

($L_{edd} \approx 10^{38} M/M_{\odot}$) эрг/с (см. раздел 10.7). В предположении сферически симметричной аккреции эддингтоновский предел должен иметь место и для активных ядер (Э. Дибай). Сравнение масс и болометрических светимостей ядер показало, что это действительно имеет место. Из сотен галактик и квазаров, имеющих прямые или косвенные оценки M_{BH} , лишь немногие квазары переходят эддингтоновский рубеж. В этих случаях можно говорить либо о нестационарной аккреции на СМЧД, либо о недооценке массы черной дыры. В абсолютном большинстве случаев светимость ядер активных галактик лежит в пределах $10^{-2}-1 L_{edd}$, систематически возрастая от галактик Сейферта к квазарам.

По-видимому, возникновение массивных черных дыр в центрах галактик тесно связано с ростом и, возможно, слиянием небольших по массе «затравочных» черных дыр, оказавшихся в центре галактики при формировании звездных сфероидальных компонентов. Причем, по крайней мере в случае наиболее массивных черных дыр, их основной рост должен быть очень быстрым — не более миллиарда лет, иначе трудно объяснить существование квазаров в еще «молодой» Вселенной, на красных смещениях $z \approx 4-6$. Но медленный рост массы СМЧД из-за аккреции вещества может продолжаться в течение всей жизни галактики. Причем масса может расти в результате аккреции не только газа, но и темного небарионного вещества, которое заполняет галактику, и в гравитационном поле которого галактика когда-то сформировалась.

11.9. Скопления галактик

11.9.1. Общие сведения

Неоднородности в пространственном распределении галактик проявляются в существовании систем галактик — пар, групп (от нескольких членов до нескольких десятков, не считая карликовых спутников галактик) и скоплений (от нескольких десятков до нескольких тысяч, а в отдельных случаях — еще большего числа членов). Скопления, в свою очередь, образуют ячеистую крупномасштабную структуру Вселенной (см. далее). Резкой границы, разделяющей большие группы и маленькие скопления, не существует.

Известны многие тысячи скоплений галактик, разбросанных по всему небу. Как и звездные скопления, скопления галактик условно разделяют на два типа: рассеянные (неправильные, иррегуляр-

ные) и сферические (правильные, регулярные) скопления. Первые содержат меньше галактик, они слабо группируются к центру, форма скопления неопределенная. Сферические скопления имеют сравнительно симметричную форму, круглую или заметно вытянутую, они обладают более сильной концентрацией галактик в центре, число галактик в них значительно больше. Характерные значения эффективных радиусов R_e , в пределах которых содержится примерно половина членов, для тех и других скоплений составляют несколько мегапарсек.

Пример. Найдем среднее расстояние l между галактиками, если в пределах радиуса $R_e = 2$ Мпк содержится 2000 галактик. Предполагая сферическую симметрию, получаем $l \approx R_e (\frac{4}{3}\pi/2000)^{1/3} \approx 260$ кпк, что всего лишь вдесятеро превышает диаметр гигантских галактик. Поскольку плотность галактик в центре скопления существенно выше средней, это означает, что в наиболее плотных областях средние расстояния между соседними системами сопоставимы с размерами гигантских галактик. Этот пример показывает, что, в отличие от звезд в звездных скоплениях, при анализе движения галактик их нельзя считать точками, между ними должны часто происходить сближения или прямые столкновения.

Внутри любого скопления всегда наблюдается хотя бы несколько гигантских эллиптических (E) или линзовидных (S0) галактик, хотя относительное число галактик этих типов сильно меняется от скопления к скоплению. Чем плотнее скопление, т. е. чем в среднем ближе друг к другу ее члены, тем выше доля галактик E–S0. Доля спиральных галактик вне скоплений (без учета карликовых систем) составляет около 80%, внутри скоплений — около половины, а в центральной части богатых скоплений они практически отсутствуют. Зато доля галактик E–S0 соответственно растет, так что в богатых скоплениях они преобладают.

