Ввиду сложности процесса “бурной релаксации” оценки скоростей диффузии в этот период не приводятся.

Отметим, что для используемой модели возмущения “top-hat” на границе возмущения,  $R(t)$ , происходит резкий скачок плотности газа, как это видно на рисунке (5.1). Это формально означает бесконечную скорость диффузии частиц через границу возмущения и, очевидно, является следствием упрощенного рассмотрения возмущений плотности в модели “top-hat”. Такая особенность модели, тем не менее, никак не компрометирует расчеты потоков диффузии, так как рассматри-

ваемая вычислительная область находится за пределами протогало,  $r > R(t)$ .

## 5.2.2 Стадия II. Космологическая аккреция

После окончания процесса “бурной релаксации” аккреция газа продолжается уже на сформированное гравитационно-связанное гало, такой процесс называют космологической аккрецией вещества (или вторичной аккрецией). Газовые слои, в начальный момент времени расположенные за пределом границы возмущения ( $r_i > R_i$ ), последовательно продолжают достигать максимального радиуса в моменты времени  $t_{\text{ita}}(r_i/R_i)^{9/2}$ , поэтому в произвольный момент времени  $t$  текущий радиус разворота газового слоя равен:

$$r_{\text{ta}}(t) = r_{\text{ita}} \left( \frac{t}{t_{\text{ita}}} \right)^{8/9}, \quad (5.10)$$

как это видно из уравнений (5.1) и (5.2) с помощью подстановки  $\theta = \pi$ .

Сферически-симметричная модель формирования структур путем космологической аккреции вещества в расширяющейся Вселенной была описана в работах Готт (1975); Ганн (1977); Филлмор & Голдрайх (1984); Бершингер (1985). Для адиабатического решения поток барионной компоненты аккрецирующего вещества создает ударную волну вблизи вириального радиуса гало:  $r_s \sim 1.3r_{200}$ . Рассмотрение диффузии в аккреционном потоке газа существенно упрощается благодаря тому, что адиабатическое решение является самоподобным: аналитическое решение оказывается стационарным, если все размеры задачи масштабировать на текущий радиус разворота газового слоя —  $r_{\text{ta}}(t)$ . Учет охлаждения газа путем излучения, однако, может вызывать неустойчивость такой модели и приводить к разрушению фронта ударной волны, в этом случае возможно формирование потоков охлаждения текущих к центру гало (Форкада-Миро & Уайт, 1997; Бирнбойм & Декель, 2003). Тем не менее адиабатическое решение должно оставаться применимым для  $r \gtrsim r_s$ . Для упрощения наших оценок в качестве границы области свободного падения газа зададим вириальный радиус гало:  $r_{\text{vir}} \equiv r_s$ . Аналогично стадии I изменение среднего обилия первичных элементов внутри гало будем определять путем вычисления диффузионных потоков частиц вблизи границы  $r_{\text{vir}}$ . Диффузия элементов внутри вириализованного гало ( $r < r_{\text{vir}}$ ) не рассматривается в данной работе (для обсуждения эффектов диффузии внутри вириального радиуса скопления галактик, см. главу 3 и Гильфанов & Сюняев 1984; Штыковский & Гильфанов 2010; Медведев и др. 2014).

Следуя работе Бершингер (1985) введем безразмерный радиус:

$$\lambda \equiv \frac{r}{r_{\text{ta}}(t)} \quad (5.11)$$

тогда среднюю плотность газа внутри  $r$  можно выразить как:

$$\bar{\rho} = \frac{\Omega_b}{\Omega_m} \rho_{\text{bg}} \lambda^{-3} \mathcal{M}(\lambda). \quad (5.12)$$

Соответствующие радиальные профили плотности и скорости газа:

$$\rho = \frac{\Omega_b}{\Omega_m} \rho_{\text{bg}} D(\lambda), \quad (5.13)$$

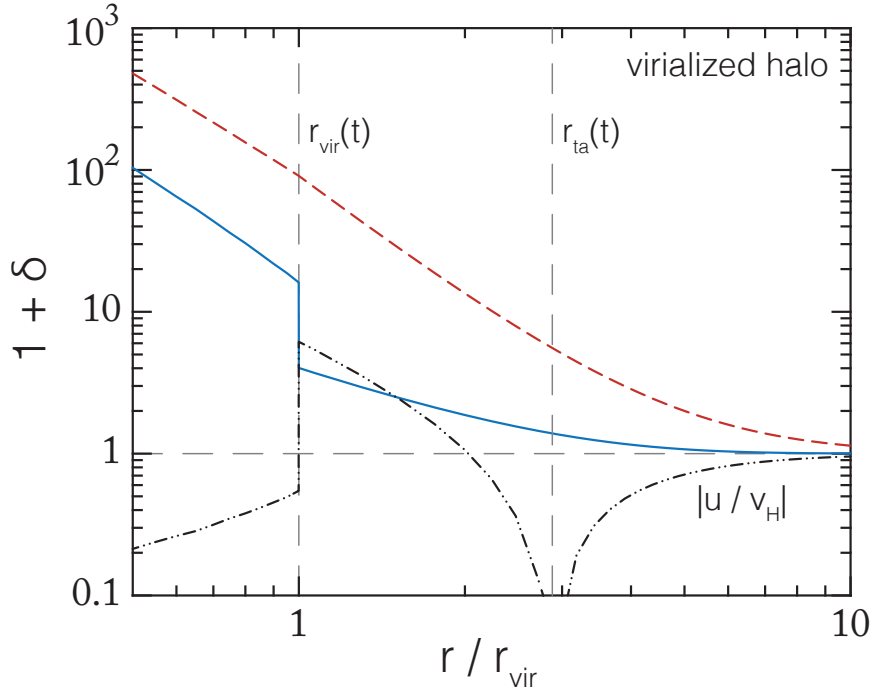


Рис. 5.2: Радиальные профили возмущения плотности ( $\delta = \rho/[(\Omega_b/\Omega_m)\rho_{bg}] - 1$ , уравнение (5.13), голубая сплошная линия), среднего значения возмущения внутри радиуса  $r$  (уравнение (5.12), красная пунктирная линия) и скорости потока вещества (уравнение (5.14), черный штрих-пунктир) самоподобного решения Бершингер (1985) для космологической аккреции вещества на вириализованное гало ( $z < z_{\text{vir}}$ ). Профиль скорости потока вещества разделен на скорость хаббловского потока.

$$u = \frac{r_{\text{ta}}}{t} V(\lambda). \quad (5.14)$$

Введенные переменные  $M(\lambda)$ ,  $D(\lambda)$  и  $V(\lambda)$  являются безразмерными величинами массы, плотности и скорости вещества, соответственно. Их значения табулированы в работе Бершингер (1985) и соответствуют аналитическому адиабатическому решению для описанной выше модели. Предполагая адиабатическое сжатие газа дополнительно запишем выражение для профиля температуры:

$$T = T_m D^{\gamma-1}. \quad (5.15)$$

Для показателя адиабаты  $\gamma = 5/3$ , ударная волна формируется на фиксированном безразмерном радиусе  $\lambda_{\text{vir}} \approx \lambda_s = 0.347$  и, следовательно, распространяется наружу в системе физических координат как  $r_{\text{vir}} \propto t^{8/9}$ . Полная масса внутри  $r_{\text{vir}}$  возрастает со временем  $\propto t^{2/3}$ . Плотность и скорость вещества до ударной волны равны  $D_{\text{vir}} = 4.02$  и  $V_{\text{vir}} = -1.433$ . Таким образом, плотность газа до ударной волны всего в четыре раза выше средней плотности во Вселенной. Безразмерная масса до ударной волны равна  $M_{\text{vir}} = 3.799$ , что означает средний контраст плотности газа внутри  $r_{\text{vir}}$ :  $\bar{\rho} = 91(\Omega_b/\Omega_m)\rho_{bg}$ . Профили плотности и скорости вещества для решения Бершингер (1985) представлены на рисунке (5.2).

### 5.2.3 Метод расчета диффузии

Для расчета диффузии будем использовать систему уравнений Бюргерса, подробно описанную в главе 2. Однако существенным отличием рассматриваемой задачи является наличие газового потока на фоне которого происходит диффузия частиц.

Используя обозначения, введенные в главе 2, опишем уравнения, используемые для расчетов. Уравнения для потоков плотности импульса с инерциальным членом и общим видом линеаризованного интеграла столкновений запишем как (Бюргерс, 1969):

$$\begin{aligned} n_s m_s \frac{D_s u_s}{Dt} + \frac{d(n_s k T)}{dr} + n_s m_s g - n_s Z_s e E = \\ = \frac{\delta M_s}{\delta t} \equiv \sum_{t \neq s} K_{st} [(w_t - w_s) + z_{st}(x_{st} r_s - y_{st} r_t)], \end{aligned} \quad (5.16)$$

где  $D_s/Dt$  — субстанциональная производная по отношению к  $u_s$ . Здесь, как и в главе 2, мы пренебрегаем вкладом в уравнение (5.16) столкновений, приводящих к изменениям степени ионизации элементов (для обсуждения см. Гейсс & Бурги 1986).

Так как в рассматриваемой задаче  $u \gg w_s$ , субстанциональная производная может быть аппроксимирована в виде:  $\frac{D_s u_s}{Dt} \approx \frac{Du}{Dt}$ , где последний член есть производная, определенная относительно средней скорости  $u$  (смотрите уравнение 17.15 в Бюргерс 1969). Это приближение в действительности приводит к исключению гравитационного ускорения из уравнения (5.16), так как движение газа как целого описывается уравнением Эйлера:

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - g, \quad (5.17)$$

где  $P = kT \sum_s n_s$  — полное давление газа. В этом случае диффузия определяется малыми величинами ( $\ll g$ ), остающимися с левой стороны уравнения (5.16):

$$\frac{dP}{dr} c_s \left( \frac{\eta}{m_s} - 1 \right) + P \frac{\eta m_p}{m_s} \frac{dc_s}{dr} - n_s Z_s e E = \frac{\delta M_s}{\delta t}, \quad (5.18)$$

где  $\eta = \sum_s n_s m_s / \sum_s n_s$  обозначает средний молекулярный вес частиц газа и  $c_s = n_s m_s / \rho$  массовую долю сорта частиц  $s$ . Отметим, что в режиме гидростатического равновесия  $\frac{Du}{Dt} = 0$  и поэтому наибольшей величиной в левой части уравнения (5.16) будет член, содержащий ускорение гравитационного поля,  $g$ , который в данном случае исключается.

Помимо градиента давления диффузия частиц может быть вызвана градиентом температуры. Для определения векторов остаточного потока тепла запишем уравнение 2.16 с общим видом интеграла столкновений частиц (Бюргерс, 1969):

$$\begin{aligned} \frac{5}{2} n_s k \frac{dT}{dr} = \sum_{t \neq s} K_{st} x_{st} \left\{ \frac{5}{2} z_{st} (w_s - w_t) \right. \\ \left. - r_s y_{st} [Y_{st}/x_{st} + \frac{4}{5} z''_{st}] + r_t y_{st} [3 + z'_{st} - \frac{4}{5} z''_{st}] \right\} \\ - \frac{2}{5} z''_{ss} r_s K_{ss}, \end{aligned} \quad (5.19)$$

Здесь мы также пренебрегли вкладом членов уравнения, связанных с разницей между точным значением субстанциональной производной  $\frac{D_s u_s}{Dt}$  и приближением  $\frac{Du}{Dt}$  (смотрите уравнение (17.24) в Бюргерс 1969).

Коэффициент сопротивления между сортами частиц  $s$  и  $t$  можно представить в виде:

$$K_{st} = \frac{16}{3} \mu_{st} \Omega_{st}^{(1,1)} n_s n_t, \quad (5.20)$$

где  $\Omega_{st}^{(l,j)}$  — интеграл столкновений Чепмена-Энскога (Чепмен & Коулинг, 1970). Напомним, что коэффициент сопротивления может быть выражен через бинарный коэффициент диффузии  $D_{st}$  следующим образом:

$$D_{st} = \frac{kT}{K_{st}} \frac{n_s n_t}{\sum_s n_s}. \quad (5.21)$$

Коэффициенты  $z_{st}$ ,  $z'_{st}$ ,  $z''_{st}$  называются параметрами интегралов столкновений, они определяются величинами  $\Omega_{st}^{(1,1)}$ ,  $\Omega_{st}^{(1,2)}$ ,  $\Omega_{st}^{(2,2)}$  (см. Бюргерс, 1969; Шунк, 1975).

Эффекту термодиффузии в нейтральном газе противодействует бародиффузии, так как скорость термодиффузии более тяжелых нейтральных частиц газа направлена против градиента температуры (см. Чепмен & Коулинг 1970). Однако, основываясь на результатах расчетов, мы приходим к выводу, что для рассматриваемых параметров газа термодиффузия оказывается важной только при температурах выше, чем  $10^4$  К. В других случаях уравнение (5.16) можно значительно упростить, если пренебречь членами, содержащими  $r_{s,t}$ , тогда уравнение (5.19) не используется. В дополнение, при рассмотрении нейтрального газа индуцированное электрическое поле отсутствует, таким образом,  $E = 0$  в уравнении (5.16). Отметим, что термодиффузия заряженных частиц ускоряет бародиффузию (см. главу 2).

## Нейтральные компоненты газа

В интересующем нас диапазоне энергий сечение взаимодействия рассматриваемых нейтральных атомов с хорошей точностью можно считать независимыми от энергий столкновений. Поэтому для описания столкновений между нейтральными частицами используется приближение жестких упругих сфер. Для сечения взаимодействия атомов водорода и гелия используются результаты из работы Чунг & Далгарно (2002):  $\sigma_{HeH} \approx 100$  атомных единиц (а. е.),  $1 \text{ а. е.} \equiv a_0^2 \approx 2.8 \times 10^{-17} \text{ см}^2$ ,  $a_0$  — борковский радиус. Для расчета взаимодействий нейтральных частиц с атомами дейтерия используются сечения взаимодействия из базы данных “The Controlled Fusion Atomic Data Center”<sup>1</sup>, заданные для энергии  $0.1 \text{ эВ} \sim 10^3 \text{ К}$ . Взаимодействия с нейтральными атомами лития-7 описываются с помощью данных Круппе, Мейсон & Вэндерслис (1963). Принятые в работе сечения взаимодействия представлены в таблице (5.1). Так как сечения взаимодействия между частицами одного сорта,  $\sigma_{ss}$ , входят лишь в уравнение (5.19) для векторов остаточных потоков тепла, их значения не оказывают существенного влияния на решение. Как было отмечено выше, в рассматриваемой задаче учет термодиффузии оказывается необходимым только в горячем ионизованном газе.

<sup>1</sup><http://www-cfadc.phy.ornl.gov/>



Таблица 5.1: Сечения взаимодействия между нейтральными частицами в атомных единицах ( $1 \text{ а.е.} = 2.8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ ), принятые в работе

$s-t$	H	He	D	Li
H	194.1	100.0	88.6	223.5
He	–	194.1	100.0	223.5
D	–	–	242.2	223.5
Li	–	–	–	381.0

Интеграл столкновений Чепмена-Энскога определяется путем усреднения сечения взаимодействия  $\sigma_{st}$  по распределению скоростей частиц:

$$K_{st} = \frac{16}{3} \left( \frac{kT\mu_{st}}{2\pi} \right)^{1/2} \sigma_{st} n_t n_s. \quad (5.22)$$

Соответствующие параметры интеграла столкновений равны  $z_{st} = -1/5$ ,  $z'_{st} = 13/10$ ,  $z''_{st} = 2$  (смотрите стр. 182 в Бюргерс, 1969).

### Взаимодействие заряженных частиц

В рассматриваемом диапазоне температур сечение взаимодействия между заряженными и нейтральными частицами хорошо описывается в рамках поляризационного приближения (для сравнение с точными квантовыми расчетами сечений см. Пинто & Галли 2008):

$$\sigma_{st} = 2.03 \times 10^{-15} Z_s^{1/2} \left( \frac{p_t}{\text{\AA}^3} \right)^{1/2} \left( \frac{E_{st}}{\text{eV}} \right)^{-1/2} \text{ см}^2, \quad (5.23)$$

где  $p_t$  — параметр поляризуемости нейтрального сорта  $t$  частиц и  $E_{st}$  — кинетическая энергия сталкивающихся частиц в системе их центра масс. Параметры поляризуемости для водорода, дейтерия, гелия-4 и лития-7 приняты равными  $p_H \approx p_D = 0.667 \text{\AA}^3$ ,  $p_{He} = 0.207 \text{\AA}^3$ ,  $p_{Li} = 24.31 \text{\AA}^3$  (Остерброком, 1961). Соответствующий коэффициент сопротивления равен

$$K_{st} = 4.7 \times 10^{-33} Z_s^{1/2} (\mu_{st}/m_p)^{1/2} \left( \frac{p_t}{\text{\AA}^3} \right)^{1/2} n_s n_t \text{ г с}^{-1} \text{ см}^{-3}, \quad (5.24)$$

где  $m_p = 1.67 \times 10^{-24}$  гр — масса протона. В поляризационном приближении потенциал взаимодействия частиц соответствует модели максвеловских молекул, для которых эффект термодиффузии отсутствует (см. главу 2). Коэффициенты интеграла столкновений в этом случае равны (см. Шунк, 1975):  $z_{st} = 0$ ,  $z'_{st} = 1$ ,  $z''_{st} = 5/2$ .

Взаимодействие заряженных частиц описывается стандартным образом с помощью уравнений, приведенных в главе 2:

$$\sigma_{st} = 2 \sqrt{\pi} e^4 Z_s^2 Z_t^2 (kT)^{-2} \ln \Lambda_{st}, \quad (5.25)$$

$$K_{st} = (2/3) \mu_{st} (2kT/\mu_{st})^{1/2} n_s n_t \sigma_{st}. \quad (5.26)$$

В этом случае параметры интеграла столкновений равны:  $z_{st} = 3/5$ ,  $z'_{st} = 13/10$ ,  $z''_{st} = 2$ .

## 5.2.4 Описание схемы расчета

Определим сначала пространственную область вычислений. Так как задача состоит в том, чтобы рассчитать изменения среднего обилия элементов внутри структур заданной массы, внутренняя граница вычислительной области,  $r_{\text{in}}$ , может быть определена относительно свободно. Для описанной выше первой стадии роста возмущений плотности внутренняя граница задается равной радиусу протоголо  $R(t)$ , который увеличивается до момента времени  $t_{\text{ita}}$ . Для второй стадии (аккреция вещества на вириализованное гало) зададим внутреннюю границу как  $r_{\text{in}} = r_{\text{vir}} \equiv r_s(t) \propto t^{8/9}$ . В обоих случаях используется граничное условие Неймана в точке  $r_{\text{in}}$ , что означает линейную экстраполяцию потоков частиц за пределы вычислительной области с целью вычисления производных на границе. До момента коллапса протоголо движение газовых слоев вещества (уравнения 5.1 и 5.2) происходит без взаимных пересечений, таким образом, поток массы вещества через  $r_{\text{in}}$  отсутствует, то есть масса, заключенная внутри радиуса  $r_{\text{in}}$ , остается равной заданной в начальный момент моделирования. В течение второй стадии граница вириализованного возмущения (гало) расширяется, в то время как космологическая аккреция вещества увеличивает массу гало  $\propto t^{2/3}$ .

Момент начала расчета диффузии,  $t_i$ , задан в соответствии с завершением эпохи космологической рекомбинации и определяется красным смещением  $z_i = 10^3$ . Положение внутренней границы расчетной области для заданной начальной массы возмущения  $M_i$  в момент времени  $z_i$ , соответствует радиусу:

$$r_{\text{in}}(z_i) \approx 8.5 \text{ пк} \left( \frac{M_i}{10^5 M_\odot} \right)^{1/3}. \quad (5.27)$$

Для заданной массы  $M$  в момент времени  $z_{\text{vir}}$  на стадии II радиус внутренней границы равен:

$$r_{\text{in}}(z_{\text{vir}}) \approx 1.7 \text{ кпк} \left( \frac{M(z_{\text{vir}})}{10^8 M_\odot} \right)^{1/3} \left( \frac{1 + z_{\text{vir}}}{11} \right)^{-1}, \quad (5.28)$$

что следует из уравнения (5.12). Космологическое красное смещение соответствующее моменту вириализации возмущения,  $z_{\text{vir}} \approx 0.6z_{\text{ita}}$ , является свободным параметром модели (оно однозначно определяется начальным контрастом плотности  $\delta_i$  на стадии I).

Далее, определим внешнюю границу как  $r_{\text{out}} = N r_{\text{in}}(t_f)$ , где  $t_f$  обозначает момент времени, когда расчет завершается (для стадии I или стадии II). Величина  $N$  выбирается достаточно большой, для того чтобы межгалактическая среда в точке  $r_{\text{out}}$  была практически невозмущенной, а диффузия пренебрежимо малой на протяжении симуляции. Ввиду этого, внешнее граничное условие имеет вид:  $w_s(r_{\text{out}}) = 0$ ;  $u_s(r_{\text{out}}) = v_H$ , где  $v_H(t)$  — скорость хаббловского потока;  $\rho(r_{\text{out}}) = \Omega_b / \Omega_m \rho_{bg}$ . В большинстве случаев,  $N \sim 5$  удовлетворяет нашему критерию выбора внешней границы.

Для численного расчета используется метод конечных разностей на однородной неподвижной эйлеровой сетке, заданной от  $r_{\text{in}}$  до  $r_{\text{out}}$  с количеством точек  $N_p = 1000$ . Вычисления проводятся с помощью стандартной схемы вперед по времени с донорной ячейкой по пространству (восходящий поток). Число точек сетки выбрано исходя из условия пренебрежимо малого значения численной диффузии в сравнении с физической диффузией. Временной шаг определяется критерием

Куранта и типично лежит в диапазоне  $dt \sim 10^3-10^4$  лет в зависимости от масштаба рассматриваемой задачи, то есть  $dt \sim \frac{r_{\text{in}}}{N_p u(r_{\text{in}})}$ . Так как положение внутренней границы меняется со временем, пространственную сетку необходимо корректировать на каждом временном шаге расчета: мы уменьшаем сетку путем исключения ячеек, положение центров которых оказывается меньше, чем  $r_{\text{in}}(t)$ .

Опишем теперь последовательность вычисления скоростей диффузии и изменения обилия первичных элементов:

1. Для заданного момента времени  $t_i$  в каждой ячейке пространственной сетки вычисляются значения плотности  $\rho$  (уравнение 5.5 или 5.13), температуры  $T$  (уравнение 5.9 или 5.15) и средней скорости потока газа  $u$  (уравнения 5.8 и 5.14).
2. Используя начальные массовые доли элементов и заданную степень ионизации  $x_e = n_e/n_H$  (здесь и далее,  $n_H$ ,  $n_{He}$ ,  $n_D$  и  $n_{Li}$  обозначают концентрацию ядер элементов H, He<sup>4</sup>, D и Li<sup>7</sup>, соответственно) вычисляется начальная концентрация различных элементов (атомов, ионов, электронов) —  $n_s$ . Первичные массовые доли элементов He<sup>4</sup>, D и Li<sup>7</sup> заданы равными:  $4m_p n_{He}/\rho = 0.2463$ ,  $2m_p n_D/\rho = 4.02 \times 10^{-5}$  и  $7m_p n_{Li}/\rho = 2.6 \times 10^{-9}$ . Массовые доли D и Li<sup>7</sup> определены на основе значений их первичного обилия:  $A_D \equiv n_D/n_H$  и  $A_{Li^7} \equiv n_{Li}/n_H$  (см. раздел 5.2). Мы используем массовые доли элементов, для того чтобы упростить систему уравнений для начальных концентрации  $n_s$  (в газе со степенью ионизации  $x_e$ ) до системы линейных уравнений. Дополнительным уравнением, которым необходимо дополнить систему, является условие электронейтральности газа:  $\sum_s Z_s n_s = 0$ .

Небольшая вариация степени ионизации химического элемента ( $\pm 2$ ) в условиях рассматриваемой задачи оказывает слабое влияние на его скорость диффузии (в пределах 10%). Учитывая этот аргумент, для решения задачи применяется упрощенный подход к расчету доли ионов водорода и гелия: для заданного  $x_e$  будем считать, что водород и гелий ионизованы в равной степени, то есть  $n_{HII}/n_H = n_{HeII}/n_{He}$ . В случае  $x_e = 0$ , газ считается нейтральным, поэтому в нем отсутствуют элементы HII, HeII и электроны. В полностью ионизованном газе ( $x_e > 1$ ), аналогично, отсутствуют элементы HI и HeI. Помимо этого, в газ добавляется небольшая примесь первичного дейтерия и лития, все частицы которых обладают заданной степенью ионизации: DI–II и Li I–IV. Таким образом, в общем случае газ содержит элементы: HI, HII, HeI, HeII, электроны, дейтерий и литий.