Судя по спектрам звездного населения, галактики скоплений (как спиральные, так и эллиптические) — это такие же старые звездные системы, как и галактики, не принадлежащие к ним, хотя в каждой могут находиться звезды различного возраста.

Расстояния до скоплений галактик определяют как среднее расстояние до галактик в центральной области скопления. Самое близкое к нам богатое иррегулярное скопление находится в созвездии Девы (Virgo), на расстоянии около 15 Мпк (по сути дела, наша Местная группа галактик находится в близкой окрестности скоп-

ления Virgo). В основном, оно содержит спиральные и неправильные галактики. Самая массивная галактика в этом скоплении — гигантская эллиптическая система M87 с активным ядром (радиогалактика Дева-A). Ближайшее регулярное скопление наблюдается в созвездии Волосы Вероники (лат. *Coma Berenices*, или просто Coma), содержащее более 10 тысяч галактик. Оно находится примерно в семь раз дальше, чем скопление Девы.

Важнейшей характеристикой скопления является дисперсия лучевых скоростей ее членов, в качестве которой обычно рассматривается среднеквадратичное отклонение лучевых скоростей ΔV_r от среднего значения для галактик скопления. Для крупных скоплений эта величина иногда превышает тысячу километров в секунду. Скорости вращения скопления как целого, как правило, необнаружимо малы, так что галактики движутся внутри него по различным направлениям. При этом во многих скоплениях наблюдаются отдельные группировки, то есть галактики плохо перемешаны.

Характерное время пересечения скопления галактикой составляет $t = R_e/\Delta V$. Принимая $R_e \approx 3 \text{ Мпк} \approx 10^{20} \text{ км}$, $\Delta V \approx 1000 \text{ км/с}$, получаем $t \approx 10^{17} \text{ с}$, или ≈ 3 миллиарда лет. Поскольку эта величина в несколько раз меньше возраста галактик, средняя галактика успела несколько раз пересечь скопление. Тем не менее, на периферии скопления должно быть немало галактик, которые еще ни разу не побывали в плотной центральной области.

Скопления галактик можно рассматривать как самые крупные в природе гравитационно-связанные системы. Однако возраст скоплений недостаточно велик для эффективного обмена энергией при сближениях галактик (за исключением галактик в самых плотных центральных областях регулярных скоплений). Поэтому скопления не являются равновесными прорелаксированными системами. Галактики, наблюдаемые во внешних областях скопления, могут еще только падать на него, и в этом случае они лишь через миллиарды лет пройдут через его центральную область.

11.9.2. Газ в скоплениях галактик

Наличие межгалактического газа было обнаружено по рентгеновскому излучению скоплений, регистрируемому орбитальными космическими обсерваториями. Другим наблюдаемым проявлением горячей среды в скоплениях является эффект Сюняева–Зельдовича,

приводящий к искажению спектра фонового радиоизлучения в направлении на скопления (см. следующую главу).

Чтобы газ заполнял какую-либо гравитационно-связанную систему, скорость отдельных атомов (или скорость звука в газе) должна быть близка к средней скорости относительного движения членов этой системы. При меньших скоростях газ будет падать на центр системы, при больших — покидать ее, поскольку гравитационное поле окажется не в состоянии его удержать. В случае массивных скоплений средние скорости галактик, равные 1–2 тыс. км/с, соответствуют температуре газа (водорода) $T = 400\text{--}600$ миллионов К. Такой газ излучает преимущественно в мягком рентгеновском диапазоне, механизмом излучения являются свободно-свободные переходы в нерелятивистской плазме. Таким образом, температура газа отражает глубину потенциальной ямы, образуемой гравитационным полем скопления, и поэтому ее оценка может быть использована для определения полной массы скопления.