3. Используя найденные  $n_s(r)$  и  $T(r)$  решаются уравнения (5.18) и (5.19) для относительных скоростей диффузии  $w_{s,t}$ . Для вычисления скоростей диффузии каждого элемента,  $w_s$ , применяются условия:  $\sum_s n_s m_s w_s = 0$  (отсутствие потока массы в системе центра масс) и  $\sum_s Z_s n_s u_s = 0$  (отсутствие электрического тока).
4. Найденные значения  $u(r)$ ,  $w_s(r)$  и скорость движения внутренней границы  $v_{\text{in}} \equiv \partial r_{\text{in}}/\partial t$  позволяют рассчитать полный поток каждого сорта частиц через  $r_{\text{in}}$ :  $f_s = \oint n_s v_s d\mathbf{l} = 4\pi r_{\text{in}}^2 v_n n_s$ , где  $v_s = u(r_{\text{in}}) + w_s(r_{\text{in}}) - v_{\text{in}}$ . Для стадии I,  $u = v_{\text{in}}$  и, следовательно,  $v_s = w_s$ . Изменение обилия элементов внутри  $r_{\text{in}}$  вычисляется с помощью интегрирования потока  $f_s$  по времени.

5. Концентрация частиц на следующем шаге по времени в каждой точке вычислительной области определяется с помощью уравнения непрерывности:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 n_s (w_s + u)] = 0. \quad (5.29)$$

## 5.3 Результаты расчетов

С помощью описанного выше метода рассчитываются кумулятивные изменения обилия гелия, дейтерия и лития внутри протогало (стадия I) и вириализованных гало (стадия II) в зависимости от их массы и продолжительности стадии формирования структур.

### 5.3.1 Аккреция холодного газа на минигало до эпохи реионизации

Сначала рассмотрим диффузию первичных элементов начиная с эпохи космологической рекомбинации ( $z_{\text{rec}} = 1000$ ) и заканчивая моментом повторного разогрева и ионизации вещества во Вселенной ( $z_{\text{rei}} = 6$ ). Модель имеет два входных параметра: начальная масса вещества внутри возмущения ( $M_i$ ) и космологическое красное смещение, соответствующее моменту вириализации гало ( $z_{\text{vir}} \approx 0.6z_{\text{ita}}$ ). Первый параметр определяет пространственный масштаб задачи, второй — продолжительность стадий I и II. Для параметра начальной массы,  $M_i$ , рассматривается диапазон значений от  $10^5$  до  $10^9 M_\odot$ . Нижний предел массы по порядку величины соответствует минимальной массе возмущения, при которой возможна аккреция газа. Обратим внимание, что помимо градиента давления аккреция газа может быть подавлена за счет относительных скоростей барионной компоненты вещества и темной материи, характерная минимальная масса возмущения при этом составляет  $\sim 10^5 M_\odot$  (Целиахович, Баркана & Хирата, 2011).

На верхней панели рисунка (5.3) изображен относительный прирост обилия гелия, накопленный в период роста возмущения до его коллапса (стадия I), как функция начальной массы  $M_i$ . Расчет начинается в момент времени  $z_i = 10^3$ , соответствующий завершению космологической рекомбинации. Расчет диффузии на стадии I останавливается ( $z_f$ ) в момент одного из событий, которое происходит первым: i)  $z_{\text{ita}}$ , когда протогало достигает максимального размера и начинается коллапс, или ii) в конце эпохи реионизации  $z_{\text{rei}} = 6$ , когда Вселенная полностью ионизуется и приближение холодного и нейтрального межгалактического газа становится неверным.

Фракция ионизованного вещества во Вселенной после рекомбинации составляет всего  $x_e \sim 10^{-4}$ , поэтому взаимодействие с заряженными частицами почти никак не влияет на диффузию нейтрального водорода и гелия. Эффекты диффузии уменьшаются с ростом массы возмущения и достигают максимального значения для увеличения обилия гелия:  $\delta Y_p / Y_p \sim 1.5 \times 10^{-4}$ , когда  $M_i = 10^5 M_\odot$  и  $z_{\text{ita}} \approx z_{\text{rei}}$  (максимальная продолжительность стадии I). Меньший эффект для такой же массы возмущения и  $z_{\text{ita}} < z_{\text{rei}}$  (см. рисунок 5.3), связан с тем, что расчет останавливается в момент времени ( $z_{\text{rei}}$ ), когда возмущение плотности все еще находится в линейном режиме роста и, следовательно, имеет меньший контраст плотности, что означает меньшую скорость диффузии. Зависимость результатов от массы возмущения,  $M_i$

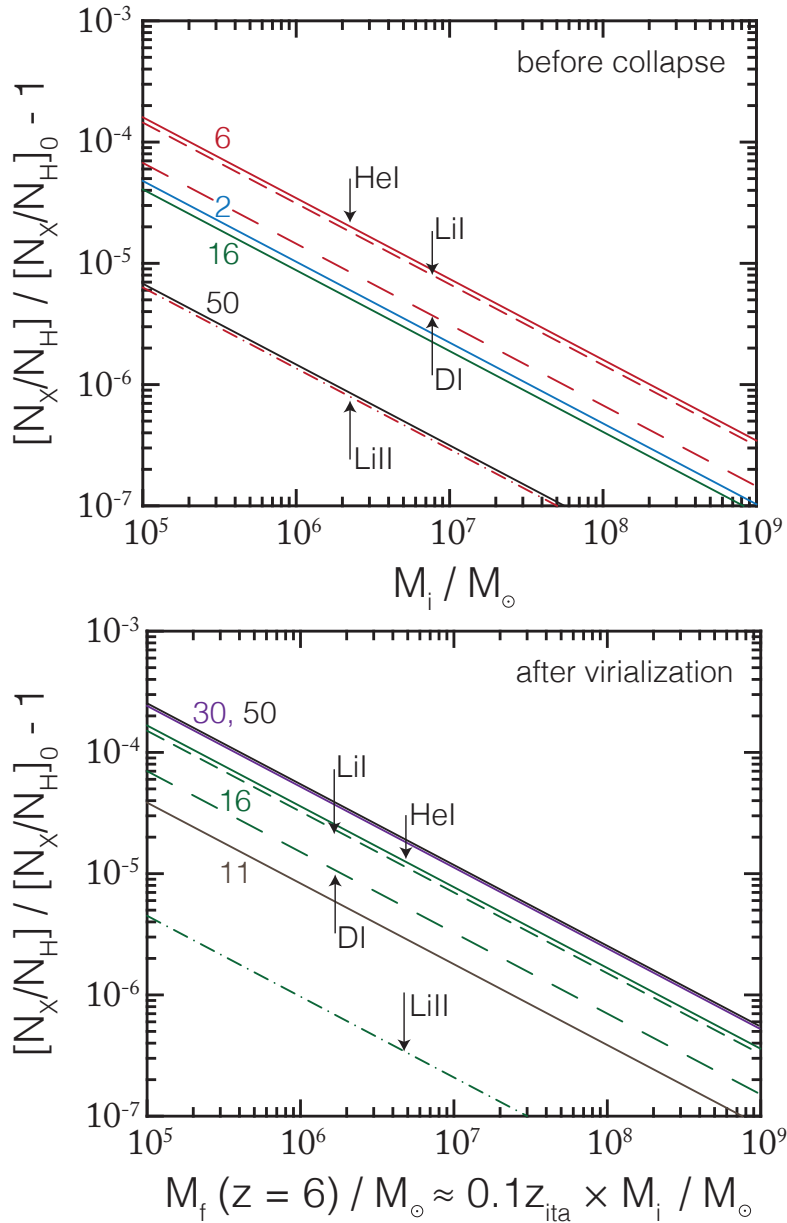


Рис. 5.3: Относительное увеличение (в расчете на одно гало) первичного обилия элементов, обусловленное действием диффузии в холодном газе межгалактической среды до начала эпохи реионизации. Сплошные линии соответствуют He I, короткий пунктир — Li I, длинный пунктир — D I, штрих-пунктир — Li II. *Верхняя панель:* увеличение обилия элементов, накопленное за время роста сферического возмущения плотности до момента его коллапса (стадия I), как функция начальной массы гало. Расчет начинается в момент  $z_i = 10^3$  и заканчивается в момент  $z_f = z_{\text{ita}}$ , если  $z_{\text{ita}} > z_{\text{rei}} = 6$ , в противном случае  $z_f = z_{\text{rei}}$ . Результаты расчетов для He I показаны для параметра  $z_{\text{ita}} = 2$  (голубые), 6 (красные), 30 (зеленые) и 50 (черные). Для Li I, D I и Li II результат показан только для  $z_{\text{ita}} = 6$ . *Нижняя панель:* увеличение обилия элементов, накопленное в период космологической аккреции вещества на вириализованное гало (стадия II), как функция массы гало в момент завершения расчетов ( $z_f$ ). Начальный момент времени соответствует космологическому красному смещению вириализации гало:  $z_{\text{vir}} \approx 0.6 z_{\text{ita}}$ , расчет завершается в момент времени  $z_f = z_{\text{rei}} = 6$ . Для He I, результаты показаны для  $z_{\text{vir}} = 6.5$  (коричневые), 10 (зеленые), 18.5 (фиолетовые) и 31 (черные) или, что тоже самое,  $z_{\text{ita}} \approx 11, 16, 30$  и 50. Для Li I, D I и Li II показан расчет для  $z_{\text{vir}} = 10$  ( $z_{\text{ita}} = 16$ ).

(или масштаба задачи), связана с самоподобным характером движения газовых слоев в модели сферического коллапса возмущений. Действительно, мгновенный поток частиц некоторого сорта через границу  $R(t)$  растущего возмущения плотности можно записать в виде:  $q_s \propto R(t)^2 w_s(t)$ . В то же время, скорость диффузии:  $w_s \propto \rho^{-1} \nabla P / P \propto \delta(1+\delta)^{-2} \rho_{\text{bg}}^{-1} R^{-1}$  (отметим, что коэффициент диффузии также зависит от температуры), где  $\rho_{\text{bg}}(t)$  — средняя плотность вещества во Вселенной в момент  $t$  и  $\delta(t)$  — контраст плотности внутри возмущения, который не зависит от массы возмущенного региона, если начальный контраст плотности фиксирован. Полная масса газа внутри  $R(t)$  остается постоянной со временем:  $M(t) = M_i$  и, в то же время,  $M \propto (1+\delta)\rho_{\text{bg}}R^3$ . Следовательно, изменение обилия гелия внутри протогало можно представить в виде:  $\delta(n_{\text{He}}/n_{\text{H}}) \propto \int q_s dt / M \propto \int \delta / (1+\delta)^{-3} \rho_{\text{bg}}^{-2} R^{-2} dt \propto M_i^{-2/3}$ , так как  $R \propto M_i^{1/3}$ .

На рисунке 5.3 изображены результаты расчетов также и для первичных элементов с малой концентрацией, а именно, **DI**, **Li I** и **Li II**. Результат показан для  $z_{\text{ita}} = 6$ , когда эффекты диффузии максимальны. В каждом случае диффузия приводит к постепенному увеличению обилия первичных элементов внутри протогало, однако видно, что наибольшее влияние диффузия оказывает на обилие первичного гелия. Особое внимание следует обратить на диффузию первичного лития. Атом **Li I** имеет низкий потенциал ионизации для электрона на внешней оболочке ( $\sim 5.39$  эВ), как показывают расчеты химического состава Вселенной до эпохи реионизации, значительная часть первичного лития (по меньшей мере половина) после космологической рекомбинации должна оставаться в состоянии однократной ионизации (Галли & Палла, 1998). Ввиду большой величины сечения взаимодействия **Li II**–**H II** (примерно на пять порядков величин большего, чем сечение взаимодействия соответствующих нейтральных частиц), даже при низкой степени ионизации вещества,  $x_e \sim 10^{-4}$ , ионы лития оказываются пространственно связанными с остаточными после рекомбинации протонами (очевидно, на масштабах больших дебаевского радиуса). Из-за этого диффузионный поток протонов, направленный по градиенту давления (как и поток нейтрального водорода), увлекает за собой ионы **Li II**, несколько уменьшая массовую долю лития внутри протогало. Тем не менее, как это видно из рисунка, обилие **Li II** ( $\equiv n_{\text{LiII}}/n_{\text{H}}$ ) слегка увеличивается с течением времени, это связано с тем, что частицы нейтрального водорода имеют большую скорость диффузии (скорость оттока), чем ионы **Li II**.

Нижняя панель рисунка (5.3) изображает относительное увеличение обилия гелия, дейтерия и лития, накопленное за период космологической аккреции вещества на вириализованное гало (стадия II), как функция массы гало  $M_f$  в момент завершения расчета диффузии  $z_f = z_{\text{rei}} = 6$ , поэтому  $M_f \approx (z_{\text{vir}} + 1)/(z_{\text{rei}} + 1) \times M_i$  для используемого адиабатического решения<sup>2</sup>. Расчет для стадии II начинается в момент окончания вириализации протогало —  $t_{\text{vir}} = 2t_{\text{ita}}$  (предполагается, что  $z_{\text{vir}} > z_{\text{rei}}$ ).

Аналогично стадии I эффект диффузии уменьшается с ростом массы гало. Видимый на рисунке прирост амплитуды эффекта с ростом  $z_{\text{vir}}$  является следствием увеличения продолжительности стадии II. Изменение первичного обилия гелия достигает максимальной величины  $\sim 2.5 \times 10^{-4}$  для  $M_f = 10^5 M_{\odot}$ , когда  $z_{\text{vir}} \gtrsim 15$ . Исходя из результатов расчетов можно сделать вывод, что диффузии не могла увеличить обилие гелия, дейтерия и лития относительно их первичных обилий

<sup>2</sup> Напомним, что стадия “бурной релаксации”  $z_{\text{ita}} < z < z_{\text{vir}}$ , а также связанные с этим периодом изменения массы гало, не рассматриваются

более чем в  $\delta A_X/A_X \sim 10^{-4}$  в первых гравитационно-связанных структурах, сформированных во Вселенной до эпохи реионизации. Более того, этот эффект получен для гало с самой низкой допустимой массой  $\sim 10^5\text{--}10^6 M_\odot$ . Результаты расчетов показали, что термодиффузия в данном случае оказывает влияние на результат на уровне менее 1%.

Амплитуда эффекта диффузии в среднем в 2–3 раза больше для стадии космологической аккреции, чем для стадии роста протогало. Это связано с тем, что средний контраст плотности в течение стадии II больше. Однако в целом эффекты диффузии для двух этих стадий имеют схожую зависимость от параметров модели. По этой причине сосредоточим наше внимание на стадии космологической аккреции, приведенные ниже оценки аналогичным образом могут быть применены к стадии I.

### 5.3.2 Прогрев газа на ранних стадиях космологической реионизации

Научные результаты последних лет позволили существенно сузить временные границы эпохи космологической реионизации. И хотя сейчас еще остается достаточно большая свобода в реализации различных сценариев, обнаружение галактик и квазаров на космологических красных смещениях  $z \sim 7\text{--}8$  говорит в пользу постепенной реионизации с пиком на  $z \sim 10$  (см. Фэн, 2012). Классическим сценарием реионизации считается ионизация водорода и гелия межгалактической среды ультрафиолетовым излучением первых звезд и квазаров. Сейчас нет никаких сомнений, что к моменту  $z_{\text{rei}} \equiv z \sim 6$  межгалактическая среда была полностью ионизована (Спинрад и др., 1998; Ху, МакМэхон & Коуи, 1999; Фэн и др., 2000). Однако в ряде недавних работ было показано, что вещество во Вселенной еще на более ранних стадиях эволюции уже могло быть значительно прогрето и частично ионизовано рентгеновским излучением, которое способно проникать и ионизировать вещество на гораздо больших расстояниях от источников излучения (Венкатестан, Жиру & Шулл, 2001; Мадау и др., 2004; Рикотти & Острайкер, 2004; Сазонов & Хабибуллин, 2017). В недавней работе Сазонов & Сюняев (2015) было показано, что космические лучи, генерируемые первыми сверхновыми звездами, также могли вносить вклад в прогрев межгалактического газа до начала эпохи реионизации. Такой равномерный прогрев межгалактического газа мог потенциально существенно увеличить эффективность диффузии в период эволюции структур до момента полной ионизации газа.

Рассмотрим упрощенный сценарий, при котором в момент времени  $z_{\text{prei}}$  межгалактическая среда была мгновенно прогрета до температуры  $T_{\text{prei}}$ , а степень ионизации газа возросла до величины  $x_e$ . Будем считать, что такие условия сохранялись до момента  $z_{\text{rei}}$ . Как и в предыдущих расчетах будем использовать адиабатическое решение для космологической аккреции вещества на вириализованное гало, масса которого должна быть больше массы Джинса (Шапиро, Жиру & Бабул, 1994; Баркана & Лоеб, 2001):

$$M_J \equiv \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\lambda_J}{2}\right)^3 \rho_{\text{bg}}(0) \sim \frac{\pi}{6} \left(\frac{5\pi kT}{3\eta m_p G}\right)^{3/2} \rho_{\text{bg}}^{-1/2}. \quad (5.30)$$

В момент времени  $z \sim 150$  средняя температура барионного газа отделяется от температуры микроволнового фона и начинает убывать как  $T_m \propto (1+z)^2$ , тогда

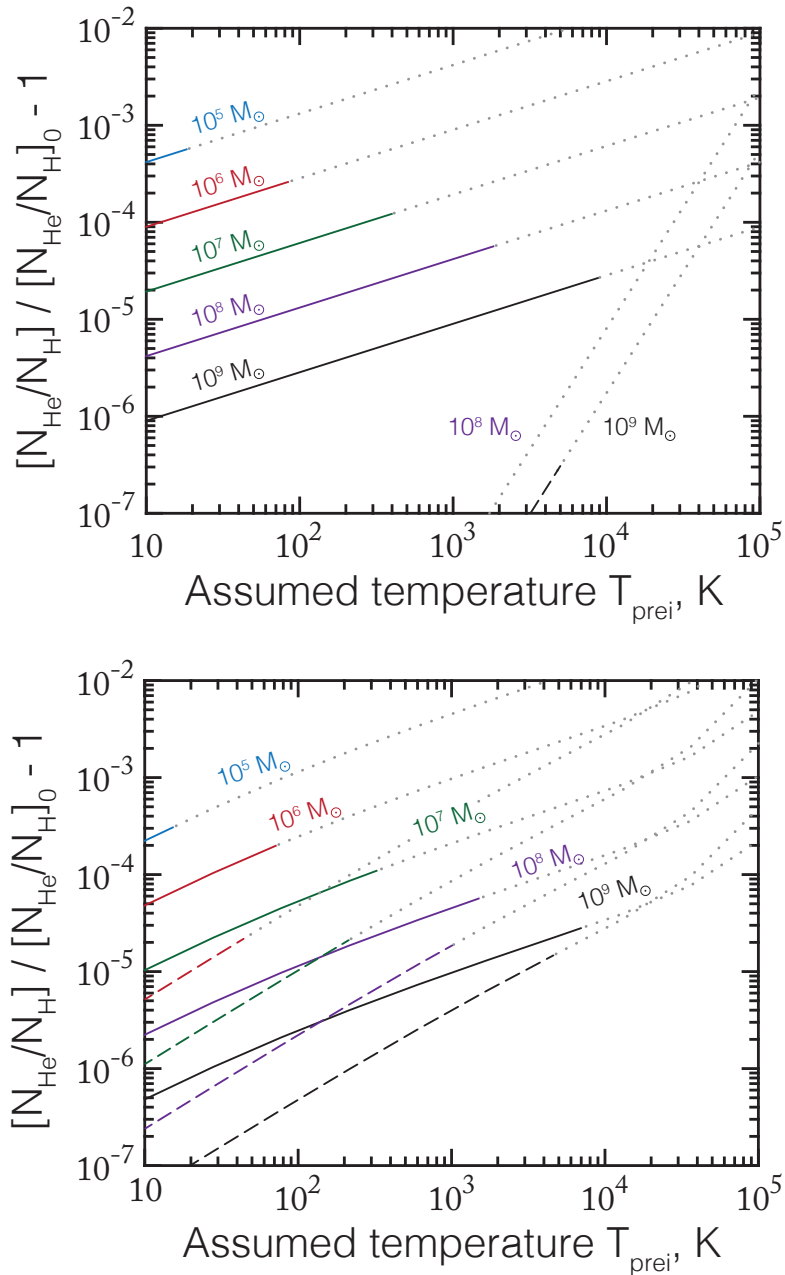


Рис. 5.4: Относительное увеличение (в расчете на одно гало) обилия гелия относительно его первичного обилия, обусловленное действием диффузии в прогретой межгалактической среде на ранних стадиях эпохи космологической реионизации, как функция температуры газа межгалактической среды ( $T_{\text{prei}}$ ) и разных состояний ионизации. Предполагается, что гало достигает вириального равновесия в момент  $z_{\text{vir}} = 10$ , а аккреция вещества продолжается до  $z_{\text{rei}} = 6$ . На протяжении этого периода температура и степень ионизации межгалактического газа предполагаются фиксированными. Диффузия в периоды роста протогало (стадия I) и его вириализации (до  $z_{\text{vir}}$ ) в расчетах не учитывается. Показаны результаты для гало с массами  $10^5 M_{\odot}$  (голубые),  $10^6 M_{\odot}$  (красные),  $10^7 M_{\odot}$  (зеленые),  $10^8 M_{\odot}$  (фиолетовые) и  $10^9 M_{\odot}$  (черные). Линии, обозначенные точками, соответствуют области параметров, при которых масса Джинса становится больше массы гало, а значит используемая модель перестает быть применимой. *Верхняя панель:* сплошные линии изображают случай диффузии в нейтральном газе, пунктирные линии — в полностью ионизованной плазме. *Нижняя панель:* тоже самое, но для разных степеней ионизации газа: 20% (сплошные), 90% (пунктирные).



критическая масса Джинса будет

$$M_J \approx 5 \times 10^3 \left( \frac{\eta}{1.23} \right)^{-3/2} \left( \frac{1+z}{10} \right)^{3/2} M_\odot, \quad (5.31)$$

где  $\eta = 1.23$  (0.61) — средний молекулярный вес для нейтрального (полностью ионизованного) газа. Если, однако, межгалактическая среда была прогрета до температуры  $T_{\text{IGM}}$ , то

$$M_J \approx 1.3 \times 10^8 \left( \frac{\eta}{0.61} \right)^{-3/2} \left( \frac{T_{\text{IGM}}}{10^3 \text{K}} \right)^{3/2} \left( \frac{1+z}{10} \right)^{-3/2} M_\odot. \quad (5.32)$$

Рисунок 5.4 показывает относительное увеличение обилия гелия, накопленное в течение аккреции прогретого газа межгалактической среды на вириализованное гало, как функция  $T_{\text{prei}}$ . Расчеты приведены для параметра  $z_{\text{vir}} = z_{\text{prei}} = 10$ , как и раньше, расчет останавливается в момент  $z_{\text{rei}} = 6$ . Диффузия в периоды роста протогало и его вириализации (до  $z_{\text{vir}}$ ) не учитывается. На верхней панели рисунка изображено влияние прогрева нейтрального газа и полностью ионизованной плазмы на амплитуду эффектов диффузии. Большая величина кулоновского сечения взаимодействия эффективно останавливает диффузию элементов в плазме при низких температурах. Однако коэффициент диффузии частиц в плазме возрастет с температурой значительно быстрее, чем для нейтрального газа:  $D_{\text{Coulomb}} \sim T^{5/2}$  и  $D_{\text{neutral}} \sim T^{1/2}$ . Как видно из рисунка, амплитуды эффектов диффузии в полностью ионизованной плазме и нейтральном газе становятся одного порядка при температуре газа  $\sim 10^4$  К. На нижней панели рисунка 5.4 показаны результаты расчетов для частично ионизованного газа. Видно, что величина изменения обилия в слабо ионизованном газе ( $x_e < 40\%$ ) близка к изменениям, полученным для нейтрального газа, таким образом слабая ионизация и одновременный прогрев газа могут значительно повысить эффективность диффузии. Так для минигало с массами  $\sim 10^6 M_\odot$  возрастание обилия гелия может достигать  $\delta Y_p / Y_p \sim 3 \times 10^{-4}$  для  $T_{\text{prei}} \sim 100$  К. В таких объектах потенциально могли формироваться первые, не содержащие металлов, звезды. В случае более массивных гало  $\sim 10^9 M_\odot$  изменение обилия первичного гелия составляет  $\delta Y_p / Y_p \sim 3 \times 10^{-5}$  для  $T_{\text{prei}} \sim 10^4$  К, если степень ионизации аккрецируемого газа была не слишком большой,  $x_e \lesssim 40\%$ . В таких объектах могли формироваться первые во Вселенной галактики.