Измерения рентгеновского излучения позволяют оценить две величины, характеризующие состояние газа и его массу: температуру, определяемую по форме спектра, и интенсивность излучения.

$$I_\nu \sim \int n_e^2(R) \lambda(T) dl,$$

где $n_e(R)$ — зависимость концентрации ионов (электронов) от расстояния до центра скопления, $\lambda(T)$ — функция охлаждения, характеризующая излучательную способность среды (см. главу 4), а интеграл берется вдоль луча зрения. Таким образом, наблюдения позволяют рассчитать модель скопления и определить зависимости $T(R)$ и $n_e(R)$. При этом, конечно, учитывается влияние на спектр рентгеновского излучения как красного смещения скопления, так и селективного поглощения в межзвездной среде нашей Галактики. Оказалось, что характерная концентрация ионов (электронов) межгалактического газа скоплений n_e меняется от $\approx 10^{-4}$ до $5 \cdot 10^{-3}$ см $^{-3}$ в центральной области. При этом на общее рентгеновское свечение межгалактического газа накладывается излучение горячих газовых корон гигантских галактик.

Время остывания газа, пропорциональное Tn_e^{-1} (см. главу 4), для внутренних областей скоплений сопоставимо с возрастом галактик, а это означает, что часть газа успевает охладиться. Действительно, во многих скоплениях в центральной области радиусом около 100 кпк

температура газа понижена в 2–3 раза по сравнению с более далекими областями. Более холодный газ, сжимаемый давлением окружающей, еще не остывшей среды, увеличивает свою плотность, становится неоднородным, охлаждается еще больше, и уже не может удержаться в равновесии в гравитационном поле скопления. Судьба такого газа не очень понятна. По-видимому, он образует так называемые охлаждаемые потоки (англ. *cooling flow*) и падает на центральные галактики скопления, где он может либо охлаждаться дальше и превращаться в звезды, либо какое-то время накапливаться в галактике, поддерживая свою температуру благодаря вспышкам сверхновых в звездном гало.

Современные рентгеновские обсерватории (XMM-«Ньютон», «Chandra») позволили проследить распределение яркости рентгеновского излучения в скоплениях, удаленных от нас до расстояний в несколько миллиардов световых лет (красное смещение $z > 1$). Исследования подтвердили наличие неоднородностей яркости (субструктур в распределении горячего газа), свидетельствующих о том, что скопления еще далеки от полного динамического равновесия, и их формирование продолжается. В отдельных случаях были обнаружены ударные волны в горячем газе, возникающие при столкновении газовых масс в процессе слияния двух скоплений.

Можно было бы ожидать, что межгалактический газ — это тот первичный газ, который остался после формирования галактик. Но в этом случае он представлял бы собой практически чистую водородно-гелиевую плазму. Однако в рентгеновских спектрах скоплений были найдены линии излучения ионизованных атомов железа и некоторых других тяжелых элементов. Содержание тяжелых элементов в газе оказалось лишь в несколько раз меньше, чем у звезд типа Солнца. Это говорит о том, что межгалактический газ успел перемешаться с газом, который частично прошел ядерную переработку в звездах и, по-видимому, был выброшен из галактик на стадии бурного звездообразования в эпоху их молодости.

11.9.3. Оценка массы богатых скоплений

Полная масса скоплений, как и масса $M(R)$ внутри заданного радиуса R , несет важную информацию об особенностях формирования скоплений и о соотношении между темной и барионной массой во Вселенной. Вопрос о существовании скрытой массы как раз и возник впервые в результате противоречия между оценками масс, полу-

ченными по интегральной светимости галактик скоплений и по скоростям их относительного движения. В настоящее время используются три независимых метода оценки масс скоплений.

1. Оценка массы по дисперсии скоростей членов скопления.

Если известно среднеквадратичное значение лучевых скоростей галактик относительно средней скорости скопления ΔV_r , то, учитывая, что в рамках сферически-симметричного приближения модуль среднеквадратичной скорости $\Delta V = \sqrt{3}\Delta V_r$, полную массу скопления можно найти через теорему вириала: $M_{cl} \sim \alpha(\Delta V)^2 R_e / G$, где R_e — эффективный радиус скопления, а α — модельный коэффициент порядка единицы, зависящий от принимаемого характера изменения плотности с радиальной координатой R .

2. Оценка массы по распределению горячего газа. В простейшем случае считается, что газ находится в квазиравновесном состоянии, а распределение плотности обладает сферической симметрией. Тогда масса скопления $M(R)$ в пределах радиуса R может быть оценена из уравнения гидростатического равновесия:

$$\frac{dP}{dR} = \rho(R)g(R) = -nm \cdot \frac{GM(R)}{R^2},$$

где $g(R) < 0$ — ускорение свободного падения на данном R , $\rho = nm$, n и m — концентрация и средняя масса частиц газа, а давление $P = nkT$. Для решения уравнения задается определенная модель скопления и находятся параметры модели, описывающие зависимости $M(R)$, $\rho(R)$, $T(R)$, при которых объясняются наблюдаемые значения яркости рентгеновского излучения газа и форма его спектра на различных угловых расстояниях от центра скопления.

Грубую оценку массы скопления можно получить, как и для предыдущего случая, из теоремы вириала, полагая $(\Delta V)^2 = 3kT/m_p$, где T — средняя температура газа, определенная по форме спектра рентгеновского излучения.

3. Оценка массы по гравитационному линзированию. Данный метод пригоден только для тех скоплений, сквозь которые видны искаженные изображения более далеких галактик, «построенные» гравитационным полем скопления. Этот эффект, однако, довольно часто наблюдается — более чем в 20% богатых скоплениях. Чаще всего изображения далеких галактик (одной или нескольких) сильно деформированы и вытянуты в дуги с вогнутостью к центру скопления, причем одна и та же галактика может разбиться на ряд

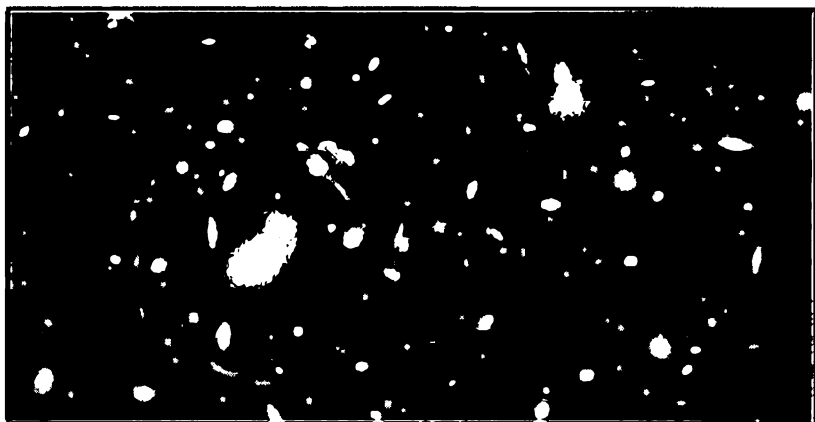


Рис. 11.13. Скопление галактик как гравитационная линза. Обрывки дуг представляют собой линзированные изображения более далеких галактик.
Снимок телескопа «Хаббл».

изображений (см. рис. 11.13). Измерения красных смещений подобных дуг показывают, что это изображения галактик, находящихся в несколько раз (иногда более чем на порядок) дальше скопления. С эффектом линзирования света звезд на компактных объектах мы уже встречались раньше (см. главу 8), но в случае скоплений, играющих роль гравитационных линз, мы уже имеем дело не с точечными массами, а с массами, распределенными в пространстве, причем не всегда сферически симметрично. Поэтому общая картина изображений, построенных гравитационным полем скопления, оказывается более сложной, и ее анализ позволяет получить информацию о массе скопления в пределах различных расстояний от центра.