### 5.3.3 Оценка диффузии в аккреционном потоке горячего газа

В завершение аналогичным образом оценим эффекты диффузии в период аккреции горячей плазмы на вириализованные гравитационно связанные объекты (гало и результаты их слияний) после эпохи космологической реионизации. Для этого предположим, что в момент  $z_{\text{rei}}$  межгалактическая среда становится полностью ионизованной ( $x_e = 1.08$ – $1.16$ , в зависимости от степени ионизации гелия) и мгновенно разогревается до температуры  $T_{\text{rei}} \gtrsim 10^4$  К. Для оценки кумулятивных эффектов рассмотрим также прогрев газа, предшествующий реионизации:  $z_{\text{prei}} > z > z_{\text{rei}}$  с температурой межгалактической среды  $T_{\text{prei}}$  и степенью ионизации  $x_{e,\text{prei}}$ .

Рассчитаем диффузию первичных элементов для следующего набора сценариев:

- (1)  $T_{\text{rei}} = 2 \times 10^4$  К, без предварительного прогрева;
- (2)  $T_{\text{rei}} = 2 \times 10^4$  К,  $T_{\text{prei}} = 10^3$  К и  $x_{e,\text{prei}} = 0.11$ ;
- (3)  $T_{\text{rei}} = 2 \times 10^4$  К,  $T_{\text{prei}} = 10^4$  К и  $x_{e,\text{prei}} = 0.22$ ;
- (4)  $T_{\text{rei}} = 3 \times 10^4$  К,  $T_{\text{prei}} = 10^4$  К и  $x_{e,\text{prei}} = 0.22$ ;
- (5)  $T_{\text{rei}} = 10^6$  К, без предыдущих этапов.

Для простоты будем считать как и раньше —  $z_{\text{prei}} = 10$  и  $z_{\text{rei}} = 6$ . На рисунке 5.5 схематически изображены перечисленные сценарии.

Результаты расчетов приведены на рисунке (5.6) как функция момента времени, когда счет прекращается,  $z_f$ . Для сценариев 1–3 диффузия рассчитывается с момента вириализации возмущения  $z_{\text{vir}} = 10$ , а результаты приведены для массы объектов  $M(z_{\text{vir}}) \approx 2 \times 10^{10} M_{\odot}$ , которая остается выше критической массы Джинса в течение симуляции. Для сценария 4 рассматриваются массы  $M(z_{\text{vir}}) \approx 4 \times 10^{10} M_{\odot}$ . Сценарий 5 (горячая межгалактическая среда) имеет следующие параметры:  $z_{\text{vir}} = 6$  и  $M(z_{\text{vir}}) \approx 10^{13} M_{\odot}$ .

Как видно из рисунка, диффузия элементов во время космологической аккреции газа не может вызывать отклонений обилия гелия от его первичного обилия на фактор больше чем  $\sim 10^{-5}$ , если межгалактическая среда имеет температуру  $\sim 10^4$  К, которая, вероятно, была характерна для  $z \lesssim 6$  (Бенитес-Ламбай и др., 2015). Значительно более сильный эффект, однако, может быть достигнут в случае аккреции горячей плазмы с температурой  $T \sim 10^6$  К. В этом случае термодиффузия начинает играть существенную роль, увеличивая темп нарастания обилия гелия (см. рисунок 5.6). Возрастание обилия гелия в этом случае может достигать  $\delta Y_p / Y_p \sim 10^{-2}$  на  $z \sim 2$ . Такой сценарий может быть применим только к массивным объектам,  $M_f \sim 10^{13} M_{\odot}$ , так как масса Джинса для таких температур значительно возрастает.

Рассмотренный нами сценарий 5 кажется нереалистичным, так как межгалактический газ не мог иметь столь высокую температуру,  $\sim 10^6$  К, уже на красном смещении  $z_{\text{rei}} = 6$ . Тем не менее полученные изменения обилия гелия в основном отражают физические условия на малых красных смещениях ( $\sim z_f$ ), так как  $t \propto (1+z)^{-3/2}$ . Поэтому выбор начального момента расчетов является весьма условным параметром для оценок приведенных в этом разделе. В тоже время на  $z \sim 2$  значительная часть межгалактического газа уже может иметь температуру  $T \sim 10^5$ – $10^7$  К (Сеп & Острайкер, 1999, 2006). Космологическая аккреция такого горячего газа должна продолжаться на массивные гало, если их масса значительно превосходит критическую массу Джинса, поэтому оцененные эффекты диффузии могут действительно иметь место. Важно, однако, что столь упрощенная картина аккреции космической плазмы может быть существенно изменена действием магнитных полей.

Сделаем также заключительную оценку для увеличения обилий дейтерия и лития относительно их первичных значений. Рисунок 5.7 изображает результаты расчетов для двух температур реионизации:  $T_{\text{rei}} = 2 \times 10^4$  К и  $10^6$  К. Во всех представленных случаях вычисление диффузии начинается с момента  $z_{\text{vir}} = z_{\text{rei}} = 6$ . Очевидно, что здесь, как и на предыдущем рисунке, наибольшие эффекты диффузии получены для аккреции газа с температурой  $\sim 10^6$  К. Так как в рассматриваемом случае все химические элементы ионизованы, то разница в амплитуде

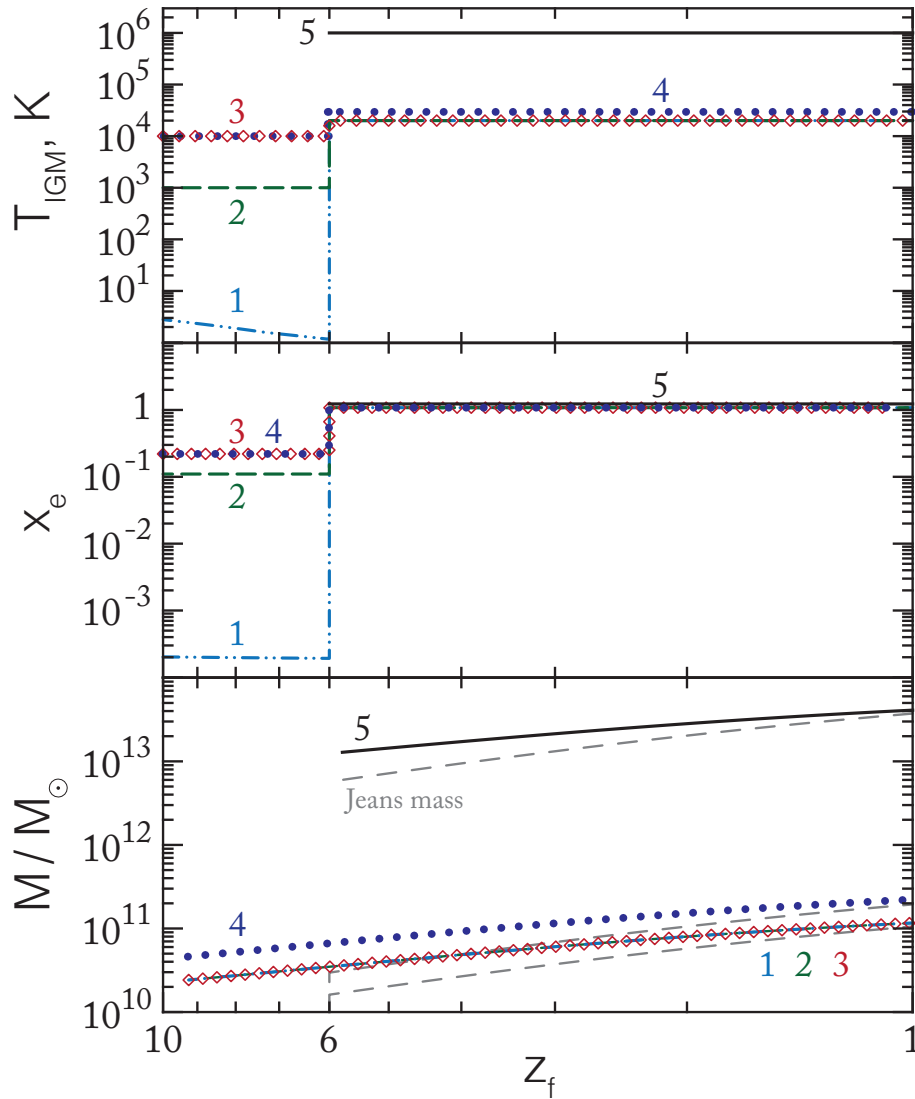


Рис. 5.5: Схематическое изображение различных сценариев прогрева межгалактической среды и дальнейшей ее полной ионизации после завершения эпохи космологической реионизации. Верхняя и средняя панели изображают температуру и степень ионизации межгалактического газа как функции красного смещения; нижняя панель изображает соответствующую эволюцию критической массы Джинса (пунктирные серые линии) и массы вириализованных объектов, для которых на рисунке 5.6 показаны расчеты эффектов диффузии (везде используется одинаковый тип линий и точек). Для сценариев 1–4 вычисления начинаются на  $z_{\text{vir}} = 10$ , для сценария 5 — на  $z_{\text{vir}} = 6$ . Во всех рассмотренных сценариях  $z_{\text{rei}} = 6$ . Для сценариев 2–4  $z_{\text{prei}} = 10$  (см. текст для подробностей).

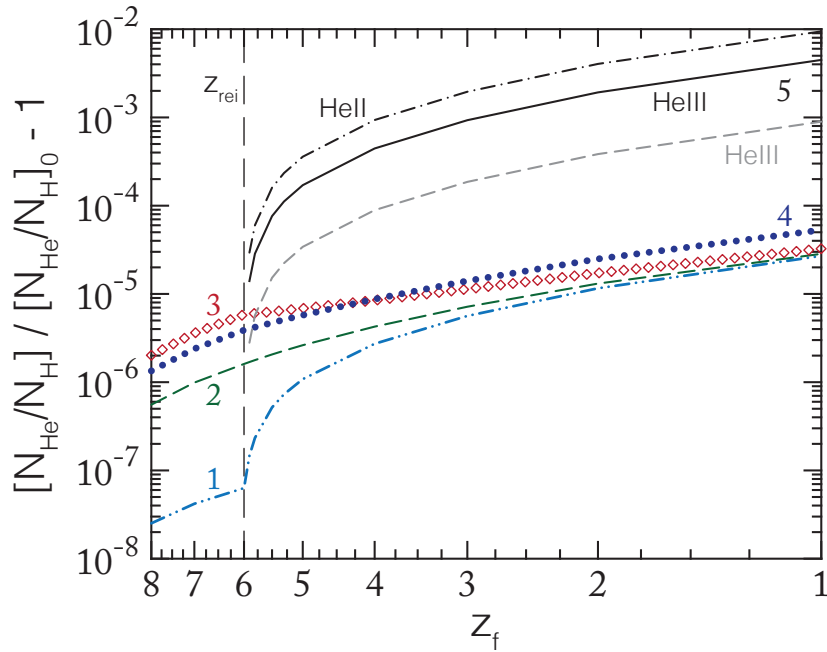


Рис. 5.6: Относительное увеличение обилия гелия, обусловленное действием диффузии, как функция красного смещения в момент остановки счета. Расчеты показаны для сценариев, описанных на рисунке (5.5) (см. также текст). Для сценариев 1–4 предполагается, что гелий может находиться в нейтральном и однократно ионизованном состоянии (их соотношение задается величиной  $x_e$ ). Для сценария 5 весь гелий межгалактической среды предполагается полностью ионизованным (He III, сплошная черная линия). Для сравнения также приведены расчеты диффузии He II для сценария 5 (черный штрих-пунктир). Для иллюстрации роли термодиффузии в горячем газе показан расчет для сценария 5, найденный без учета термодиффузии (серая пунктирная линия).

эффектов диффузии для них естественным образом следует из разницы в их массе и заряде ядра.

## 5.4 Заключение

Исследовано влияние диффузии на среднее обилие гелия и других первичных элементов внутри формирующихся первых структур в ранней Вселенной. Рассмотрено две стадии формирования и эволюции структур: рост возмущений плотности до момента их коллапса (стадия I) и последующая космологическая аккреция вещества на вириализованные гало (стадия II).

К концу “темной эпохи”, когда барионная материя еще оставалась холодной и нейтральной, диффузия могла увеличить обилие гелия, дейтерия и лития относительно их первичных значений в первых вириализованных минигало: максимальный эффект прироста обилия гелия определен на уровне  $\delta Y_p / Y_p \sim 10^{-4}$  для объектов с массами  $\sim 10^5 - 10^6 M_\odot$ . Умеренный и ожидаемый прогрев межгалактической среды первыми рентгеновскими источниками или другими возможными механизмами на ранних стадиях эпохи космологической реионизации мог значительно увеличить эффективность диффузии, которая должна возникать для элементов, имеющих разную массу в аккреционном потоке вещества. Увеличение обилия ге-

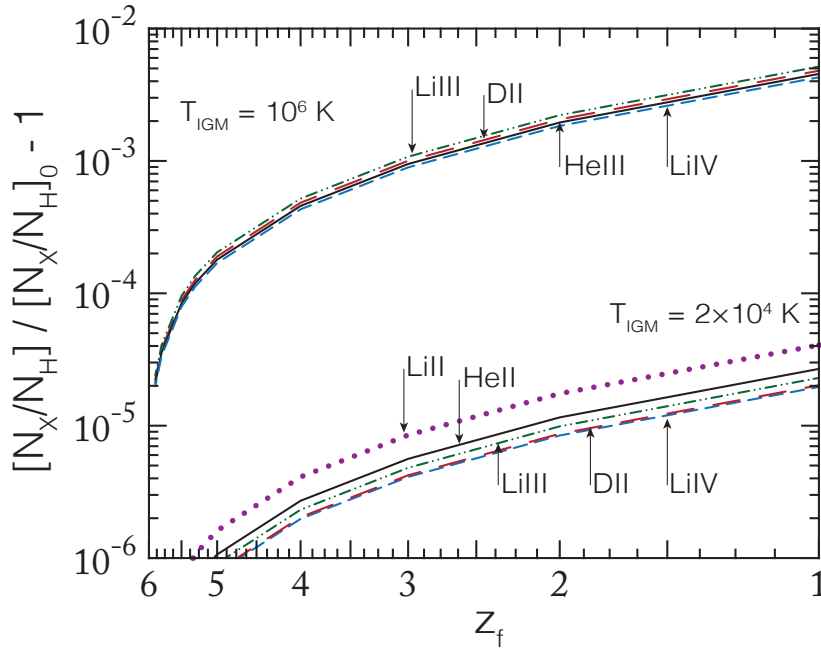


Рис. 5.7: Увеличение обилия дейтерия и лития, обусловленное действием диффузии в период космологической аккреции горячей плазмы на вириализованные гравитационно-связанные объекты в эпоху пост-реионизации, как функция красного смещения в момент времени, когда счет останавливается. Все вычисления начинаются на  $z_{\text{vir}} \approx 6$ . Для верхней группы линий температура межгалактической среды принята равной  $T_{\text{rei}} = 10^6$  К и массы объектов  $M(z_{\text{vir}}) \approx \times 10^{13} M_{\odot}$ . Для нижней группы линий,  $T_{\text{rei}} = 2 \times 10^4$  К и  $M(z_{\text{vir}}) \approx 2 \times 10^{10} M_{\odot}$ . Короткие пунктирные линии для Li IV, длинные пунктирные — D II, штрих-пунктиры — Li III, штриховые — Li II. Для сравнения сплошными линиями показаны результаты для He II и He III.

лия за счет такой диффузии могло достигать  $\delta Y_p / Y_p \sim 3 \times 10^{-4}$  для минигало с массами  $\sim 10^6 M_{\odot}$  и температуры прогрева  $T_{\text{prei}} \sim 100$  К. Объекты с такими массами потенциально могли формировать первые звезды во Вселенной. Для более массивных гало  $\sim 10^9 M_{\odot}$  и температуры прогрева  $T_{\text{prei}} \sim 10^4$  К соответствующий эффект достигает  $\delta Y_p / Y_p \sim 3 \times 10^{-5}$ , если допустить, что газ остается при этом умеренно ионизованным,  $x_e \lesssim 40\%$ . Такие гало, предположительно, могли формировать первые галактики, а некоторые из протогалактик, сформированных в рассмотренный период эволюции Вселенной, вероятно, могут существовать и в настоящее время в виде карликовых галактик. Возможно, такие объекты являются лучшими кандидатами для поиска предсказанных в этой главе диссертации эффектов диффузии первичных элементов.

Следует отметить, что обилие элементов, в том числе гелия, наблюдаемые в настоящее время в большинстве регионов Вселенной, были сформированы под влиянием звездной эволюции. Считается, что эффекты звездной эволюции должны быть минимальны для обедненных металлами карликовых галактик. Основываясь на измеряемых регрессиях можно сделать вывод, что звездная эволюция в таких объектах способна изменять обилие гелия лишь на уровне  $\delta Y_p / Y_p \sim 10^{-3}$ , в то время как для галактик с солнечной металличностью  $\delta Y_p / Y_p \gtrsim 10^{-2}$  (Изотов, Стасинска & Гусева, 2013). Это сопоставимо, но все же несколько больше, чем

полученная амплитуда эффектов диффузии. Отметим также, что для измерений первичного обилия гелия влияние звездной эволюции обычно корректируется с помощью процедуры экстраполяции регрессии обилия гелия от металличности газа к нулевой величине металличности (Изотов, Стасинска & Гусева, 2013) (в качестве триггера звездной эволюции обычно используется обилие кислорода).

Получены оценки эффектов диффузии для космологической аккреция горячего газа на вириализованные гравитационно-связанные объекты в течение и после завершения эпохи реионизации Вселенной. Результаты расчетов показали, что диффузия не могла увеличить обилие гелия, дейтерия и лития относительно их первичных значений более чем в  $\sim 10^{-5}$ , если межгалактическая среда имела температуру  $\sim 10^4$ , которая ожидаема для периода времени  $z \lesssim 6$ . Однако существенно большие отклонения обилия гелия могли возникать в случае аккреции горячей плазмы с температурой  $T \sim 10^6$  К на массивные гало ( $\sim 10^{13} M_{\odot}$ ), тогда соответствующий эффект можно ожидать на уровне  $\delta Y_p / Y_p \sim \text{a few } 10^{-3}$ . Такие массивные объекты могут соответствовать протогруппам галактик. Предполагается, что основная амплитуда эффекта диффузии набирается вблизи  $z \sim 2$ .

Обсуждаемые в этой главе диссертации изменения обилия элементов малы, но сопоставимы с уже достигнутой точностью  $\sim 0.1\%$  космологических предсказаний обилия первичных элементов. Если прямые измерения обилия гелия, в частности в низко-металлических НII областях карликовых галактик, достигнут такого же уровня точности в будущем, то полученные нами эффекты могут стать существенными для сравнений прямых измерений с предсказаниями теории первичного нуклеосинтеза.

# Литература

- Баркана & Лоеб (Barkana, R., Loeb, A.), 2001, PhR, 349, 125-238
- Бенитес-Ламбай и др. (Benítez-Llambay, A., Navarro, J. F., Abadi, M. G., Gottlöber, S., Yepes, G., Hoffman, Y., Steinmetz, M.), 2015, MNRAS, 450, 4207-4220
- Бершингер (Bertschinger E.), 1985, ApJ, 58, 39-66
- Бирнбойм & Декель (Birnboim, Y., Dekel, A.), 2003, MNRAS, 345, 349-364
- Бюргерс (Burgers, J. M.), Flow Equation for Composite Gases. New York: Academic Press., 1969
- Венкатестан, Жиру & Шулл (Venkatesan, A., Giroux, M. L., Shull, J. M.), 2001, ApJ, 563, 1-8
- Галли & Палла (Galli, D., Palla, F.), 1998, A&A, 335, 403-420
- Гейсс & Бурги (Geiss, J., Burgi, A.), 1986, A&A, 166, 398
- Гильфанов & Сюняев (Gilfanov, M. R., Syunyaev, R. A.), Soviet Astronomy Letters, 1984, 10, 137
- Готт (Gott, J. R.), 1975, ApJ, 201, 296-310
- Ганн (Gunn, J. E.), 1977, ApJ, 218, 592
- Изотов, Стасинска & Гусева (Izotov, Y. I., Stasińska, G., Guseva, N. G., 2013), A&A, 558, A57
- Кок, Узан & Вангиони (Coc, A., Uzan, J.-P., Vangioni, E.), 2014, JCAP, 10, 50
- Коллаборация Планк и др. (Planck Collaboration, et al.), A&A, 571, A16
- Крупение, Мейсон & Вэндерслис (Krupenie, P. H., Mason, E. A. & Vanderslice, J. T.), 1963, AIP, 39, 2399-2408
- Кусакабэ & Кавасаки (Kusakabe, M., Kawasaki, M.), 2015, MNRAS, 446, 1597?-1624
- Ландау & Лифшиц (Landau, L. D., Lifshitz, E. M.), 1987, Course of theoretical physics, Oxford: Pergamon Press
- Мадау и др. (Madau P., Rees M. J., Volonteri M., Haardt F., Oh S. P.), 2004, ApJ, 604, 484

- Медведев и др.(Medvedev, P., Gilfanov, M., Sazonov, S., Shtykovskiy, P.), 2014, MNRAS, 440, 2464-2473
- Медвижи & Лоеб (Medvigy, D., Loeb, A.), eprint arXiv:0110014, 2001
- Мо, Ван ден Бош & Уайт (Mo, H., van den Bosch, F. C., White, S.), 2010, Galaxy Formation and Evolution, Cambridge University Press
- Остерброком (Osterbrock D.), 1961, ApJ, 134, 260
- Пинто & Галли (Pinto, C., Galli, D.), 2008, A&A, , 484, 17-28
- Пиблс (Peebles, P. J. E.), 1980, The large-scale structure of the Universe, Princeton University Press
- Пиблс (Peebles, P. J. E.), 1993, Principles of Physical Cosmology, Princeton University Press
- Рикотти & Острайкер (Ricotti, M., Ostriker, J. P.), 2004, MNRAS, 352, 547-562
- Сазонов & Сюняев (Sazonov, S., Sunyaev, R.), 2015, MNRAS, 454, 3464-3471
- Сазонов & Хабибуллин (Sazonov, S., Khabibullin, I.), 2017, MNRAS, 468, 2249-2255
- Сеп & Острайкер (Cen, R., Ostriker, J. P.), 1999, ApJ, 519, L109-L113
- Сеп & Острайкер (Cen, R., Ostriker, J. P.), 2006, ApJ, 650, 560-572
- Сигер, Сасселов & Скотт (Seager S., Sasselov D. D., Scott D.), 1999, ApJ, 523, L1
- Скиллман и др.(Skillman, E. D. et al.), 2013, AJ, 146, 3
- Спинрад и др.(Spinrad, H., Stern, D., Bunker, A., Dey, A., Lanzetta, K., Yahil, A., Pascarella, S., Fernández-Soto, A.), 1998, AJ, 116, 2617
- Спитцер (Spitzer, L.), 1956, Physics of Fully Ionized Gases (New York: Interscience), 78
- Спит & Спит (Spite, F., Spite, M.), 1982, A&A 115, 357
- Тоул, Бэкалл & Лоеб (Thoul, A., A., Bahcall, J., N., Loeb, A.), 1994, ApJ, 421, 828
- Фэн и др.(Fan X., et al.), 2000, AJ, 120, 1167
- Фэн (Fan X.), 2012, Research in Astronomy and Astrophysics, 12, 865
- Филлмор & Голдрайх (Fillmore, J. A., Goldreich, P.), 1984, ApJ, 281, 1
- Фиксен (Fixsen, D.), 2009, ApJ, 707, 916
- Форкада-Миро & Уайт (Forcada-Miro, M. I., White, S. D. M.), eprint arXiv:9712204, 1997
- Ху, МакМэхон & Коуи (Hu, E. M., McMahon, R. G., Cowie, L. L.), 1999, ApJ, 552, L9



- Целиахович, Баркана & Хирата (Tseliakhovich, D., Barkana, R., Hirata, C. M.), 2011, MNRAS, 418, 906-915
- Чепмен & Коулинг (Chapman, S., Cowling, T.), The mathematical theory of non-uniform gases. Cambridge: University Press, 1970.
- Чунг & Далгарно (Chung, H-K., Dalgarno, A., 2002, Phys. Rev. A66, 012712
- Шапиро, Жиру & Бабул (Shapiro, P. R., Giroux, M. L., Babul, A.), 1994, ApJ, 427, 25-50
- Штыковский & Гильфанов (Shtykovskiy, P., Gilfanov, M.), MNRAS, 2010, 401, 1360
- Шунк (Schunk, R., W.), Planer. Space Sci., 1975, 23, 437

## Глава 6

# Спектральная модель излучения джетов микроквazarов

### 6.1 Введение

До настоящего момента система SS 433 остается единственным объектом, для которого с большой уверенностью можно говорить о существовании в системе непрерывных (не транзиентных) релятивистских барионных газовых струй (барионных джетов). За последнее время стали появляться свидетельства подобного явления и в других источниках, так, например, в рентгеновском спектре 4U 1630-47 группой Диас Триго и др. (2013) были обнаружены два набора линий водородоподобного железа с большими смещениями относительно лабораторных длин волн. Вместе с тем, дальнейшее исследование этого объекта не подтвердило наличия линий с лучевыми скоростями, характерными для быстрого течения газа в барионных джетах (Нильсен и др., 2014). Тем не менее поиск барионных джетов в рентгеновских двойных системах остается чрезвычайно актуальной задачей, перспективной, в особенности, среди ультраярких рентгеновских источников. Считается, что такие объекты могут быть системами подобными SS 433, но ориентированными к наблюдателю под меньшим углом оси прецессии джета к лучу зрения (Фабрика & Мещеряков 2001; Бегельман, Кинг & Прингл 2006, см. также анализ спектра Holmberg II X-1 Уолтон и др. 2015). Эффективность поиска феномена барионных джетов напрямую зависит от спектральной модели, которая должна описывать и предсказывать основные спектральные закономерности для широкого диапазона физических параметров джетов. Однако единственным источником, позволяющим тестировать такую модель, до сих пор остается Галактический микроквazar SS 433.

С момента обнаружения исключительных свойств SS 433 началось интенсивное изучение этого объекта, а к настоящему времени накоплено огромное количество наблюдательного материала высокого качества, в том числе в рентгеновском диапазоне длин волн. SS 433 неоднократно являлся целью наблюдений обсерваторий *Chandra* (Маршалл, Канисарес & Шульц, 2002; Намики и др., 2003; Лопез и др., 2006; Маршалл и др., 2013), *XMM-Newton* (Бринкманн, Котани & Каваи, 2005; Медведев & Фабрика, 2010) и *Suzaku* (Кубота и др., 2010), поэтому рентгеновские данные покрывают все возможные прецессионные и орбитальные фазы системы. Для описания свойств рентгеновского спектра SS 433 была предложена базовая модель излучения джетов (Бринкманн и др., 1988; Котани и др., 1996; Маршалл,

Канисарес & Шульц, 2002). Однако такая модель могла лишь частично воспроизвести наблюдаемые особенности излучения центральной области SS 433 (см. например, Бринкманн, Котани & Каваи (2005)). Методы развития базовой модели барионных джетов можно разделить на две группы: а) решение проблем описания путем добавления новых компонентов излучения (см., например, Медведев & Фабрика, 2010); б) более детальный подход к расчету модели, например, рассмотрение охлаждения газа за счет потерь энергии на излучение (Медведев & Фабрика, 2010), расчет эффектов переноса излучения в джете, а также других отклонений от коронального приближения (Хабибуллин & Сазонов, 2012). Возрастающий при этом уровень сложности моделирования приводит к тому, что применение модели в качестве универсального инструмента исследования феномена барионных джетов становится малоприменимым. Иными словами, развитие сложной модели, описывающей конкретные наблюдаемые особенности SS 433, сводит к минимуму перспективу поиска подобного явления в других системах. Приведем несколько примеров источников с возможным наличием барионных джетов в системе: рентгеновская двойная в нашей Галактике — 4U 1630-47 (Диас Триго и др., 2013); ULX Holmberg II X-1 (Уолтон и др., 2015); потенциально аналогичная SS 433 система S 26 в NGC 7793 (Сория и др., 2010); а также необычный радиотранзиент в M 82 (Джозеф, Маккароне & Фендер, 2011)).

В этой главе диссертации описана модель<sup>1</sup>, разработанная в качестве недостающего звена между свойствами хорошо изученного SS 433 и характеристиками рентгеновских двойных систем, потенциально обладающих барионными джетами. Компромисс между обобщенностью и сложностью нашей модели достигается рядом особенностей:

- а) входные параметры модели покрывают широкий диапазон физических параметров барионных джетов;
- б) расчет распределений температуры и меры эмиссии газа вдоль джета выполняется самосогласованно и с полным учетом охлаждения за счет излучения;
- в) самосогласованно учтены эффекты отклонения излучения от коронального приближения, которые позволяют диагностировать температуру и плотность газа, а именно перераспределение потоков в линиях гелиоподобных ионов из-за снятия возбуждения в столкновительных процессах. Другие отклонения от коронального приближения, такие как эффекты переноса излучения в газе джета, не учитываются при моделировании (см. подробнее Хабибуллин & Сазонов 2012; Маршалл и др. 2013, а также раздел (6.2.4)).

## 6.2 Модель

Многотемпературная модель джета с учетом адиабатического расширения и потерь энергии газа на излучение была рассчитана численно в работе Бринкманн и др. (1988) и аналитически в Коваль & Шакура (1989) (без учета излучения в линиях при расчете спектра и функции охлаждения газа). Дальнейшее развитие модели было проделано в работах Медведев & Фабрика (2010) и Хабибуллин & Сазонов (2012), где моделирование уже имело самосогласованный характер, а расчет

<sup>1</sup>Модель доступна для общего пользования и может быть загружена с веб-адреса: <http://hea133.iki.rssi.ru/public/bjet/>

был основан на модели AtomDB/APEC (Фостер и др., 2012), учитывающей излучение как в линиях, так и в континууме. В этой работе мы будем использовать аналогичную схему расчета.

## 6.2.1 Физика моделирования

Рентгеновский джет рассматривается как осесимметричный баллистический поток плазмы, имеющий постоянную скорость  $\beta = v/c$  вдоль всего джета и направленный от компактного объекта системы перпендикулярно плоскости аккреционного диска (см. рисунок 6.1). Будем предполагать умеренно релятивистскую скорость потока, величина которой  $\beta \sim 0.1$  (см. также раздел 6.2.4). Степень коллимации джета задается углом раскрытия конуса  $\Theta$ , при этом предполагается высокая степень коллимации, то есть малый угол  $\Theta \sim 1^\circ \sim 0.02$  радиан. Такая постановка задачи позволяет определять физические условия вдоль всего джета как функцию лишь одной координаты вдоль оси симметрии. Для этого введем цилиндрическую систему координат, ось  $r$  которой совпадает с осью симметрии джета, а ее начало отсчитывается от вершины конуса. Будем называть основанием джета координату  $r = r_0$ , для которой джет становится впервые доступен для наблюдений.

Поток массы газа вдоль джета определяется уравнением непрерывности:

$$\dot{M}_j(r) = \dot{M}_j(r_0) = \mu m_p (1 + X) n_{e0} \pi r_0^2 \Theta^2 \beta c \quad (6.1)$$

где  $n_{e0} = n_e(r = r_0)$ , а  $\mu \approx 0.62$  обозначает средний молекулярный вес,  $X = n_i/n_e \approx 0.91$  задает отношение количества ионов к количеству электронов в плазме. Примерное значение этих величин приведено для плазмы с солнечным составом, однако  $\mu$  и  $X$  имеют слабую зависимость от обилия элементов тяжелее гелия. Обилие элементов тяжелее гелия или металличность газа обозначим как  $Z$ , этот параметр выражен в единицах солнечного обилия элементов Андрес & Гревеза (1989)<sup>2</sup>.

Для фиксированных значений  $\Theta$  и  $\beta$  из уравнения (6.1) следует  $n_e(r) r^2 = n_{e0} r_0^2$ , так что

$$n_e(r) = n_{e0} \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-2}. \quad (6.2)$$

Уравнение теплового баланса определяет ход температуры газа вдоль струи:

$$\frac{dT}{dr} = -2(\gamma - 1) \frac{T}{r} - \frac{2n_e n_i}{3(n_e + n_i)} \frac{\Lambda_Z(T)}{\beta c}, \quad (6.3)$$

где первый и второй члены с правой стороны уравнения соответствуют охлаждению из-за адиабатического расширения и потерям энергии газа на излучение, соответственно. Интегральная излучательная способность газа  $\Lambda_Z(T) = \int \epsilon_Z(E, T) dE$  рассчитывается в корональном приближении для горячей оптически тонкой плазмы (AtomDB/APEC, версия 3.0.8, Фостер и др. (2012)) с заданным обилием металлов  $Z$ . Отметим, что в уравнении (6.3) температура ионов и электронов предполагается равной, убедиться в этом можно путем сравнения характерной временной шкалы установления равновесия  $t_{eq} \sim 0.1 s \times T_{10}^{3/2}/n_{14}$  (Спитцер, 1962) с характерным временным масштабом адиабатического охлаждения  $t_{ac} \sim r_0/\beta c \sim 3 s \times r_{11}/\beta$

<sup>2</sup>Конкретный набор солнечного обилия элементов выбран так, чтобы соответствовать обилию элементов в атомной базе AtomDB, которая используется в этой работе.

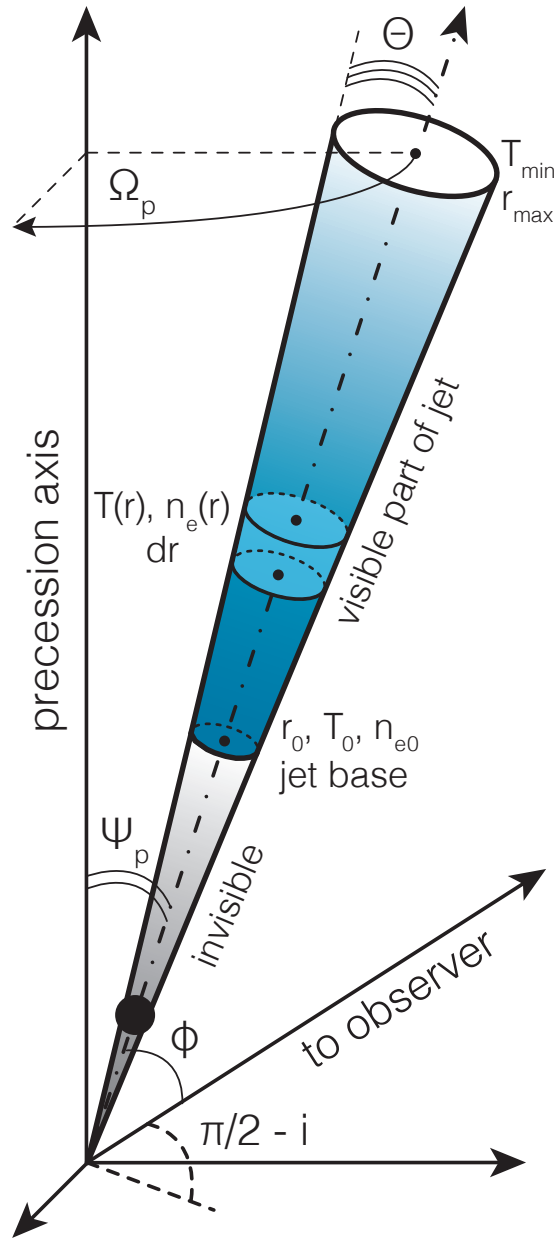


Рис. 6.1: Схематический вид предполагаемой геометрии газовой струи (джета). Джет рассчитывается как осесимметричный баллистический поток плазмы, направленный от компактного объекта перпендикулярно плоскости аккреционного диска системы. Положение компактного объекта обозначено на рисунке черным кружком снизу, оно может не совпадать с вершиной конуса потока. Угол раскрытия конуса джета предполагается малым,  $\Theta \sim 1^\circ$ , так что скорость вещества вдоль всего джета можно считать постоянной:  $v_b = \beta c$ . Ось симметрии джета составляет угол  $\phi$  с лучом зрения наблюдателя, угол  $\phi$  меняется с течением времени из-за прецессии джета с амплитудой  $\psi_p$  относительно оси прецессии, наклоненной под углом  $i$  к лучу зрения. Предполагается, что период прецессии,  $P_p$ , значительно больше характерной шкалы динамического времени,  $t_d \sim r_0/\beta c$ . Точка  $r = r_0$  называется основанием джета, это место, где джет становится впервые доступен для наблюдений. В точке  $r_0$  задаются краевые (начальные) условия решения задачи: температура газа  $T_0$  и концентрация электронов  $n_{e0}$ . Расчет прекращается в точке  $r = r_{max}$ , когда температура газа падает ниже  $\sim 0.1$  кэВ (см. текст).

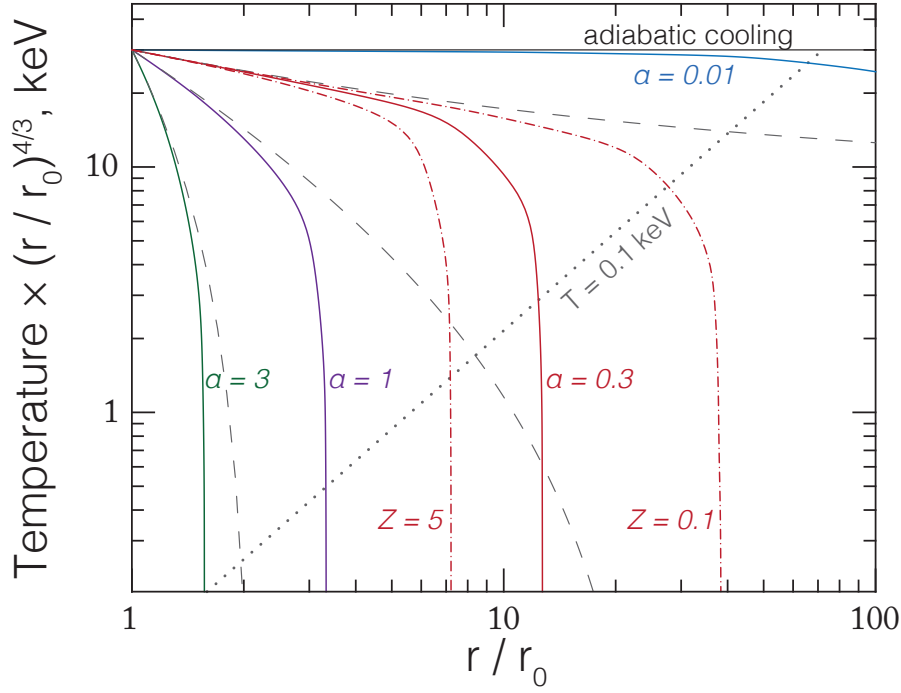


Рис. 6.2: Распределение температуры газа вдоль джета, умноженное на фактор  $(r/r_0)^{4/3}$  для удобства сравнения с адиабатической моделью. На графике температура у основания задана равной  $T_0 = 25$  кэВ. Сплошные кривые соответствуют решению для разных значений  $\alpha$  и  $Z = 1$ . Красные штрих-пунктирные линии изображают температурный профиль для  $\alpha = 0.3$  с  $Z = 0.1$  и  $Z = 5$ . Черные пунктирные кривые показывают температурный профиль, определяемый уравнением (6.6), когда газ теряет энергию только за счет тормозного излучения. Черным точечным пунктиром показана граница джета, принятая в модели, она определяется условием  $T = 0.1$  кэВ.

или охлаждения за счет излучения  $t_{cr} \sim T/n\Lambda(T) \sim 10 s \times T_{10}^{1/2}/n_{14}$  (в этой оценке предполагается, что потери на излучение определяются только тормозным излучением), где характерные величины  $T_{10} = T/10$  кэВ,  $n_{14} = n_e/10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $r_{11} = r_0/10^{11}$  см.

Введем безразмерные величины  $\eta = T/T_0$ ,  $\xi = r/r_0$  и  $\lambda_{Z,T_0}(\eta) = \Lambda_Z(\eta T_0) / \Lambda_Z(T_0)$ , тогда для  $\gamma = 5/3$  уравнение (6.3) принимает вид

$$\frac{d\eta}{d\xi} = -\frac{4}{3} \frac{\eta}{\xi} - \alpha \frac{\lambda_{Z,T_0}(\eta)}{\xi^2}, \quad (6.4)$$

таким образом, профиль температуры определяется параметром

$$\alpha = \frac{2 n_{e0} r_0 \Lambda_Z(T_0)}{3 \beta c} \frac{X}{T_0 (1+X)}. \quad (6.5)$$

Профиль температуры газа вдоль джета,  $\eta_\alpha(\xi)$  (или  $T(r) = T_0 \eta_\alpha(r/r_0)$ ), рассчитывается численно из уравнения (6.4) с начальным условием  $\eta|_{\xi=1} = 1$ . Размер рентгеновского джета определяется условием  $r < r_{max} = r_0 \xi_\alpha(T_{min}/T_0)$ , где  $T_{min} = 0.1$  кэВ и  $\xi_\alpha(\eta)$  обозначает обратную функцию от  $\eta_\alpha(\xi)$ , которая должна существовать в силу монотонности последней. Граница джета выбрана так, потому что

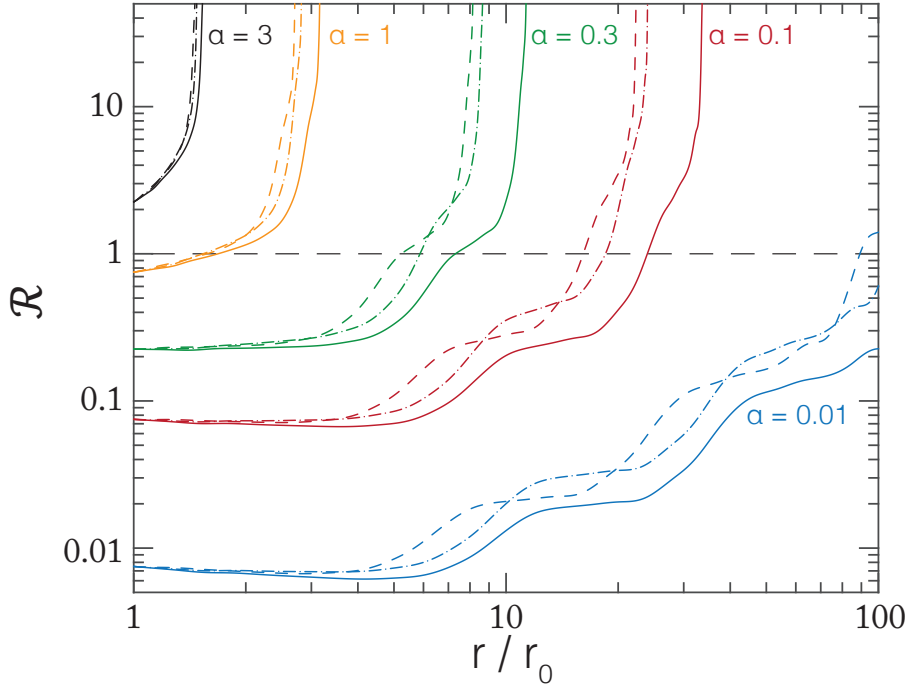


Рис. 6.3: Вариация отношения охлаждения за счет потерь энергии на излучение к охлаждению за счет адиабатического расширения джета для пяти значений параметра  $\alpha$  (обозначенными на рисунке). Сплошные линии соответствуют  $T_0 = 25$  кэВ и  $Z = 1$ , пунктирные линии —  $T_0 = 15$  кэВ и  $Z = 1$ , штрих-пунктирные —  $T_0 = 25$  кэВ и  $Z = 2$ . Горизонтальная длинная пунктирная линия показывает уровень  $\mathcal{R} = 1$ .

при меньших температурах функция охлаждения резко возрастает (катастрофическое охлаждение) и в джете может возникать тепловая неустойчивость (Бринкманн и др., 1988). Температурный профиль вдоль джета для разных значений параметра  $\alpha$  представлен на рисунке (6.2).

Как видно из уравнений (6.3) и (6.4), параметр  $\alpha$  представляет собой отношение потерь энергии на излучение к адиабатическому охлаждению в основании джета. Изменение этого отношения вдоль джета можно записать как  $\mathcal{R}(\xi) = \frac{3}{4}\alpha \frac{\lambda_{Z,T_0}(\eta)}{\eta \xi}$ , профиль этой величины показан на рисунке (6.3). Из рисунка видно, что для  $\alpha \ll 1$ , это отношение остается маленьким практически вдоль всего джета, поэтому температурный профиль в этом случае должен стремиться к адиабатической асимптоте  $T \propto r^{-4/3}$ .

Высокотемпературные части джета ( $T \gtrsim 5$  кэВ для солнечного обилия тяжелых элементов) высвечивают свою энергию преимущественно за счет тормозного излучения, поэтому для такого региона можно получить приближенное решение, предполагая  $\Lambda_Z(T) \propto \sqrt{T}$ , то есть  $\lambda_{Z,T_0}(\eta) = \sqrt{\eta}$ . Такое упрощение позволяет получить аналитическое решение уравнения (6.4): после подстановки  $u = 2\sqrt{\eta}$  и  $\zeta = \ln \xi$ , уравнение (6.4) сводится к  $\frac{du}{d\zeta} + \frac{2}{3}u = -\alpha e^{-\zeta}$ , которое уже может быть напрямую проинтегрировано с начальным условием  $u|_{\zeta=0} = 2$  (см. также Коваль & Шакура (1989)):

$$\sqrt{\eta} = \left[ 1 - \frac{3}{2}\alpha (1 - \xi^{-1/3}) \right] \xi^{-2/3}, \quad (6.6)$$

которое для  $\alpha \gg 1$  имеет асимптотики  $\eta(\xi) = 1 - (\alpha + \frac{4}{3})(\xi - 1)$  при  $\xi \rightarrow 1$  и  $\eta = \frac{\alpha^2}{4} (1 - \xi/\xi_{max})^2$  при  $\xi \rightarrow \xi_{max} = (1 - \frac{2}{3\alpha})^{-3}$ .

В следующем разделе будет показано, что для вычисления распределения дифференциальной меры эмиссии удобно использовать абсолютную величину логарифмической производной  $\left| \frac{d \ln \eta}{d \ln \xi} \right|$ . Для  $\alpha \ll 1$  температурный профиль имеет вид степенной функции, так что  $\left| \frac{d \ln \eta}{d \ln \xi} \right|$  остается постоянной и равной 4/3. Для  $\alpha \gg 1$   $\left| \frac{d \ln \eta}{d \ln \xi} \right| = \frac{\alpha}{\xi \sqrt{\eta}}$ , как следует из уравнения (6.4) с  $\lambda_{Z, T_0}(\eta) = \sqrt{\eta}$ .

## 6.2.2 Расчет энергетического спектра

В режиме излучения оптически тонкой плазмы энергетический спектр может быть найден с помощью дифференциальной меры эмиссии, определяемой профилями плотности и температуры газа:

$$DEM(T) = \frac{dEM}{d \ln T} = \frac{n_e n_i dV}{d \ln T} = X n_e^2(T) \pi \Theta^2 r^2(T) \left| \frac{dr}{d \ln T} \right|, \quad (6.7)$$

что может быть представлено в виде:

$$DEM(\eta) = \pi X n_{e0}^2 r_0^3 \Theta^2 \frac{1}{\xi(\eta)} \left| \frac{d \ln \xi}{d \ln \eta} \right|. \quad (6.8)$$

Используя результаты предыдущей секции можно сразу же получить

$$DEM(\eta) = \frac{3\pi}{4} X n_{e0}^2 r_0^3 \Theta^2 \eta^{3/4} \propto \eta^{3/4} \quad (6.9)$$

для адиабатического джета и

$$DEM(\eta) = \frac{\pi}{\alpha} X n_{e0}^2 r_0^3 \Theta^2 \eta^{1/2} \propto \eta^{1/2} \quad (6.10)$$

для квазицилиндрического джета (когда  $\alpha \gg 1$ ), предполагая доминирующий вклад тормозного излучения. Характерный вид распределения дифференциальной меры эмиссии представлен на рисунке (6.4).

Отметим, что результат для  $\alpha \gg 1$  имеет несколько противоречащий интуитивной логике вид, так как температурный профиль обладает существенно разной формой при различных значениях  $\alpha$  (см. рисунок 6.2). Но это не удивительно, так как в случае  $\alpha \gg 1$  газ джета быстро остывает, поэтому джет имеет маленькую протяженность, то есть  $\xi_{max} - 1 \ll 1$ . Тогда плотность газа,  $n_e$ , остается практически постоянной вдоль всего джета, а  $dV(T) \propto dr(T) \propto t_{cr}(T)$ , где  $t_{cr}(T)$  обозначает время охлаждения из-за потерь на излучение. Если потери обусловлены лишь тормозным излучением, то  $t_{cr}(T) \propto \sqrt{T}$  и  $n^2 dV(T) \propto \sqrt{T}$ , так что  $DEM(\eta) \propto \sqrt{\eta}$ .

В сопутствующей системе отсчета газового потока излучение джета на энергии  $E$  (в единичном интервале энергии) определяется как

$$L_E(E) = \int_{T_{min}}^{T_0} d \ln T DEM(T) \int dE' K(E, E') \epsilon_Z(E', T), \quad (6.11)$$

где излучательная способность газа,  $\epsilon_z(E, T)$ , рассчитывается с помощью базы данных AtomDB.



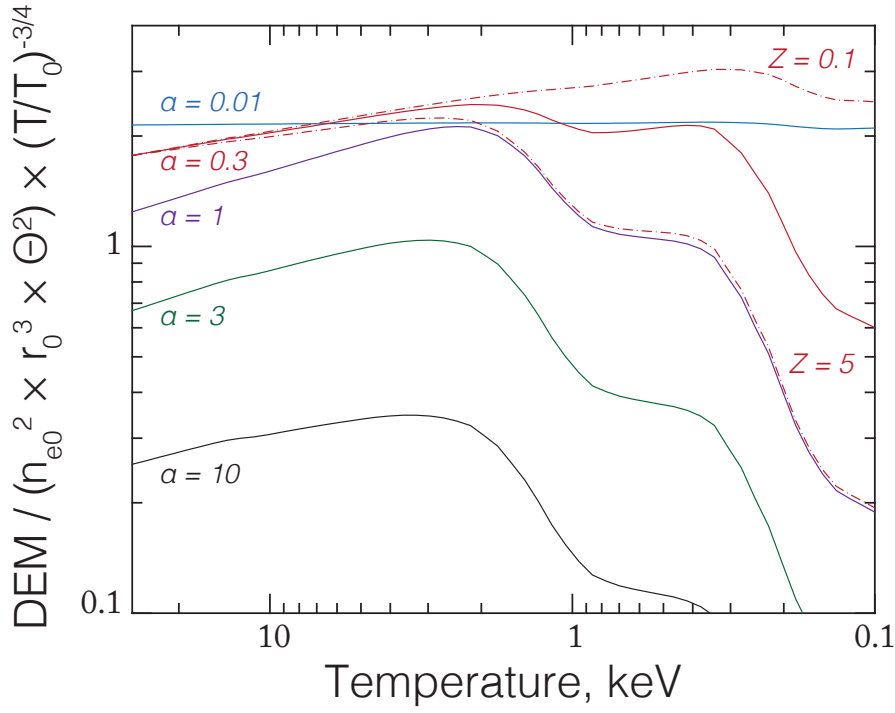


Рис. 6.4: Приведенное распределение дифференциальной меры эмиссии для различных значений параметров джета. Исходное распределение дифференциальной меры эмиссии разделено на величину  $n_{e0}^2 r_0^3 \Theta^3$  с целью исключения зависимости нормировки рентгеновской светимости от параметров джета и умножена на  $(T/T_0)^{-3/4}$  для удобства сравнения с адиабатическим решением. Для маленьких значений  $\alpha$  распределение соответствует адиабатическому случаю и слабо зависит от  $\alpha$  (см. уравнение 6.9). Для режима больших  $\alpha$ , распределение имеет степенной вид в области доминирования потерь энергии на тормозное излучение, когда температура  $T \gtrsim 3$  кэВ. Для меньших температур доминирует охлаждение за счет излучения в линиях, как это видно из зависимости приведенного профиля от металличности газа в областях низких температур (штрих-пунктирные линии изображают  $Z = 0.1$  и  $Z = 5$  для  $\alpha = 0.3$ ). Нормировка приведенного профиля дифференциальной меры эмиссии масштабируется как  $\propto 1/\alpha$  для режима больших  $\alpha$  (см. уравнение 6.10).

Свертка с ядром  $K(E, E')$  описывает искажение (размытие) предсказываемого спектра из-за остаточного поля скоростей (в сопутствующей системе отсчета, где поступательная скорость потока равна нулю) в каждом тонком однотемпературном слое джета. Поле остаточных скоростей можно считать не зависимым от координаты вдоль джета, если отклонения от баллистической картины течения и эффекты оптической толщины пренебрежимо малы.

При малых углах  $\Theta$  ядро размытия может быть аппроксимировано функцией Гаусса с  $\Delta E_{FWHM}/E = \sqrt{3} \Theta \gamma \beta \sin \phi$ , где  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  и  $\phi$  — угол между осью джета и лучом зрения (Маршалл, Канисарес & Шульц, 2002). Как видно, связанные со сверткой искажения зависят от момента наблюдения джета и поэтому должны быть учтены в качестве надстройки над моделью, иными словами, во время аппроксимации наблюдаемого спектра общей моделью (включающей в себя модель джета). В дальнейшем мы сосредоточимся на  $\mathcal{L}_E(E) = \int_{T_{min}}^{T_0} d \ln T DEM(T) \epsilon_Z(E, T)$ ,

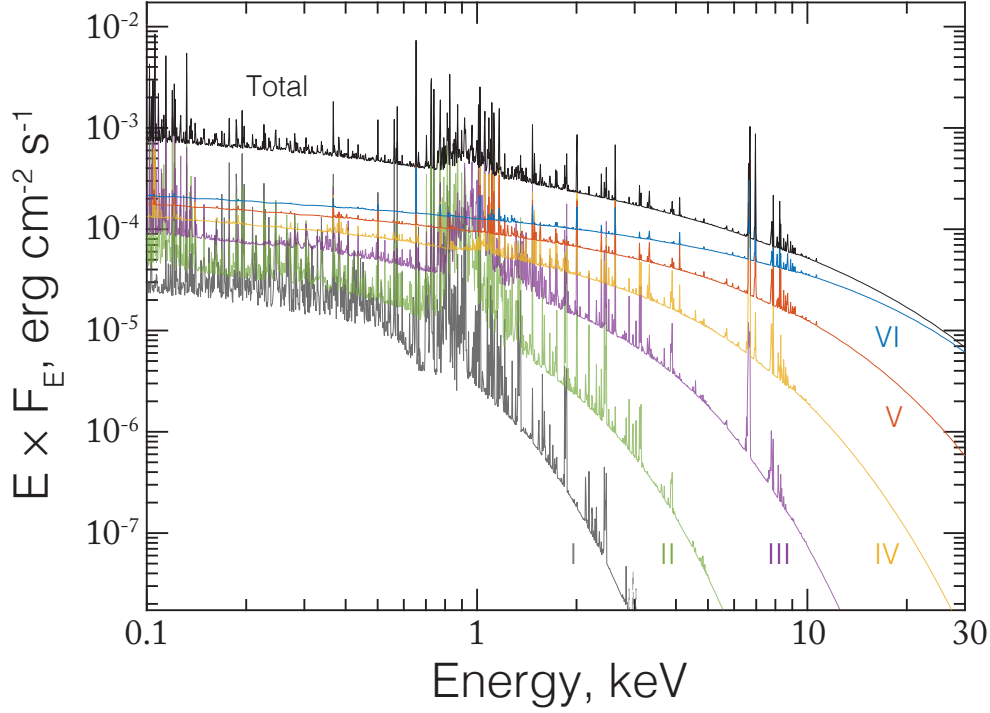


Рис. 6.5: Вклад отдельных частей джета в суммарное излучение модели (самая верхняя черная кривая) для параметров  $T_0 = 20$  кэВ,  $\alpha = 0.5$  и солнечного обилия тяжелых элементов. Температуры отдельных частей (слоев), показанных на рисунке, равномерно распределены по логарифму от 0.2 до 20 кэВ с шагом  $10^{1/3} \approx 2.154$ , так что обозначение **I** соответствует  $T \in [0.2, 0.431]$  кэВ, **II** –  $[0.431, 0.928]$ , **III** –  $[0.928, 2]$ , **IV** –  $[2, 4.31]$ , **V** –  $[4.31, 9.28]$ , **VI** –  $[9.28, 20]$  кэВ.

с  $L_E = \mathcal{S} * \mathcal{L}_E$ , где  $\mathcal{S}$  обозначает оператор искажений. Аналогичным образом преобразование спектра при переходе из сопутствующей системы отсчета к системе отсчета наблюдателя должно осуществляться на последующих стадиях расчета (см. раздел 6.4.3). На рисунке (6.5) изображен вклад отдельных частей джета в суммарный энергетический спектр модели.

Функциональную зависимость предсказания модели от начальных физических параметров можно разделить на две группы: а) зависимость от чистой рентгеновской светимости (или нормировки)  $\mathcal{L}_0 = \int dE \mathcal{L}_E(E)$ ; б) и зависимость от параметров приведенной спектральной формы  $\varphi(E) = \mathcal{L}_E(E)/\mathcal{L}_0$ . При этом первая величина,  $\mathcal{L}_0$ , будет наиболее сильно изменяться при вариации начальных параметров (в основании джета). Проверим это утверждение, записав  $\mathcal{L}_0$  в следующем виде:

$$\mathcal{L}_0 = \pi n_{e0}^2 r_0^3 \Theta^2 \Lambda_Z(T_0) \int_{\eta_{min}}^1 d \ln \eta \frac{\lambda_{Z,T_0}(\eta)}{\xi(\eta)} \left| \frac{d \ln \xi}{d \ln \eta} \right|. \quad (6.12)$$

С помощью уравнений (6.8), (6.9) и (6.10) это выражение может быть представлено как

$$\mathcal{L}_0 = \frac{3\pi}{4} X n_{e0}^2 r_0^3 \Theta^2 \Lambda_Z(T_0) \int_{\eta_{min}}^1 d\eta \frac{\lambda_{Z,T_0}(\eta)}{\eta^{1/4}} \propto n_{e0}^2 r_0^3 \Theta^2 \Lambda_Z(T_0) \quad (6.13)$$

и

$$\mathcal{L}_0 = \pi \frac{X n_{e0}^2 r_0^3 \Theta^2}{\alpha} \Lambda_Z(T_0) \int_{\eta_{\min}}^1 d\eta \frac{\lambda_{Z,T_0}(\eta)}{\eta^{1/2}} \propto n_{e0} r_0^2 \Theta^2 \beta T_0 \quad (6.14)$$

для адиабатического ( $\alpha \ll 1$ ) и квазицилиндрического ( $\alpha \gg 1$ ) джета, соответственно. Вторая величина,  $\varphi(E)$ , определяется в основном *формой* распределения дифференциальной меры эмиссии, которая изменяется достаточно плавно с вариацией значений параметров (см. рисунок 6.4). Такое разделение функциональной зависимости предсказываемого спектра от параметров является чрезвычайно полезным с точки зрения технической реализации представленной здесь модели, так как расчет спектра для произвольной точки в пространстве параметров производится путем интерполяции спектров, рассчитанных для некоторой конечной сетки значений параметров (см. раздел 6.4.3).

### 6.2.3 Триплеты гелиоподобных ионов

Вычисление отношения потоков в компонентах триплетов гелиоподобных ионов тяжелых элементов является широко распространенным инструментом диагностики физических условий излучения горячей оптически тонкой плазмы (для обзора, см. Пуркет, Дубаи & Гроссо, 2010). Первые попытки применения такого инструмента для анализа данных системы SS 433 были реализованы в работе Маршалл, Канисарес & Шульц (2002), далее, этот подход развивался в работах Хабибуллин & Сазонов (2012) и Маршалл и др. (2013). В этом разделе предлагается метод предсказания отношения потоков в компонентах триплетов гелиоподобных ионов в зависимости от начальных параметров джета.

Обозначим как  $r, i, f$  интенсивности резонансной, интеркомбинационной и запрещенной компонент триплета, соответственно. Зависимость отношения  $G(T) = (i + f)/r$  от температуры автоматически учитывается в модели, так как такая зависимость учтена в базе данных AtomDB, используемой в этой работе. Однако зависимость отношения  $R(n_e) = f/i$  от плотности газа, связанная со столкновительными переходами с  ${}^3S_1$  (верхний уровень  $f$ ) на  ${}^3P_{0,1,2}$  (верхний уровень  $i$ ), должна быть рассмотрена дополнительно, так как не учтена в базе AtomDB, которая адаптирована для коронального приближения (с некоторыми расширениями применимости). Для этого удобно воспользоваться базой данных CHIANTI (версия 8.0.2, Дерс и др., 1997; Ленди и др., 2013), откуда мы будем экстрагировать отношение  $R(T, n_e)$  и далее аппроксимировать его с помощью функции  $R(n_e, T) = R_0(T)/(1 + n_e/n_{e,c}(T))$ , где  $R_0(T)$  задает величину отношения в пределе низкой плотности, а критическая плотность  $n_{e,c}(T)$  — это плотность, при которой время снятия возбуждения путем столкновений с верхнего уровня запрещенной линии становится равным соответствующему времени радиационного перехода (см. Пуркет, Дубаи & Гроссо, 2010). Полученная аппроксимация используется в каждом однотемпературном слое джета для корректировки интенсивностей  $f$  и  $i$  компонент триплетов, получаемых на основе базы данных AtomDB. Процедура реализована для гелиоподобных ионов неона ( $E_f = 0.905$  кэВ,  $E_i \approx 0.915$  кэВ,  $E_r = 0.922$  кэВ)<sup>3</sup>, кремния ( $E_f = 1.839$  кэВ,  $E_i \approx 1.854$  кэВ,  $E_r = 1.865$  кэВ), серы ( $E_f = 2.430$  кэВ,  $E_i \approx 2.447$  кэВ,  $E_r = 2.4601$  кэВ) и железа ( $E_f = 6.636$  кэВ,  $E_i \approx 6.670$  кэВ,  $E_r = 6.700$  кэВ) (см. также более

<sup>3</sup>В действительности, интеркомбинационная линия представляет собой близко расположенный дуплет линий, поэтому приведенное значение энергии соответствует среднему значению энергий двух компонент интеркомбинационной линии.

подробный список ионов в Хабибуллин & Сазонов 2012). Триплеты этих ионов обладают наибольшей диагностической силой, так как являются самыми яркими в рассматриваемом диапазоне параметров модели, а их параметры критической плотности,  $n_{e,c}(T)$ , попадают в актуальный для модели джета диапазон концентрации электронов (Пуркет, Дубай & Гроссо, 2010).

Здесь важно заметить, что сделать правильные выводы о температуре и плотности газа в джете напрямую из  $R$ -отношения сложно, так как предсказываемая интенсивность линий является результатом суммирования излучения частей джета с различной плотностью и температурой (см. рисунок 6.5 и 6.8, а также раздел 6.4). Очевидно, что предсказание  $R$ -отношения должно проводиться в рамках вычисления общего энергетического спектра модели для заданного набора параметров. Следует также заметить, что  $R$ -отношение чувствительно к УФ-излучению, потому как УФ-фотоны могут возбуждать электроны с уровня  $^3S_1$  на уровень  $^3P_{0,1,2}$  (Пуркет и др., 2001). Этот эффект может быть особенно важным для анализа спектров SS 433 (Хабибуллин & Сазонов, 2012; Маршалл и др., 2013), так как сверхкритический аккреционный диск системы может быть ярким в УФ-диапазоне длин волн (Гисс и др., 2002).

#### 6.2.4 Параметризация модели

Совокупность параметров  $\mathbb{P}_0 = (r_0, T_0, n_{e0}, \Theta, \beta, Z)$  задает начальные условия для уравнения 6.3. В целом, такой набор начальных условий дает ясное описание физической модели джета. Однако помимо понятного физического представления, желателен набор параметров так, чтобы диапазон их значений можно было легко ограничить с помощью базовых предположений самой модели. Помимо этого техническая реализация нашей модели предполагает интерполяцию спектров рассчитанных на достаточно плотной сетке значений параметров. Поэтому очень важно выбрать набор входных параметров так, чтобы сетка их значений максимально эффективно охватывала необходимую область пространства параметров. Для этого нужно минимизировать количество нерелевантных точек, а также постараться выбрать базисные вектора пространства параметров ортогонально направлениям, в которых модель наиболее сильно изменяется. Как было показано в разделе (6.2.2), нормировка и спектральная форма излучения модели почти полностью определяются комбинациями параметров  $\mathbb{P}$  (например,  $\alpha$  и  $\mathcal{L}_0$ ). Поэтому ниже будет предложен новый набор входных параметров модели, призванный учесть описанные здесь факторы.

Одно из основных предположений модели — это режим оптически тонкого излучения плазмы в каждом тонком газовом слое джета. В таком случае член в уравнении (6.3), ответственный за охлаждение газа за счет излучения, может быть представлен в виде излучательной способности оптически тонкой плазмы —  $\Lambda_Z(T)$ . Тогда энергетический спектр джета может быть получен путем интегрирования соответствующего распределения дифференциальной меры эмиссии (уравнение 6.11). Так как в рассматриваемом диапазоне параметров можно использовать томсоновский предел  $E, T_e \ll m_e c^2$ , то критерий применимости оптически тонкого режима можно определить с помощью *поперечной* оптической толщины по электронному рассеянию в основании джета:

$$\tau_{e0} = n_{e0} \sigma_e \Theta r_0, \quad \sigma_e = \sigma_{Th} = 6.65 \times 10^{-25} \text{ см}^2. \quad (6.15)$$

Действительно, условие  $\tau_{e0} < 1$  в основании ( $r = r_0$ ) будет иметь место и вдоль всего джета, потому как поперечная оптическая толщина будет уменьшаться как  $\propto r_0/r$ . Даже если для некоторой видимой для наблюдателя части джета выполняется неравенство  $\tau_e > 1$ , излучение такой области будет подавлено на фактор  $\sim \tau_e$ , так как вклад в видимый поток излучения будет давать лишь фотосфера с толщиной  $R/\tau$ . В таком случае, положение основания джета ( $r_0$ ) может быть переопределено на координату слоя, для которого  $\tau_e \sim 1$ .

Конечно же, сечение рассеяния фотонов эмиссионных линий может быть гораздо больше томсоновского за счет эффекта резонансного рассеяния. Как было показано в работе Хабибуллин & Сазонов (2012), сечение взаимодействия по резонансному рассеянию будет оставаться большим даже при учете градиента остаточных скоростей (в сопутствующей системе отчета) в каждом поперечном слое джета. Тем не менее резонансное рассеяние искажает в основном лишь тонкую структуру профиля ярчайших линий элементов с наибольшим обилием, таких как кремний, сера и железо. При этом одновременное действие электронного и резонансного рассеяния может заметно влиять на поток в линиях только в случае весьма специфических значений параметров джета (например, для плотного и компактного или почти цилиндрического джета, см. Хабибуллин & Сазонов 2012).

Нужно отметить также, что предложенный критерий, основанный на поперечной оптической толщине, строго говоря, применим только в случае перпендикулярного расположения джета по отношению к лучу зрения. Тем не менее эффекты, возникающие при других ориентациях системы относительно наблюдателя, могут быть значительными только при очень малых углах зрения,  $\sim \sin^{-1}(\tau_{e0})$ , так как в этом случае градиент скоростей вдоль луча зрения будет меньше, а значит эффекты рассеяния больше. Добавим также, что наблюдательные данные говорят о предпочтительно малой оптической толщине рентгеновских джетов SS 433. Так группой Котани и др. (1996) на основе данных обсерватории *ASCA*, а затем и Маршалл, Канисарес & Шульц (2002) по данным *Chandra*/HETGS были сделаны выводы об отсутствии в профилях рентгеновских эмиссионных линий SS 433 характерных для эффектов рассеяния широких комптоновских крыльев.

В этой главе диссертации эффекты, связанные с непрозрачностью среды, будут проигнорированы. Однако в качестве консервативного предела параметры модели ограничиваются условием  $\tau_{e0} \leq 0.5$ . Такое условие введено также и из-за существенного уменьшения точности интерполяции модели в режиме больших  $\alpha$  (см. раздел 6.5), в то время как

$$\alpha = \frac{2 \tau_{e0}}{3 \Theta \beta} \frac{\Lambda_Z(T_0)}{\sigma_e c T_0} \frac{X}{1 + X} \quad (6.16)$$

таким образом  $\alpha \propto \tau_{e0}$  для фиксированных  $\Theta, \beta$  и  $T$ . Последнее соотношение также показывает, что зависимость  $\alpha$  от  $n_{e0}$  и  $r_0$ , по сути, сводится к зависимости от  $\tau_{e0}$ . Более того,

$$\alpha \approx 23.0 \tau_{e0} \times \left( \frac{0.01}{\Theta} \right) \left( \frac{0.1}{\beta} \right) \left( \frac{10 \text{ keV}}{T_0} \right)^{1/2} \quad (6.17)$$

если потери на излучения определяются только тормозным излучением водорода и гелия. Поэтому малым значениям  $\tau_{e0} \lesssim 0.01$  будут также соответствовать малые  $\alpha$ , следовательно, нет смысла рассчитывать спектры для очень малых значений  $\tau_{e0}$ , так как спектральная форма излучения становится инвариантной в режиме малых  $\alpha$  (см. раздел 6.2.1 и 6.2.2).

Переходя теперь к нормализации модели кажется естественным ожидать, что величина  $\mathcal{L}_0$  должна быть связана с доступным бюджетом энергии газа в джете. Действительно, уравнение (6.14) показывает, что нормировка  $\mathcal{L}_0$  в режиме больших  $\alpha$  равна потоку тепловой энергии вдоль джет —

$$L_{th} = \pi r_0^2 \Theta^2 (n_{e0} + n_{i0}) \beta c \frac{3}{2} T, \quad (6.18)$$

в то время как в режиме малых  $\alpha$  имеет место  $\mathcal{L}_0 \sim \alpha L_{th}$  (см. уравнение 6.13). Таким образом,  $\mathcal{L}_0$  масштабируется линейно с  $L_{th}$  при фиксированном значении  $\alpha$ , и во всех случаях  $\mathcal{L}_0 \leq L_{th}$ . Впрочем, поток тепловой энергии содержит лишь малую часть бюджета всей энергии джета (напомним, мы рассматриваем умеренно релятивистские скорости), в которой доминирует кинетическая энергия поступательного движения потока:

$$L_k = (\gamma - 1) \dot{M}_j c^2 \simeq \frac{\beta^2}{2} \dot{M}_j c^2 = \pi r_0^2 \Theta^2 (n_{e0} + n_{i0}) \beta c \frac{\beta^2}{2} \mu m_p c^2, \quad (6.19)$$

и, если газ имеет не слишком высокую температуру,

$$L_{th}/L_k = \frac{3T}{(\gamma - 1)\mu m_p c^2} \simeq \frac{10T_0}{\beta^2 m_p c^2} \sim 10^{-2} \times \left( \frac{T}{10 \text{ keV}} \right) \left( \frac{\beta}{0.1} \right)^{-2} \quad (6.20)$$

для  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} \approx 1 + \beta^2/2$  и  $\mu \approx 0.6$ .

Будучи достаточно большой как в абсолютном, так и в относительном смысле, величину  $L_k$  удобно использовать в качестве параметра модели. Во-первых, потому что диссипация кинетической энергии джета происходит очень медленно, а значит  $L_k$  остается почти постоянной вплоть до полного разрушения джета. Таким образом, эту величину можно измерять на разных масштабах, в том числе независимо от рентгеновских наблюдений центральной области (например, оценивая энергию, передаваемую окружающей межзвездной среде). Во-вторых, если кинетическая энергия джета действительно составляет основную часть высвобождаемой энергии аккрецирующего компактного объекта, то предполагая сверхкритический режим аккреции следует ожидать, что величина  $L_k$  должна быть сравнима с Эддингтоновской светимостью (см. результаты для Модели А в Ошуга & Майншиге 2011). Следовательно, существует естественный верхний предел на величину параметра  $L_k$  порядка  $10^{40}$  эрг/с, если речь идет о джетах в рентгеновских двойных системах. С другой стороны, принимая во внимание уравнение (6.20) и напоминая, что  $\mathcal{L}_0 \leq L_{th}$ , можно также получить и нижний предел этого параметра:

$$L_k \geq \mathcal{L}_0 \frac{\beta^2 m_p c^2}{10 T_0} \sim 100 \left( \frac{10 \text{ keV}}{T_0} \right) \left( \frac{\beta}{0.1} \right)^2 \times \mathcal{L}_0, \quad (6.21)$$

если  $\mathcal{L}_0$  и  $T_0$  являются известными величинами. Следовательно, наблюдаемый рентгеновский поток сразу же дает ограничение на нижний предел величины  $L_k$ . Так например, для  $f_x = 10^{-14}$  эрг/с/см<sup>2</sup>,  $\mathcal{L}_{X0,min} \sim 10^{30} d_{kpc}^2$  эрг/с, то есть  $L_k \gtrsim 10^{32} d_{kpc}^2$  эрг/с.

Как отмечалось выше,  $\alpha \sim \tau_{e0}$  для заданных значений  $\beta$ ,  $\Theta$  и  $T_0$ , в то время как  $\mathcal{L}_0 \propto \alpha L_k$ , а спектральная форма становится инвариантной в области малых  $\alpha$ . Поэтому между параметрами  $\tau_{e0}$  и  $L_k$  в режиме малых  $\tau_{e0}$  будет возникать вырождение, а предсказания модели будут чувствительны только к произведению этих

параметров. Потенциально, такое вырождение возможно разрешить с помощью чувствительных к плотности газа отношений потоков в линиях гелиоподобных триплетов (см. раздел 6.3.3).

Таким образом, диапазоны значений параметров  $\tau_{e0}$  и  $L_k$  имеют естественные ограничения, а предсказываемое моделью излучение вполне понятным образом зависит от их значений. Поэтому обе эти величины подходят для более эффективной параметризации модели, а параметры  $r_0$  и  $n_{e0}$  могут быть выражены через комбинацию новых параметров  $L_k$  и  $\tau_{e0}$ . Для удобства такого преобразования, полезно переписать  $L_k$  в более подходящих единицах.

Наиболее естественной шкалой  $L_k$  является Эддингтоновская светимость, которая для компактного объекта массой  $M$  будет

$$L_E = \frac{4\pi Gc(1+X)\mu m_p}{\sigma_e} M = L_{E,\odot} \frac{M}{M_\odot}, \quad (6.22)$$

$L_{E,\odot} \approx 1.489 \times 10^{38}$  эрг/с. Из уравнения (6.19) следует,

$$\frac{L_k}{L_E} = \frac{\sigma_e c^2}{8GM} n_{e0} r_0^2 \Theta^2 \beta^3 = \frac{\sigma_e}{4 r_g} n_{e0} r_0^2 \Theta^2 \beta^3 \quad (6.23)$$

где  $r_g = 2GM/c^2 = r_{g,\odot} M/M_\odot \approx 3 \times 10^5 M/M_\odot$  см. Разделив это выражение на  $\tau_{e0}$ , получим

$$r_0 = 4r_g \frac{L_k/L_E}{\tau_{e0}\beta^3\Theta} \approx 1.2 \times 10^6 \text{ см} \frac{L_k/L_{E,\odot}}{\tau_{e0}\beta^3\Theta} \quad (6.24)$$

и

$$n_{e0} = \frac{1}{4r_g\sigma_e} \frac{\tau_{e0}^2\beta^3}{L_k/L_E} \approx 1.25 \times 10^{18} \text{ см}^{-3} \frac{\tau_{e0}^2\beta^3}{L_k/L_{E,\odot}}. \quad (6.25)$$

Эти соотношения описывают переход от  $\mathbb{P}_0 = (r_0, n_{e0}, T_0, \Theta, \beta, Z)$  к параметрам  $\mathbb{P} = (L_k, \tau_{e0}, T_0, \Theta, \beta, Z)$ . Совокупность параметров  $\mathbb{P} = (L_k, \tau_{e0}, T_0, \Theta, \beta, Z)$  является набором входных параметров модели представленной в этой главе диссертации.

Для нового набора параметров из уравнения (6.13) получаем

$$\mathcal{L}_0(\mathbb{P}) = C(\mathbb{P}) \frac{\tau_{e0}L_k}{\theta\beta^3} \quad (6.26)$$

где  $C(\mathbb{P})$  слабо зависит от  $\mathbb{P}$  в режиме малых значений  $\alpha$ .

И для больших значений  $\alpha$  (сравнить с уравнением 6.14):

$$\mathcal{L}_0(\mathbb{P}) = C(\mathbb{P}) \frac{L_k T_0}{\beta^2}. \quad (6.27)$$

Отметим, что между значениями параметров может существовать физическая связь, такая как, например, была предложена в работе Маршалл, Канисарес & Шульц (2002) для  $\Theta$ ,  $\beta$  и  $T_0$ :  $\Theta \beta c \sim c_s = \sqrt{\frac{5 T_0}{3(1+X)\mu m_p}}$ , то есть  $\beta\Theta \sim \sqrt{T_0/m_p c^2}$ . Такая связь означает, что поперечная скорость расширения джета определяется скоростью звука в плазме в основании джета. Подобный эффект может быть легко добавлен в модель путем соответствующего сцепления параметров при анализе наблюдательных данных (например, в ПО `xspec`).

Помимо непрерывного течения газа, джет может состоять из  $N$  различных порций газа (плотных облаков) или отдельных газовых струй со средним углом раскрытия  $\theta$  (см., например, Коваль & Шакура 1989 или Атапин и др. 2015). В таком

случае, помимо  $\beta$  и  $L_k$ , каждая порция газа будет характеризоваться начальной поперечной оптической толщиной  $\tilde{\tau}_{e0} = \tau_{e0} \frac{\Theta}{N\theta}$ . Тогда, если  $\tilde{\tau}_{e0}$  достаточно мало и  $\theta$  в допустимом диапазоне значений, суммарное излучение джета может быть также рассчитано с помощью нашей модели, примененной для одиночного газового облака (струи) с  $\mathbb{P} = (L_k/N, \tilde{\tau}_{e0}, T_0, \theta, \beta, Z)$ . При этом для аппроксимации наблюдений необходимо будет искусственно увеличить нормировку и ширину размазывания линий на величину  $N$  (см. раздел 6.4.3 и 6.5).

## 6.3 Базовые предсказания модели

Перейдем к анализу основных закономерностей, предсказываемых моделью, и исследуем их чувствительность ко входным параметрам. Некоторые ограничения на возможные значения параметров модели получены в предыдущем разделе (для  $\tau_{e0}$  и  $L_k$ ), а диапазоны допустимых значений  $T_0$ ,  $\Theta$ ,  $\beta$  и  $Z$  обсуждаются в разделе (6.5). Здесь лишь укажем принятые в модели диапазоны значений параметров:  $L_k$  от  $10^{35}$  до  $10^{41}$  эрг/с,  $\tau_{e0}$  от  $5 \times 10^{-5}$  до 0.5,  $T_0$  от 7 до 40 кэВ,  $\Theta$  от 0.003 до 0.03 радиан,  $\beta$  от 0.03 до 0.3 и  $Z$  от 0 до 9 в солнечных единицах обилия.

### 6.3.1 Светимость линий и континуума

Прежде всего необходимо понять какой диапазон рентгеновских светимостей может быть предсказан моделью. На панели А рисунка (6.6) изображена зависимость полной рентгеновской светимости ( $\mathcal{L}_0$  для диапазона 0.1–100 кэВ) от температуры. Как видно, для каждого значения температуры рентгеновская светимость лежит в диапазоне величин от  $\sim 10^{28}$  до  $\sim 10^{40}$  эрг/с. Этот диапазон в основном определяется множителем  $\tau_{e0}L_k/\theta\beta^3$  в уравнении (6.26), поэтому отношение  $\mathcal{L}_0$  к этой величине будет иметь относительно узкий разброс значений (красная область на панели А). Такая нормализация светимости позволяет значительно увеличить точность интерполяции табличной модели (см. раздел 6.5).

Далее, рассмотрим вклад различных рентгеновских диапазонов в общую светимость. Для этого условно разделим спектр на три диапазона: мягкий ( $E < 1.5$  кэВ), средний ( $1.5 < E < 9$  кэВ) и жесткий ( $E > 9$  кэВ). Относительный вклад этих диапазонов изображен на панели В рисунка (6.6) для  $Z = 1$ . Из рисунка видно, что относительный вклад средней полосы равен  $\approx 0.4$  и слабо зависит от температуры. Вклад мягкой полосы уменьшается с увеличением температуры и, наоборот, для жесткой полосы. Мягкий диапазон наиболее подвержен влиянию межзвездного поглощения, а жесткий находится за пределами эффективного диапазона чувствительности обсерваторий *XMM-Newton* и *Chandra*, поэтому рассмотрим более подробно средний рентгеновский диапазон.

Разобьем средний диапазон на три подгруппы: 1.5–3 кэВ, 3–6 кэВ и 6–9 кэВ. В диапазоне 3–6 кэВ отсутствуют яркие линии, а энергетический спектр в нем может быть описан простым степенным законом. В то же время эмиссионные линии вносят существенный вклад в диапазон 1.5–3 кэВ (в основном, Н- и Не- подобные ионы кремния и серы) и 6–9 кэВ (Н- и Не- подобное железо). Потоки в мягкой (1.5–3 кэВ) и жесткой (6–9 кэВ) подгруппах чувствительны к дифференциальной мере эмиссии относительно холодного ( $T \sim 1$  кэВ) и горячего ( $T \gtrsim 10$  кэВ) газа, тогда как относительный вклад диапазона 3–6 кэВ остается почти постоянным,  $\approx 0.14$ , для  $Z = 1$  (см. рисунок 6.6).



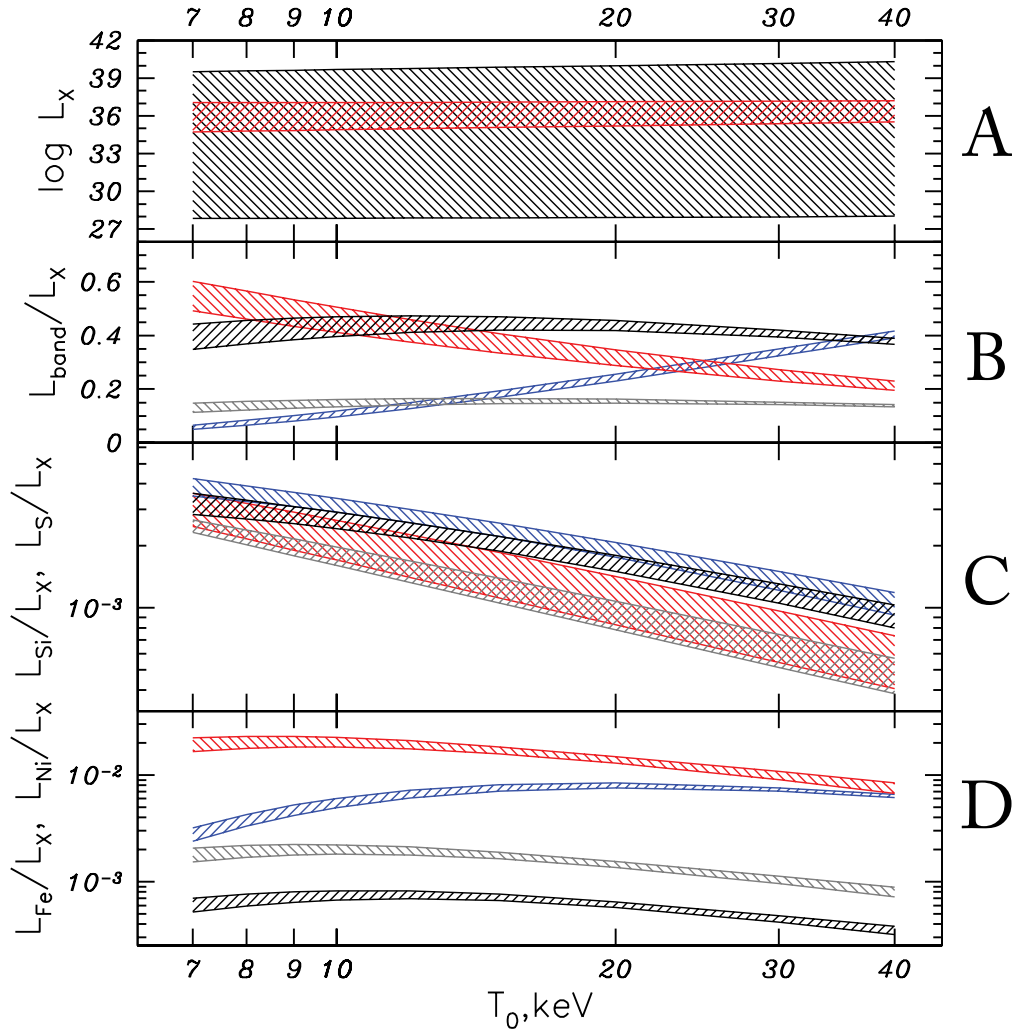


Рис. 6.6: *Панель А*: диапазон полной рентгеновской светимости (0.1–100 кэВ), предсказываемый моделью для  $Z = 1$  (заштрихованная черная область). Область, заштрихованная красным, изображает диапазон светимости при ее нормировке на величину  $N = \tau_{e0} L_{38} / \Theta_{0.01} \beta_{0.1}^{-3}$ , где  $L_{38} = L_k / 10^{38}$  эрг/с,  $\Theta_{0.01} = \Theta / 0.01$  и  $\beta_{0.1} = \beta / 0.1$ . *Панель В*: зависимость от температуры относительного вклада мягкого (< 1.5 кэВ, красным), среднего (1.5–9 кэВ, черный) и жесткого (> 9 кэВ, голубой) диапазонов в общую светимость. Вклад диапазона 3–6 кэВ изображен серым. *Панель С*: зависимость от температуры потоков в наиболее ярких линиях в диапазоне 1.5–3 кэВ (для  $Z = 1$ ): Si XIII  $K\alpha$  триплет — красный, Si XIV  $L\alpha$  — голубой, S XV  $K\alpha$  триплет — серый и S XVI  $L\alpha$  — черный. *Панель D*: относительный вклад потоков наиболее ярких линий в диапазон 6–9 кэВ (для  $Z = 1$ ): Fe XXV  $K\alpha$  триплет — красный, Fe XXVI  $L\alpha$  — голубой, Fe XXV  $K\beta$  — серый, Ni XXVII  $K\alpha$  триплет — черный.

Зависимость потока в наиболее ярких линиях от температуры в диапазонах 1.5–3 и 6–9 кэВ изображена на панелях С и D рисунка (6.6). Наибольший вклад вносит триплет иона Fe XXV  $K\alpha$ , поток остальных линий остается на уровне  $\sim 0.1\%$  от общей светимости для  $Z = 1$ . Очевидно, что вклад линий почти линейно зависит от  $Z$ .

### 6.3.2 Наклон 3–6 кэВ, отношение потоков $F_{1.5-3}/F_{3-6}$ , $F_{6-9}/F_{3-6}$ и $Ly\alpha/K\alpha$

Степенной спектр в диапазоне 3–6 кэВ в основном определяется суммой тормозного излучения различных частей джета, поэтому его наклон должен быть чувствителен к максимальной температуре видимой области джета, так как дифференциальная мера эмиссии уменьшается с уменьшением  $T$  (см. раздел 6.2.2). Зависимость степенного наклона  $\Gamma$  от  $T_0$  хорошо видна на панели А рисунка (6.7). Увеличение металличности делает спектр несколько жестче из-за подавления меры эмиссии низко температурной части джета (см. рисунок 6.4), при этом также увеличивается разброс значений в соотношении  $\Gamma - T_0$ .

Отношение потоков диапазонов 6–9 кэВ к 3–6 кэВ возрастает с увеличением жесткости спектра, как это видно на панели В рисунка (6.7). Однако это отношение оказывается более чувствительным к изменениям  $Z$  из-за большой суммарной эквивалентной ширины эмиссионных линий в диапазоне 6–9 кэВ (в основном H- и He-подобного железа). Поэтому определяя наклон спектра в диапазоне 3–6 кэВ можно оценить металличность газа с помощью отношения потоков  $F_{6-9}/F_{3-6}$ , не прибегая при этом к подробному спектральному анализу линий. Разброс величины отношения, связанный с зависимостью от других параметров, достаточно мал и становится существенным только при экстремально высоких значениях  $Z$ .

Несмотря на то, что линии также вносят большой вклад в поток в диапазоне 1.5–3 кэВ, зависимость отношения  $F_{1.5-3}/F_{3-6}$  от металличности оказывается более сложной из-за сильного разброса значений, связанного с зависимостью от других параметров модели (см. панель С на рисунке 6.7). Таким образом, анализ спектра в этой полосе может дать наилучшие ограничения остальных параметров модели, так как параметры  $T_0$  и  $Z$  возможно оценить с помощью более жестких диапазонов.

Помимо этого широко распространенным методом диагностики температуры плазмы считается измерение отношения потоков  $K\alpha$  триплета He-подобного железа к  $Ly\alpha$  линиям H-подобных ионов. Преимущество такого метода заключается в возможности использовать данные с относительно невысоким энергетическим разрешением. Применительно к джетам системы SS 433 этот метод был впервые адаптирован в работе Котани и др. (1996) для линий железа по данным обсерватории ASCA, а затем уже интенсивно использовался при анализе данных XMM-Newton (Медведев & Фабрика, 2010) и Chandra (Маршалл, Канисарес & Шульц, 2002). На панели D рисунка (6.7) изображена зависимость отношения  $Ly\alpha/K\alpha$  от температуры для кремния, серы и железа. Так как рассматриваемый диапазон температур ограничен  $T_0 > 7$  кэВ, для кремния и серы это отношение больше единицы во всем диапазоне параметров. Видно, что эти отношения слабо зависят от  $T_0$ , сопоставимо с зависимостью от других параметров. Напротив, как видно из графика, отношение  $Ly\alpha/K\alpha$  для железа представляет собой действительно превосходный инструмент для диагностики  $T_0$  с очень слабой зависимостью от других параметров модели. Отметим также, что для определения температуры можно ис-

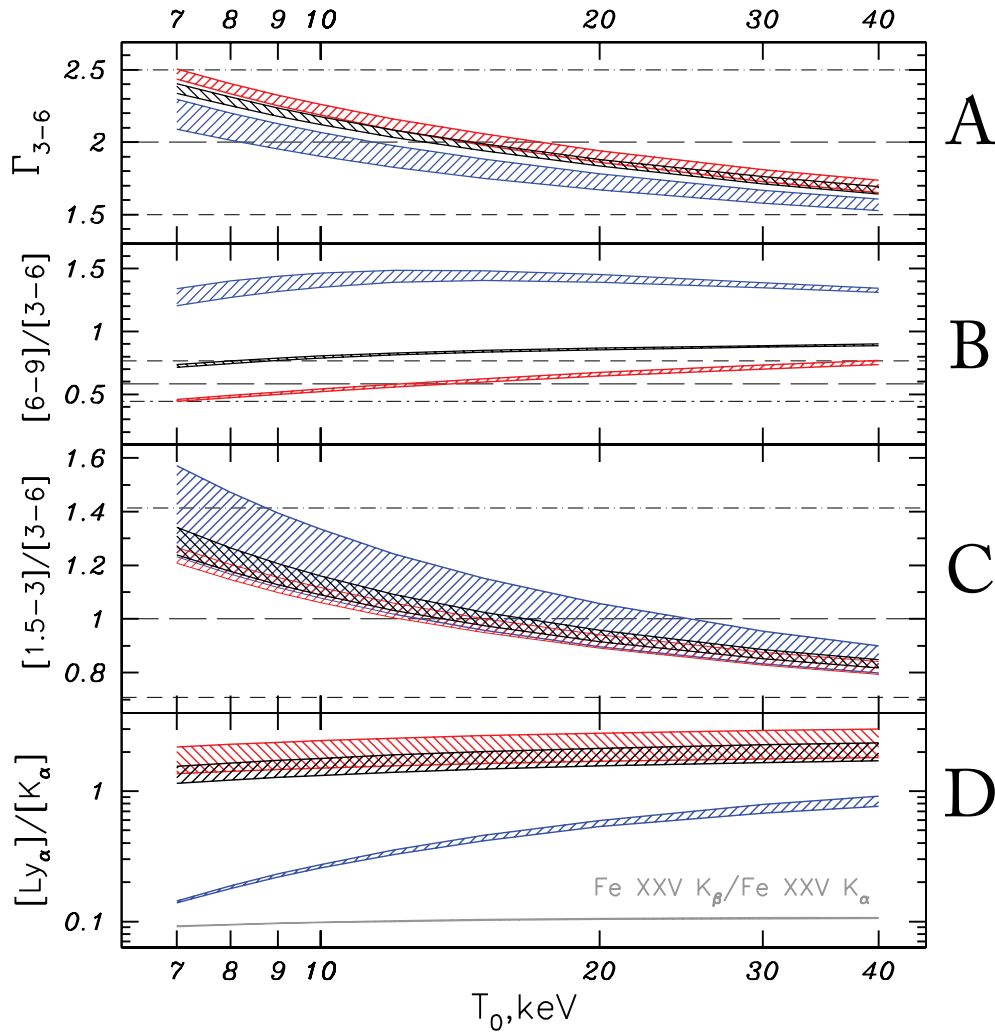


Рис. 6.7: Предсказания основных характеристик модельного спектра как функция температуры основания джета  $T_0$  и металличности газа  $Z$ , разброс значений отражает зависимость от остальных параметров модели. *Панель A*: Наклон степенной функции с помощью которой был аппроксимирован модельный спектр в диапазоне энергий 3–6 кэВ. Черный, красный и голубой регионы изображают  $Z = 1$ ,  $Z = Z_{min} = 0$  и  $Z = Z_{max} = 9$ , соответственно. Горизонтальные линии показывают  $\Gamma = 1.5$  (короткий пунктир),  $\Gamma = 2$  (длинный пунктир) и  $\Gamma = 2.5$  (штрих-пунктир). *Панель B*: Тоже самое, но для отношения потоков в диапазонах 6–9 кэВ к 3–6 кэВ. Горизонтальные линии изображают соответствующие значения ожидаемые для степенного наклона  $\Gamma = 1.5$  (короткий пунктир),  $\Gamma = 2$  (длинный пунктир) и  $\Gamma = 2.5$  (штрих-пунктир). *Панель C*: Тоже самое, но для отношения потоков в диапазонах 1.5–3 кэВ к 3–6 кэВ. *Панель D*: Зависимость от  $T_0$  ( $Z = 1$ ) отношения потоков  $Ly\alpha$  линии H-подобного иона к  $K\alpha$  линии He-подобного иона, для ионов: Si (красная), S (черная) и Fe (голубая). Серым показано отношение  $FeXXV K\beta/FeXXV K\alpha$ .

пользовать и более тонкие методы, такие как, например, измерение отношения Fe XXV K $\beta$ /Fe XXV K $\alpha$ . Принимая во внимание, однако, что первая линия в этом отношении, как правило, в 10 раз слабее, становится ясно, что амплитуда вариаций составит  $\sim 10\%$ . Поэтому применение на практике такого метода затруднительно.

### 6.3.3 Отношение потоков в линиях He-подобный триплетов

Отношение потоков запрещенных линий к интеркомбинационным ( $R$ -отношение) потенциально дает возможность прямого измерения плотности излучающего газа. Однако в действительности применение такого метода сталкивается с рядом сложностей. Прежде всего, большое количество слабых соседних линий (спутников) вносит вклад в  $R$ -отношение в связи с конечным энергетическим разрешением любого спектрографа. Более того, доплеровское уширение спектральных линий, связанное с конической геометрией потока, а значит определяемое углом раскрытия  $\Theta$ , будет также приводить к взаимному смешиванию (блендированию) линий.

Во-вторых, так как температура газа в джете покрывает некоторый диапазон величин, то измеряемое  $R$ -отношение будет являться средне взвешенным значением вдоль всего джета с весом, пропорциональным дифференциальной мере эмиссии. Поэтому измеряемое  $R$  будет несколько смещено в сторону большей плотности и большей температуре (назовем такую температуру  $T_{eff}$ ), чем температура, соответствующая максимуму излучения. В то время, как зависимость  $R$ -отношения от температуры весьма слабая, ситуация для линий-спутников может быть иной. Так как одним из основных источников линий-спутников является диэлектронная рекомбинация, то для них следует ожидать меньшую пиковую температуру, чем для компонентов триплетов. Следовательно, можно ожидать малого влияния линий-спутников на  $R$ -отношение, так как дифференциальная мера эмиссии уменьшается при уменьшении температуры. Тем не менее существуют также и линии-спутники с большей пиковой температурой. В частности, это относится к интеркомбинационной линии неона и запрещенной линии кремния, для которых вклад линий Fe XIX и Mg XII Luu, соответственно, является важным.

И наконец, так как параметры модели определяют плотность  $n_{e0}$  в основании джета, то в точке, соответствующей  $T_{eff}$  (или максимальному излучению триплетов), плотность газа будет другой, при этом разница будет увеличиваться при большем отличии  $T_0$  от  $T_{eff}$ . Таким образом, разброс значений при определении плотности (или, что тоже самое, зависимость от других параметров модели) ожидается наибольшим для элементов с малыми  $T_{eff}$ , прежде всего для неона и кремния, но гораздо меньшим для серы и железа. Отметим, что ситуация становится значительно проще в режиме больших  $\alpha$ , так как в этом случае джет должен быть “коротким”, а  $n_e$  слабо меняется вдоль джета, то есть  $n_e \approx n_{e0}$ . В таком случае, зависимость  $R$ -отношения от  $T_0$  почти полностью исчезает.

Разумеется, описанные выше эффекты автоматически учитываются при аппроксимации с помощью модели локальной области спектра, содержащей триплеты. Здесь же мы постараемся дать качественное описание, поясняющее чувствительность  $R$ -отношения к параметрам модели. Для простоты зафиксируем ширину размытия спектральных линий в соответствии с разрешением прибора HEG обсерватории *Chandra*, так что  $\delta\lambda = 0.012 \text{ \AA}$  (сравните также с Пуркет и др. 2001). Это означает, что все линии-спутники в диапазоне  $[E_0 - \delta\lambda/2, E_0 + \delta\lambda/2]$  будут вносить вклад в поток компонента триплета с центроидом на энергии  $E_0$ . Резуль-

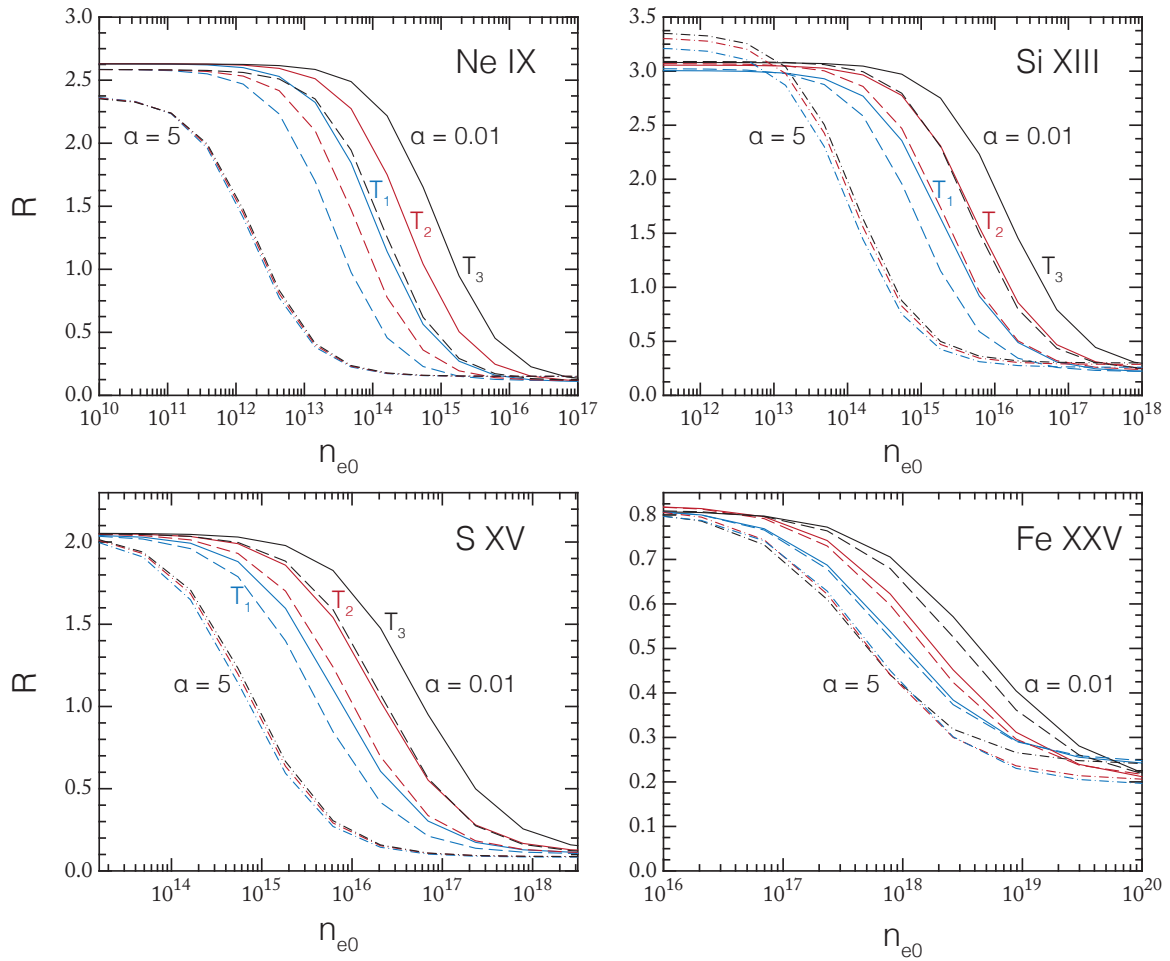


Рис. 6.8: Отношение  $R = f/i$  как функция концентрации электронов в основании джета. Отношение определено из модельных спектров с вычтенным континуумом с энергетическим разрешением, соответствующим прибору HEG обсерватории *Chandra*:  $\delta\lambda = 0.012 \text{ \AA}$ . Результат проиллюстрирован для различных температур основания джета:  $T_1 = 10 \text{ кэВ}$  (голубые линии),  $T_2 = 20 \text{ кэВ}$  (красные),  $T_3 = 40 \text{ кэВ}$  (черные), и  $\alpha = 0.01$  (сплошные линии),  $\alpha = 0.5$  (пунктирные),  $\alpha = 5$  (штрихпунктирные).

таты показаны на рисунке (6.8) для трех значений  $T_0$  (10, 20 и 40 кэВ) и  $\alpha$  (0.01, 0.5 и 5), где хорошо видны все описанные выше закономерности. Так, например, видно, что  $R$ -отношение для кремния и железа не стремится к нулю в пределе высокой плотности газа, так как соседние линии вносят вклад в поток запрещенного компонента. Что касается предела низкой плотности, то здесь нужно обратить внимание на разницу предельных значений  $R$ -отношения для неона и кремния в режиме больших  $\alpha$  (см. верхние панели рисунка 6.8). Этот эффект также обусловлен вкладом соседних линий. В случае неона линии-сателлиты с большей пиковой температурой вносят вклад в интеркомбинационную линию, а в случае кремния — в запрещенную. Так как в режиме больших  $\alpha$  профиль дифференциальной меры эмиссии становится более крутым при  $T < 2$  кэВ (см. рисунок 6.4), то вклад линий-сателлитов с высокой пиковой температурой становится существенней, поэтому  $R$ -отношение для неона уменьшается, а для кремния — растет. Таким образом, Неподобные триплеты помимо плотности и температуры, также чувствительны и к параметру  $\alpha$ , что эквивалентно чувствительности к  $\tau_{e0}$  для фиксированных значений  $\beta$ ,  $\Theta$  и  $T_0$  (см. уравнение 6.16). В режиме малых  $\alpha$  зависимость от  $n_{e0} \propto \tau_{e0}\beta^3/L_k$  позволяет снять описанное выше вырождение модели по отношению к комбинации  $\tau_{e0}L_k$  (см. раздел 6.2.4).

## 6.4 Применение модели к анализу данных SS 433

Исследуем, возможно ли с помощью представленной модели воспроизвести рентгеновское излучение SS 433 для адекватного набора параметров модели. Хорошо известно, что для описания рентгеновского излучения SS 433 помимо теплового излучения джетов необходимо вводить некоторый дополнительный компонент, который будет описывать избыток излучения в жесткой части спектра (Бринкманн, Котани & Каваи, 2005; Медведев & Фабрика, 2010). Этот компонент, вероятно, связан с отражением жесткого излучения внутренних частей сверхкритического аккреционного диска холодным газом аккреционного канала. Сильным доводом в пользу такой модели служит наблюдаемая флюоресцентная линия  $K\alpha$  нейтрального железа на энергии 6.4 кэВ (Медведев & Фабрика, 2010). Вклад такого компонента ожидается минимальным в фазах системы близких к кроссоверу, когда джеты системы лежат в картинной плоскости наблюдателя. В этой работе наша основная задача состоит в том, чтобы воспроизвести основные наблюдаемые особенности джетов, в то время как подробный анализ их спектров с целью определения параметров SS 433 лежит за пределами этого исследования. Поэтому здесь мы не будем рассматривать модели дополнительного к джетам компонента излучения.

### 6.4.1 Адаптация модели для SS 433

К настоящему моменту SS 433 был подробно изучен во всех диапазонах длин волн, поэтому основные параметры системы известны достаточно хорошо (за исключением массы компактного объекта). Это, в частности, относится к параметрам  $\beta$  и  $\Theta$ , которые определены из доплеровского смещения и уширения эмиссионных линий. Если обозначить доплеровское смещение линий приближающегося (“голу-

бого”) и удаляющегося (“красного”) от наблюдателя джетов как  $z_b$  и  $z_r$ , то

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{(1+z_0)^2}} = \sqrt{2z_0} \left(1 - \frac{3}{4}z_0 + \mathcal{O}(z_0^2)\right), \quad z_0 = \frac{z_r + z_b}{2}. \quad (6.28)$$

Последнее равенство предполагает, что оба джета идеально симметричны и имеют одинаковые скорости. Некоторые отклонения от симметричной картины были описаны в работе Маршалл и др. (2013), которые, однако, оказывают слабое влияние на предсказываемый спектр.

Угол  $\phi$  между осью джетов и лучем зрения может быть найден с помощью  $z_b$  или  $z_r$ :

$$z_b = \gamma(1 - \beta \cos \phi) - 1, \quad z_r = \gamma(1 + \beta \cos \phi) - 1, \quad (6.29)$$

то есть

$$\cos \phi = \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{1+z_b}{\gamma}\right) = \frac{1}{\beta} \left(\frac{1+z_r}{\gamma} - 1\right) = \frac{z_r - z_b}{2\gamma\beta}. \quad (6.30)$$

Более того, если профиль некоторой линии на энергии  $E_0$  может быть представлен в виде гауссианы с дисперсией  $\Sigma(E_0)$ , то угол раскрытия джета  $\Theta$  можно оценить как (Маршалл, Канисарес & Шульц, 2002)

$$\Theta = \sqrt{\frac{2 \ln 2}{3}} \frac{2}{\beta\gamma \sin \phi} \frac{\Sigma(E_0)}{E_0}. \quad (6.31)$$

Аналогичным образом можно получить оценку параметров с помощью данных оптического диапазона, предполагая при этом, что значения параметров остаются постоянными, по крайней мере до расстояний, где джет излучает в оптическом диапазоне:  $r \sim 10^{14}$ – $10^{15}$  см (Фабрика, 2004). Измерения параметров SS 433 в рентгеновском диапазоне дают значения  $\beta \approx 0.26$  и  $\Theta \approx 0.013$  радиан (Маршалл, Канисарес & Шульц, 2002; Маршалл и др., 2013). Параметры, найденные из анализа оптических данных, оказываются в хорошем согласии с рентгеновскими наблюдениями (возможно небольшое уменьшение  $\beta$ , см. Борисов & Фабрика, 1987), хотя оптические линии, как правило, демонстрируют более сложное поведение и, вероятно, содержат компоненты излучения быстрого ветра сверхкритического диска (Медведев и др., 2013). Таким образом, количество входных параметров модели может быть уменьшено путем фиксации  $\beta$  и  $\Theta$  на указанных выше значениях, в то время как доплеровское смещение и уширение спектральных линий может быть добавлено к модели с помощью стандартных инструментов спектрального анализа (см. раздел 6.4.3).

Уменьшение количества параметров модели позволяет дополнительно рассмотреть некоторые характерные особенности SS 433. Исследования спектрального региона содержащего линию  $K\alpha$  Не-подобного никеля (длина волны в лабораторной системе  $E \sim 7.8$  кэВ), указывает на значительный избыток обилие никеля в газе джетов SS 433 относительно общего обилия металлов  $Z$  (Медведев & Фабрика, 2010; Кубота и др., 2010; Маршалл и др., 2013). Поэтому в качестве дополнительного параметра модели джетов SS 433, мы вводим параметр  $Z_{Ni}$ , который задает обилие никеля отдельно от обилия других тяжелых элементов. Этот дополнительный параметр в основном оказывает влияние на интенсивность в линиях никеля и слабо влияет на общие предсказания модели (см. также таблицу 4 в Маршалл и др. (2013)). Таким образом, модель джета адаптированная для SS 433 имеет следующий набор входных параметров:  $(L_k, \tau_{e0}, T_0, Z, Z_{Ni})$ .

## 6.4.2 Наблюдательные данные

Излучение центральной области SS 433 в стандартном рентгеновском диапазоне энергий (1–10 кэВ) было подробно изучено с помощью спектрографа HETG обсерватории *Chandra* (Вайскопф и др., 2002; Канисарес и др., 2005), при этом суммарная экспозиция всех наблюдений превосходит 300 ксек (Маршалл и др., 2013). Для тестирования модели выберем наблюдение от 16 марта 2001 года (ObsID 1019) с общей экспозицией 24 ксек (Лопез и др., 2006). В момент наблюдений наклон джетов к лучу зрения составлял  $\approx 80^\circ$  (Лопез и др., 2006), следовательно аккреционный диск находился в фазе, близкой к кроссоверу. Параметры смещения линий джета определены как  $z_b = 0.0111$  и  $z_r = 0.0610$  (с неопределенностью 0.0001, Лопез и др., 2006), следовательно  $\phi = 84.72^\circ$ ,  $\beta = 0.2615$  и  $\Theta = 0.024$  радиан. Эти значения хорошо согласуются с указанными выше и принятыми в модели значениями  $\beta$  и  $\Theta$ .

Данные были загружены, подготовлены и обработаны с помощью стандартных пакетов обработки TGCat (Хунемордер и др., 2011) и CIAO 4.7. Данные дифракционных решеток высоких и средних энергий (HEG и MEG) анализировались отдельно, так как их функции отклика существенно различаются. Значительная часть спектральных каналов имеют очень низкое отношение сигнал-шум, в этом случае применение стандартной  $\chi^2$ -статистики для аппроксимации данных некорректно, так как невозможно оценить их дисперсию (или обратную к дисперсии величину – статистический вес). В этом случае для взвешивания данных можно использовать функцию, предложенную в работе Чуразов и др. (1996), будем называть такой набор данных как *негруппированные* данные (на англ. unbinned data). Чтобы убедиться, что результаты аппроксимации не зависят от способа обработки наблюдательного материала, рассмотрим также данные подготовленные вторым способом. Для этого с помощью инструмента *grppha* из пакета *ftools*<sup>4</sup> сгруппируем каналы тех же данных так, чтобы каждый канал содержал как минимум 25 отсчетов. В этом случае для аппроксимации данных моделью уже можно использовать  $\chi^2$ -статистику, будем называть такой набор данных как *сгруппированные* данные (на англ. binned data).

## 6.4.3 Применение модели в ПО *xspec*

Как приближающийся (“голубой”), так и удаляющийся (“красный”) от наблюдателя джеты вносят вклад в видимое от центральной области SS 433 рентгеновское излучение. Поэтому для аппроксимации наблюдаемого спектра нужно использовать сумму моделей “голубого” и “красного” джетов одновременно с доплеровским смещением и уширением линий, а также учитывать эффект релятивистского усиления яркости (на англ. Doppler boosting). Доплеровский сдвиг спектральных линий может быть легко реализован с помощью инструмента *zshift* в ПО *xspec*, который также учитывает эффект релятивистского усиления яркости. С помощью модели *gsmooth* можно получить свертку спектральных линий с функцией Гаусса с шириной  $\Sigma(E)$ , которая определяется уравнением (6.31). Фиксируя приведенные выше величины  $\beta$ ,  $\gamma$  и  $\phi$  получим  $\Sigma(E) = 23.8 \text{ эВ} \times (E/6 \text{ кэВ}) \times (\Theta/0.02 \text{ радиан})$ . Наконец, для учета межзвездного поглощения можно использовать модель *wabs*. Тогда суммарная модель для описания наблюдаемых спектров может быть записана в

<sup>4</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/journal/grppha4.html>



ПО `xspec` следующим образом:

$$Model = wabs * (gsmooth * (zashift_b * jet_b + constant * zashift_r * jet_r)), \quad (6.32)$$

где дополнительный компонент *constant* позволяет учитывать поглощение излучения красного джета на некоторую постоянную величину для всего энергетического диапазона (если коэффициент поглощения не зависит от энергии излучение, т. н. приближение серой атмосферы). Модель *jet*, описанная в этой главе диссертации, подключается с помощью команды `atable`<sup>5</sup>. Как было показано в разделе (6.5), нормализация модели не является свободным параметром, если расстояние до объекта известно с достаточной точностью. Однако в случае SS 433 расстояние нельзя считать точно определенной величиной, так как применение разных методов дают существенно разные значения: Бланделл & Баулер (2004) анализируя радиоизображения джетов с помощью кинематической модели определили расстояние  $d_{SS433} = 5.5 \pm 0.2$  кпк, однако, Стирлинг и др. (2002), основываясь на собственных движениях дискретных газовых составляющих радио-джетов, дают оценку  $d_{SS433} = 4.6 \pm 0.35$  кпк. Некоторые другие, менее прямые методы измерений, дают оценки еще меньшего расстояния до системы (для обсуждения см. Бланделл & Баулер 2004 и Парфенов 2014). В этой работе используются оба приведенных выше значения, тем самым проверяется чувствительность результатов к  $\pm 10\%$  неопределенности в расстоянии.

#### 6.4.4 Результаты аппроксимации

Аппроксимация сложного широкополосного спектра с помощью единой модели для линий и континуума, как правило, представляет собой сложную нелинейную задачу, а функция правдоподобия в пространстве параметров может иметь большое количество локальных максимумов. Поэтому сначала получим некоторое предварительное представление о величине искомых параметров с помощью анализа общих спектральных закономерностей, описанного в разделе (6.3).

На первом шаге спектр прибора HEG аппроксимируется степенным законом в диапазоне 3–6 кэВ. Аппроксимация отлично описывает как сгруппированные ( $\chi^2 \approx 195.08$  для 194 степеней свободы,  $\Gamma = 1.40 \pm 0.07$ ,  $A = 0.018 \pm 0.002$ , все ошибки соответствуют неопределенности  $1\sigma$ , если не указано обратного), так и негруппированные данные, коэффициенты лучшей аппроксимации в обоих случаях одинаковы в пределах ошибок. Как видно из рисунка (6.7), получаемый наклон слишком маленький, чтобы он мог быть воспроизведен только моделью джета. Поэтому даже в прецессионной фазе близкой к кроссоверу необходим дополнительный компонент, которым может быть отраженное излучение в канале диска или излучение, получаемое в результате комптонизации в горячей короне. Общий поток в этом диапазоне равен  $F_{3-6} = 4.70 \times 10^{-11}$  эрг/см<sup>2</sup>/с, что соответствует светимости  $L_{3-6} = 1.19(1.70) \times 10^{35}$  эрг/с для  $d_{SS433} = 4.6(5.5)$  кпк. Следовательно, полная рентгеновская светимость  $L_X \simeq 7.4L_{3-6} = 8.8(12.6) \times 10^{35}$  эрг/с (см. раздел (6.3.1)). Предполагая равный вклад красного и голубого джетов найдем  $L_k \geq L_{k,min} \sim 10^3 \times L_X/2 \sim 4(6) \times 10^{38}$  эрг/с для каждого из джетов.

Далее, данные в диапазоне 6–9 кэВ аппроксимируются суммой модифицированного степенного закона с фиксированным  $\Gamma = 1.40$  и экспоненциальным зава-

<sup>5</sup>Примеры использования модели с конкретными скриптами в ПО `xspec` могут быть также найдены на веб-адресе: <http://hea133.iki.rssi.ru/public/bjet/>

лом на больших энергиях (что позволяет учесть возможную кривизну спектра) и шести широких функций Гаусса с центроидами на энергиях линий Fe XXV  $K\alpha$ , Fe XXVI  $Ly\alpha$  и Ni XXVII  $K\alpha$  с красным и голубым смещениями ( $z_r = 0.0610$  и  $z_b = 0.0111$ ). Дополнительно рассматривается узкая функция Гаусса для линии Fe I  $K\alpha$  на 6.4 кэВ. Наилучшая аппроксимация ( $\chi^2 \approx 349$  для 299 степеней свободы) дает положение экспоненциального завала  $E_{cut} \approx 15.5$  кэВ и отношение потоков  $F_{6-9}/F_{3-6} \approx 1.0$ . Как видно из панели **B** рисунка (6.7), полученное отношение соответствует повышенному в  $\sim 2$  раза обилию металлов для всего рассматриваемого диапазона  $T_0$ . В тоже время температуру можно оценить из отношения  $k = Fe\ XXVI\ Ly\alpha / Fe\ XXV\ K\alpha$ . К сожалению Fe XXVI  $Ly\alpha$  линии красного и голубого джетов блендирует во время рассматриваемой фазы прецессии, поэтому измерить можно только их суммарный поток (Лопез и др., 2006). Предполагая, однако, одинаковое  $k$ -отношение для красного и голубого джетов можно восстановить их потоки, решая квадратное уравнение  $Ak^2 - Bk + C = 0$ , где  $A$  — поток в линии Fe XXV  $K\alpha$  красного джета,  $B$  — суммарный поток в блендированных линиях, и  $C$  — в Fe XXVI  $Ly\alpha$  линии голубого джета. Используя параметры наилучшей аппроксимации найдем  $B/A \approx 1.64$  и  $C/A \approx 0.36$  (сравните с  $B/A \approx 1.7$  и  $C/A \approx 0.33$  найденное Лопез и др. (2006)). Решая уравнение для  $k$  и оставляя корень соответствующий  $k < 1$  (см. рисунок (6.7)) получим  $k \approx 0.27$  (Лопез и др. (2006) определили  $k = 0.23^{+0.10}_{-0.07}$ ). Найденное  $k$ -отношение означает относительно низкую температуру основания  $T_0 \approx 12$  кэВ. Потоки в линиях красного джета на фактор  $\sim 0.7$  меньше соответствующих потоков голубого джета.

Рассмотрим теперь отношение потоков Ni XXVII  $K\alpha$  к Fe XXV  $K\alpha$  красного джета, оно равно  $\approx 0.4$ , что указывает на повышенное обилие никеля к обилию железа в сравнении с их солнечными значениями в  $\approx 10$  раз. Узкая линия Fe I  $K\alpha$  на энергии 6.4 кэВ задетектирована на уровне  $8 \pm 2 \times 10^{-5}$  фотонов  $\text{см}^2/\text{сек}$ , что опять же говорит о наличии в спектре отраженного компонента даже во время фазы близкой к кроссоверу. Тем не менее вклад этого компонента ожидается малым на энергиях  $E < 3$  кэВ (Медведев & Фабрика, 2010). Учитывая это и найденные выше оценки параметров перейдем к анализу спектра в диапазоне энергий 1–3 кэВ. Напомним, что данные приборов HEG и MEG анализируются отдельно, но одновременно, то есть параметры наилучшей аппроксимации соответствуют лучшему одновременному описанию спектров двух приборов.

В качестве подготовительного шага выделим область линии Si XIV  $Ly\alpha$  голубого джета и аппроксимируем ее с помощью модели, чтобы найти более точные значения доплеровского смещения и ширины линий. Это дает  $z_b = 0.0103 \pm 0.0004$  и  $\Sigma(6\ keV) = 24.5 \pm 2$  эВ, что согласуется с найденными Лопез и др. (2006) значениями (см. раздел 6.4.1 и раздел 6.4.3). Далее, используя найденные величины фиксируется уширение линий голубого и красного джетов, а также смещение линий голубого джета. Смещение линий красного джета оценить аналогичным способом не удастся из-за блендирования линий Si XIV  $Ly\alpha$  красного джета с Si XIII  $K\alpha$  триплетом голубого джета, поэтому этот параметр остается свободным при аппроксимации.

Результаты аппроксимации представлены в таблице (6.1) для расстояний  $d_{SS433} = 4.6$  кпк и  $d_{SS433} = 5.5$  кпк. Аппроксимация указывает на малую оптическую толщину  $\tau_{e0} \lesssim 0.02$ , в области таких значений модель имеет вырождение, поэтому из аппроксимации возможно оценить лишь произведение  $\tau_{e0}L_k$ . Найденные параметры по сгруппированным и негруппированным данным согласуются между собой

Таблица 6.1: Результаты одновременной аппроксимации данных проборов HEG и MEG моделью джетов SS 433 (см. уравнение (6.32)) в диапазоне энергий 1–3 кэВ для двух значений расстояния до SS 433:  $d_{SS433} = 4.6$  кпк и  $d_{SS433} = 5.5$  кпк. Рассматривается два способа подготовки данных: негруппированные данные с дисперсией, заданной функцией взвешивания предложенной в Чуразов и др. (1996), и сгруппированные данные, так что в каждом спектральном канале имеется по крайней мере 25 отсчетов. Ошибки для сгруппированных данных соответствуют неопределенности  $1\sigma$ . Модель имеет вырождение при  $\tau_{e0} \lesssim 0.02$ , поэтому в таком режиме наилучшая аппроксимация ограничивает лишь комбинацию  $L_k\tau_{e0}$ .

Одновременная аппроксимация HEG & MEG в диапазоне 1–3 кэВ				
$d_{SS433}$	4.6 кпк		5.5 кпк	
	Негруппированные	Сгруппированные	Негруппированные	Сгруппированные
$n_H^a$	1.33	$1.32 \pm 0.04$	1.33	$1.33 \pm 0.04$
$z_b$	0.0103	0.0103	0.0103	0.0103
$z_r$	0.0618	$0.0616 \pm 0.0005$	0.0618	$0.0616 \pm 0.0005$
$\Sigma(6\text{кэВ})^b$	24.5	24.5	24.5	24.5
$L_{38} \tau_{e0}^c$	0.63	$0.64 \pm 0.09$	0.98	$0.93 \pm 0.13$
$T_0^d$	14.9	$16.4 \pm 3.8$	14.3	$16.2 \pm 3.8$
$Z$	2.25	$2.4 \pm 0.5$	2.12	$2.38 \pm 0.5$
$Z_{Ni}$	19.6	$21.3 \pm 4.7$	18.4	$20.7 \pm 4.5$
$const^e$	0.55	$0.55 \pm 0.04$	0.55	$0.55 \pm 0.04$
$\chi^2/d.o.f.$		1003 / 776		1006 / 776

<sup>a</sup> $10^{22}$  см<sup>-2</sup>; <sup>b</sup> эВ; <sup>c</sup> $L_{38} = L_k/10^{38}$  ерг/с; <sup>d</sup> кэВ.

<sup>e</sup> Искусственный фактор подавления для нормировки красного джета.

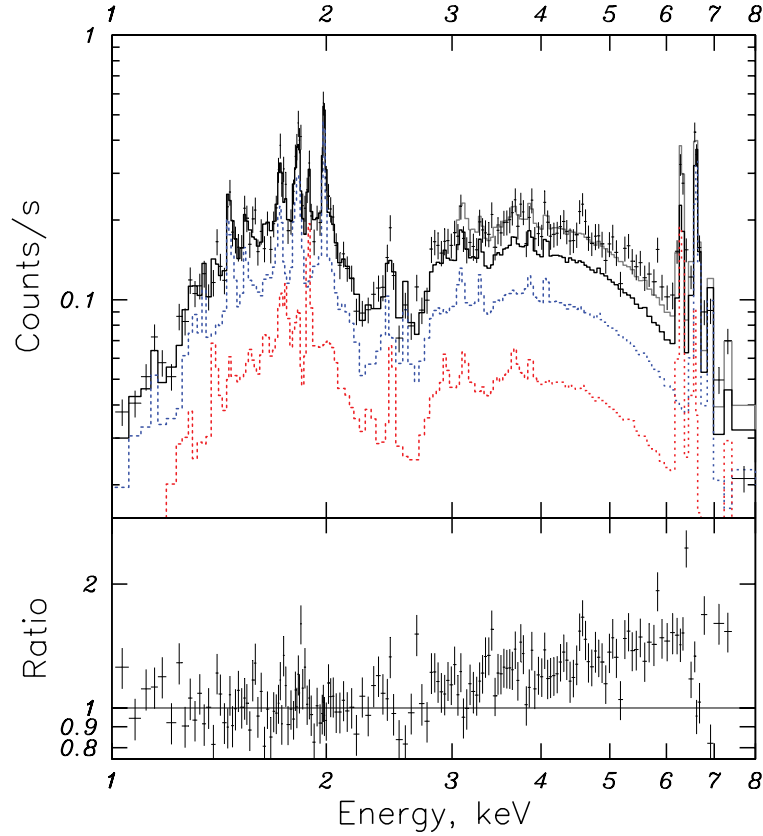


Рис. 6.9: Спектр SS 433, снятый прибором HEG обсерватории *Chandra* во время прецессионной фазы, близкой к кроссоверу (ObsId 1019, данные ре-биннированы для лучшей видимости). Черной линией показана модель (уравнение 6.32) с параметрами наилучшей одновременной аппроксимации данных HEG & MEG в диапазоне 1–3 кэВ (для  $d_{SS433} = 5.5$  кпк). Голубой и красной штриховыми линиями показан вклад голубого и красного джетов, соответственно. Серой линией (нарисованной для  $E > 3$  кэВ) показана такая же модель, но без искусственного уменьшения нормировки излучения красного джета (то есть  $constant = 1$ ).

для обоих значений  $d_{SS433}$ . Параметры наилучшей аппроксимации почти идентичны для разных  $d_{SS433}$ , за исключением нормировки светимости, которая входит в комбинацию  $L_k \tau_{e0}$ . Видно также, что найденные параметры в целом согласуются с общими оценками, сделанными выше с помощью более жестких диапазонов спектра (3–6 кэВ и 6–9 кэВ). Отношение *поправленных на поглощение* потоков  $F_{1.5-3}/F_{3-6} \approx 1$ , поэтому потоки в мягком и среднем диапазонах можно также использовать для предварительного анализа (см. панель C на рисунке 6.7).

Для рассматриваемой фазы прецессии аппроксимация области He-подобных триплетов кремния и серы не позволяет разрешить вырождение модели, из-за блендирования триплетов голубого джета с линиями  $Lu\alpha$ , в то время как качество данных не позволяет выполнить эту процедуру для менее яркого красного джета. В мягкой части спектра голубой джет оказывается на фактор  $\sim 2$  ярче красного, как это видно из найденного параметра подавления  $constant \approx 0.55$  для красного джета (см. уравнение 6.32 и таблицу 6.1).

На рисунке (6.9)) показана наилучшая аппроксимация данных. Модель при-

емлемо описывает наблюдательные данные в диапазоне 1–3 кэВ, однако в жесткой части спектра остаются существенные невязки, как это и было предвидено из степенного наклона в диапазоне 3–6 кэВ. Избыток излучения в жесткой части спектра, по всей видимости, связан с вкладом от отраженного излучения в холодном газе канала аккреционного диска, как это видно из максимума невязок, соответствующего линии Fe K $\alpha$  на 6.4 кэВ. Отметим, однако, что установив параметр *constant* равным единице и сохраняя значения параметров, найденные из аппроксимации области 1–3 кэВ, избыток излучения в жесткой части будет почти полностью скомпенсирован (см. рисунок 6.9), за исключением линии Fe K $\alpha$  и прилегающего к ней континуума. Возможно, это означает, что излучение холодной части красного джета частично поглощается, в то время как наиболее горячая часть видимого джета остается полностью не поглощенной (см. также обсуждение этого эффекта в Лопез и др. 2006). Таким образом, можно сделать вывод, что модель дает вполне качественную аппроксимацию спектров SS 433 для разумного набора значений параметров джетов, в то время как дальнейшая интерпретация результатов находится за рамками данного исследования.

## 6.5 Техника реализации табличной модели

### 6.5.1 Представление и нормализация модели

Описанная в работе модель предсказывает светимость  $\mathcal{L}_0(\mathbb{P})$  и форму спектра  $\varphi_{\mathbb{P}}(E)$  излучения источника как функцию собственных входных параметров  $\mathbb{P}$ . Однако на практике, как правило, работают с соответствующей плотностью потока энергии (или фотонов):

$$F(E) = \varphi_{\mathbb{P}}(E) \frac{\mathcal{L}_0(\mathbb{P})}{4\pi d_s^2}, \quad (6.33)$$

где  $d_s$  фотометрическое расстояние до источника.

В контексте данной работы функция  $F(E)$  задается так называемой табличной моделью, которая рассчитана на заданной сетке параметров. Предсказание модели для некоторой произвольной точки в пространстве параметров находится с помощью интерполяции между узлами рассчитанной сетки. Такая интерполяция может быть линейной или логарифмической по отношению к значениям параметров, но всегда является линейной по отношению к величине предсказываемого потока. Следовательно, необходимо построить модель так, чтобы разница между спектрами в соседних точках сетки была не слишком большой, иначе при интерполяции будут возникать ступенчатые изменения в предсказываемом спектре (как, например, в случае интерполяции модели АРЕС в ПО *xspec* на низких температурах). Учесть этот фактор можно с помощью ре-нормализации исходной модели так, чтобы наибольшая зависимость получаемого потока от параметров была учтена нормировкой модели.

Как показано в разделе (6.2.4),  $\mathcal{L}_0(\mathbb{P}) = C(\mathbb{P}) \frac{\tau_{e0} L_k}{\theta \beta^3}$ , где  $C(\mathbb{P})$  слабо зависит от  $\mathbb{P}$ . Значит,

$$F(E) = \frac{C(\mathbb{P})}{4\pi} \varphi_{\mathbb{P}}(E) \frac{\tau_{e0} L_k}{\theta \beta^3 d_s^2}. \quad (6.34)$$

Далее, чтобы уменьшить порядок чисел, удобно заменить  $L_k$  на  $L_{38} = L_k/10^{38}$  эрг/с

и  $d_s$  на  $d_{10} = d_s/10$  кпк, так что окончательно получим

$$F(E) = 1.05 \times 10^{-7} \frac{C(\mathbb{P})}{4\pi} \varphi_{\mathbb{P}}(E) \times \frac{\tau_{e0} L_{38}}{\Theta \beta^3 d_{10}^2} = \mathbf{M}(\mathbb{P}) \times \mathbf{N}(\mathbb{P}, d_s), \quad (6.35)$$

где функция  $\mathbf{M}(\mathbb{P})$  зависит умеренно, но сложно от  $\mathbb{P}$ , в то время как  $\mathbf{N}(\mathbb{P}, d_s)$ , наоборот, изменяется очень сильно, но просто в зависимости от параметров модели и расстояния до источника. Поэтому функцию  $\mathbf{M}(\mathbb{P})$  можно рассматривать как “модель”, то есть табулировать ее значения на сетке параметров. Тогда функцию  $\mathbf{N}(\mathbb{P}, d_s)$  нужно считать нормализацией модели (зависящая от параметров), произведение которой с “моделью” будет давать предсказываемое излучение. Такой формализм может быть легко реализован, например, в ПО `xspes`, с помощью загрузки  $\mathbf{M}(\mathbb{P})$  как `atable` модель и определением параметра нормировки как

$$\mathbf{N}(\mathbb{P}, d_s) = \frac{\tau_{e0} L_{38}}{\Theta \beta^3 d_{10}^2}, \quad (6.36)$$

что можно сделать с помощью наложения связи на соответствующие параметры.

Так как  $\beta$  и  $\Theta$  фиксированы в модели, адаптированной для SS 433 (см. раздел 6.4.1), то нормализация может быть определена в терминах  $L_{38}$ ,  $\tau_{e0}$  и  $d_{10}$ :

$$\mathbf{N}(\mathbb{P}, d_s) = \frac{\tau_{e0} L_{38}}{d_{10}^2} \quad (6.37)$$

где соответствующая функция  $\mathbf{M}(\mathbb{P})$  умножена на фактор  $\Theta \beta^3$ .

## 6.5.2 Диапазон параметров

Табулирование модели на конечной сетке значений параметров предполагает, что параметры максимально эффективно охватывают возможную область применения модели. Так как барионные джеты уверенно детектируются в единственном источнике — SS 433, то возможное значение параметров для целевой популяции источников должно быть экстраполировано на основе свойств этой системы. В первую очередь, это относится к  $\beta$  и  $\Theta$ , диапазоны которых выбраны равными  $[0.03-0.3]$  и  $[0.003-0.03]$  радиан, соответственно. Отметим, что эти параметры могут быть напрямую измерены из доплеровского смещения и уширения линий в спектре, после этого они могут быть зафиксированы при дальнейшей работе с данными, как в случае модели, адаптированной для SS 433. Металличность газа,  $Z$ , главным образом линейно изменяет интенсивность эмиссионных линий, так что выбран достаточно широкий диапазон изменения этого параметра — от 0 до 9 в солнечных единицах. Тоже самое верно для параметра  $Z_{Ni}$  модели, адаптированной для SS 433, диапазон изменения этого параметра задан от 1 до 30 в солнечных единицах.

Возможные значения параметров  $L_k$  и  $\tau_{e0}$  обсуждаются в разделе (6.2.4). Диапазон изменения  $L_k$  выбран равным  $10^{35}-10^{41}$  эрг/с, а для параметра  $\tau_{e0}$  — от  $5 \times 10^{-5}$  до 0.5. Диапазон значений  $T_0$  описан ниже, значения этого параметра определяются на основе минимизации ошибок интерполяции.

## 6.5.3 Точность интерполяции

Для оценки ошибок интерполяции табличной модели использовался метод Монте-Карло с  $\sim 10^6$  реализаций для произвольных точек в пространстве параметров  $\mathbb{P}$ .

Для каждой реализации вычисляется величина  $\delta(\mathbb{P}) = \langle |F_i(\mathbb{P}) - F_0(\mathbb{P})| / F_0(\mathbb{P}) \rangle$ , где  $F_0(\mathbb{P})$  описывает точное предсказание модели, а  $F_i(\mathbb{P})$  является результатом интерполяции на сетке. Здесь,  $\langle .. \rangle$  обозначает усреднение потока на интересующем диапазоне энергий, например, от  $E_1$  до  $E_2$ :  $\langle f \rangle = \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} f(E) dE$ . Распределение  $\delta(\mathbb{P})$  зависит от конкретного выбора сетки параметров, которая итеративно подбирается так, чтобы обеспечить максимально возможную точность для заданного количества узлов сетки.

Результаты такого теста показали, что точность интерполяции становится хуже в области параметров (малых- $T$ , больших- $Z$ , больших- $\tau_{e0}$ ), когда вклад эмиссионных линий в функцию охлаждения и в результирующий спектр наиболее важен. Чтобы достичь уровня точности  $\delta \leq 5\%$  не прибегая к существенному увеличению количества узлов сетки, нижняя(верхняя) граница параметров определена как  $T_0 = 7$  кэВ и  $\tau_{e0} = 0.5$ , а шаг сетки становится значительно меньше в области этих границ. Результаты Монте-Карло теста показывают, что точность интерполяции на выбранной сетке лучше чем 8 % для всех точек пространства параметров, лучше 5% для  $\approx 97\%$  точек, а средняя по медиане ошибка составляет всего 2 %. Для энергий фотона  $E < 10$  кэВ средняя по медиане ошибка близка к 1 %, в то время как доля точек с  $\delta(\mathbb{P}) > 5\%$  пренебрежимо мала.

## 6.6 Заключение

Представлена модель теплового рентгеновского излучения барионных газовых струй (джетов) в рентгеновских двойных системах, вдохновленная уникальным Галактическим микрокварзом SS 433. Джет рассматривается как сильно коллимированный (угол раскрытия  $\Theta \sim 1^\circ$ ) и умеренно релятивистский (скорость течения  $\beta \sim 0.03 - 0.3$ ) поток плазмы. Рентгеновский спектр рассчитывается путем суммирования вкладов тонких поперечных слоев, каждый из которых обладает некоторой температурой и излучает в оптически тонком корональном режиме. Температурный профиль вдоль джета и соответствующее распределение дифференциальной меры эмиссии определяются самосогласованно с полным учетом потерь энергии газа на излучение.

Модель предсказывает не только форму энергетического спектра выходящего излучения джета, но и его полную рентгеновскую светимость. Поэтому нормализация модели не является свободным параметром, если расстояние до источника известно достаточно хорошо. Это делает общую физическую картину самодостаточной.

В работе представлен набор простых спектральных характеристик, отражающих основные закономерности предсказываемого рентгеновского излучения. Такими характеристиками являются отношения потоков в различных диапазонах и линиях спектра, степенной наклон в диапазоне 3–6 кэВ. Исследована чувствительность характеристик к физическим параметрам джета (температуре и плотности в основании, металличности газа). Анализ спектральных характеристик позволяет разумно оценить параметры модели, не прибегая при этом к сложной широкополосной аппроксимации спектров высокого разрешения.

Исследована возможность применения модели для описания наблюдаемых рентгеновских спектров SS 433 высокого качества. В качестве наблюдательного материала были выбраны данные, полученные с помощью прибора HETGS обсерватории *Chandra* во время фазы объекта, близкой к кроссоверу. Прецессионной фазой

“кроссовер” (от англ. “crossover”) называют момент времени, когда лучевые скорости линий джетов совпадают, то есть когда они расположены в картинной плоскости наблюдателя. Ожидается, что в таких фазах вклад несвязанных с джетами компонентов в рентгеновское излучение должен быть минимальным.

Показано, что модель способна хорошо воспроизводить спектр в диапазоне 1–3 кэВ, наилучшие параметры аппроксимации приведены в таблице (6.1). Однако для описания более жесткой части спектра SS 433 (3–9 кэВ) требуется наличие дополнительной компоненты излучения. Проверено, что результаты аппроксимации не зависят от способа подготовки данных (рассмотрена аппроксимация негруппированных и сгруппированных данных), а также слабо чувствительны к предполагаемому расстоянию (за исключением нормировки). Найденные параметры в целом хорошо согласуются с оценкой параметров из анализа спектральных характеристик.

По мере улучшения качества наблюдательных данных станет возможным критическая проверка предсказаний предложенной модели. Так, например, уже сейчас доступны для исследований наблюдения SS 433 в жестком рентгеновском диапазоне новой обсерватории *NuSTAR* (Харрисон и др., 2013). Предполагается, что модель должна быть полезной для мирового сообщества рентгеновской астрономии, в частности, в качестве инструмента поиска феномена запуска бароинных джетов в рентгеновских двойных системах, таких как, например, 4U 1630-47, Диас Триго и др. (2013), ультра яркие рентгеновские источники (например, Holmberg II X-1, Уолтон и др. (2015)), S26 в NGC7793 (Сория и др., 2010) и необычный радиотранзиент в M82 (Джозеф, Маккароне & Фендер, 2011).



# Литература

- Андрес & Гревеза (Anders, E., Grevesse, N.), *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 1989, 53, 197
- Арно (Arnaud, K.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, eds. Jacoby G. and Barnes J., 1996, ASP Conf. 101, 17
- Атапин и др. (Atapin K., Fabrika S., Medvedev A., Vinokurov A.), 2015, *MNRAS*, 446, 893
- Бегельман, Кинг & Прингл (Begelman M. C., King A. R., Pringle J. E.), 2006, *MNRAS*, 370, 399
- Бланделл & Баулер (Blundell K. M., Bowler M. G.), 2004, *ApJ*, 616, L159
- Борисов & Фабрика (Borisov N. V., Fabrika S. N.), 1987, *SvAL*, 13, 200
- Бринкманн и др. (Brinkmann W., Fink H. H., Massaglia S., Bodo G., Ferrari A.), 1988, *A&A*, 196, 313
- Бринкманн, Котани & Каваи (Brinkmann W., Kotani T., Kawai N.), 2005, *A&A*, 431, 575
- Вайскопф и др. (Weisskopf M. C., Brinkman B., Canizares C., Garmire G., Murray S., Van Sneybroeck L. P.), 2002, *PASP*, 114, 1
- Галло и др. (Gallo E., Fender R., Kaiser C., Russell D., Morganti R., Oosterloo T., Heinz S.), 2005, *Nature*, 436, 819
- Гиес и др. (Gies D. R., McSwain M. V., Riddle R. L., Wang Z., Wiita P. J., Wingert D. W.), 2002, *ApJ*, 566, 1069
- Данн, Фабиан & Тэйлор (Dunn R. J. H., Fabian A. C., Taylor G. B.), 2005, *MNRAS*, 364, 1343
- Дере и др. (Dere K. P., Landi E., Mason H. E., Monsignori Fossi B. C., Young P. R.), 1997, *A&AS*, 125, 149
- Диас Триго и др. (Díaz Trigo M., Miller-Jones J. C. A., Migliari S., Broderick J. W., Tzioumis T.), 2013, *Natur*, 504, 260
- Джозеф, Маккароне & Фендер (Joseph T. D., Maccarone T. J., Fender R. P.), 2011, *MNRAS*, 415, L59
- Канисарес и др. (Canizares C. R., et al.), 2005, *PASP*, 117, 1144

- Котани и др.(Kotani, T., Kawai, N., Matsuoka, M.,& Brinkmann, W.), 1996, PASJ, 48, 619
- Коваль & Шакура (Koval E. V., Shakura N. I.), 1989, ESASP, 296, 479
- Кубота и др.(Kubota K., et al.), 2010, PASJ, 62, 323
- Ленди и др.(Landi E., Young P. R., Dere K. P., Del Zanna G., Mason H. E.), 2013, ApJ, 763, 86
- Лопез и др.(Lopez L. A., Marshall H. L., Canizares C. R., Schulz N. S., Kane J. F.), 2006, ApJ, 650, 338
- Маршалл, Канисарес & Шульц (Marshall H. L., Canizares C. R., Schulz N. S.), 2002, ApJ, 564, 941
- Маршалл и др.(Marshall H. L., Canizares C. R., Hillwig T., Mioduszewski A., Rupen M., Schulz N. S., Nowak M., Heinz S.), 2013, ApJ, 775, 75
- Медведев & Фабрика (Medvedev A., Fabrika S.), 2010, MNRAS, 402, 479
- Медведев и др.(Medvedev P. S., Fabrika S. N., Vasiliev V. V., Goranskij V. P., Barsukova E. A.), 2013, AstL, 39, 826
- Намики и др.(Namiki M., Kawai N., Kotani T., Makishima K.), 2003, PASJ, 55, 281
- Нильсен и др.(Nielsen J., Coriat M., Fender R., Lee J. C., Ponti G., Tzioumis A. K., Edwards P. G., Broderick J. W.), 2014, ApJ, 784, LL5
- Ошуга & Майнешиге (Ohsuga K., Mineshige S.), 2011, ApJ, 736, 2
- Парфенов (Panferov A.), 2014, A&A, 562, A130
- Пуркет и др.(Porquet D., Mewe R., Dubau J., Raassen A. J. J., Kaastra J. S.), 2001, A&A, 376, 1113
- Пуркет, Дубаи & Гроссо (Porquet D., Dubau J., Grosso N.), 2010, SSRv, 157, 103
- Сория и др.(Soria R., Pakull M. W., Broderick J. W., Corbel S., Motch C.), 2010, MNRAS, 409, 541
- Спитцер (Spitzer L.), 1962, Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publ., New York
- Стирлинг и др.(Stirling A. M., Jowett F. H., Spencer R. E., Paragi Z., Ogle R. N., Cawthorne T. V.), 2002, MNRAS, 337, 657
- Такахаси и др.(Takahashi T., et al.), 2014, SPIE, 9144, 914425
- Уолтон и др.(Walton D. J., et al.), 2015, arXiv, arXiv:1504.00023
- Уорролл (Worrall D. M.), 2009, A&ARv, 17, 1
- Фэндер (Fender R.), 2006, AIPC, 856, 23

Фэндер & Галло (Fender R., Gallo E.), 2014, SSRv, 183, 323  
Фабрика & Мещеряков (Fabrika S., Mescheryakov A.), 2001, IAUS, 205, 268  
Фабрика (Fabrika S.), 2004, ASPRv, 12, 1  
Фостер и др.(Foster A. R., Ji L., Smith R. K., Brickhouse N. S.), 2012, ApJ, 756, 128  
Харрисон и др.(Harrison F. A., et al.), 2013, ApJ, 770, 103  
Хунемордер и др.(Huenemoerder D. P., et al.), 2011, AJ, 141, 129  
Хабибуллин & Сазонов (Khabibullin I. I., Sazonov S. Y.), 2012, AstL, 38, 443  
Чуразов и др.(Churazov E., Gilfanov M., Forman W., Jones C.), 1996, ApJ, 471, 673  
Шакура & Сюняев (Shakura N. I., Sunyaev R. A.), 1973, A&A, 24, 337