Для оценки интегральных масс скоплений используют и так называемый метод слабого линзирования. Метод базируется на статистической оценке ориентаций видимых вытянутостей изображений большого числа слабых далеких галактик, наблюдаемых на фоне выбранного скопления. В отсутствие скопления ориентация галактик была бы хаотичной, но гравитационное поле скопления растягивает изображения в тангенциальном направлении, внося некоторую упорядоченность в распределении направлений вытянутости галактик. Этот эффект действительно обнаруживает себя на статистическом уровне.

Массы скоплений, оцененные различными методами, составля-

ют от $10^{13} M_{\odot}$ для небольших скоплений до $10^{15} M_{\odot}$ для гигантских систем. Все три метода подтверждают, что масса богатых скоплений многократно (иногда в десятки раз) превосходит суммарную массу видимого вещества входящих в них галактик. При этом масса рентгеновского газа сопоставима с массой видимых галактик, а в некоторых случаях и превосходит ее. Однако ясно, что даже такого количества межгалактического газа недостаточно для объяснения полной массы скопления: на долю газа обычно приходится не более 10–15 % полной массы. По-видимому, неизбежен вывод о значительном преобладании темной небарионной массы в масштабах скоплений.

11.9.4. Особенности эволюции галактик в скоплениях

Сравнительная близость галактик друг к другу и наличие газовой среды, в которой быстро движутся галактики, накладывают свой отпечаток на эволюцию галактик в скоплениях. Рассмотрим сначала взаимодействие галактик при их сближении друг с другом. В скоплениях оно происходит достаточно часто.

Пример. Найдем характерное время t_c между столкновениями галактик, независимо движущихся в скоплении. В центральной области концентрация галактик n_g составляет несколько сотен объектов на 1 Мпк^3 . Примем $n_g = 300 \text{ Мпк}^{-3}$. При средней относительной скорости движения $\Delta V \approx 1000 \text{ км/с}$ радиус сечения взаимодействия R_c превышает величину GM/V^2 (см. раздел 11.4.1), справедливую для точечных масс, и близок к геометрическому размеру галактик ($\approx 10 \text{ кпк}$). В этом случае $t_c = (\pi R_c^2 \Delta V n_g)^{-1} \approx 10^{10}$ лет. Эта оценка показывает, что за космологическое время ~ 14 млрд. лет существенная доля галактик, проходящих через центральную часть скопления, должна была испытать тесное сближение.

Столкновения галактик приводят к обмену энергиями между ними, к приливной деформации либо к слиянию двух галактик в одну вследствие неупругого характера столкновений (часть кинетической энергии движения переходит при этом в энергию внутренних движений звезд галактик). Как показали численные модели, лобовое столкновение двух спиральных галактик может превратить их в одну эллиптическую или линзовидную галактику, практически лишенную газа. Но чаще всего галактики проходят на некотором расстоянии друг от друга и расходятся практически не изменившимися.

Процессы столкновений более эффективно идут не в скоплениях, а в группах галактик, где наблюдается не только их высокая

концентрация, но и более низкие относительные скорости движения. Благодаря последнему обстоятельству, сблизившиеся галактики дольше находятся недалеко друг от друга, так что приливные силы успевают вызвать более существенные изменения структуры. Возникают приливные хвосты и перемычки, и в итоге галактики в компактных группах теряют часть своего вещества, а со временем, по-видимому, сливаются.

Для скоплений наиболее эффективным является процесс поглощения гигантскими галактиками других галактик, проходящих через их звездное гало. При этом динамическое трение (см. раздел 11.4.1) заставляет влетевшую галактику терять энергию, двигаться по спиральной траектории к центру и, в конце концов, разрушаться. Предполагается, что гигантские эллиптические галактики с протяженным гало, часто наблюдаемые в центральных областях скоплений (так называемые cD-галактики) «выросли» именно за счет поглощения других членов скопления. Масса таких галактик иногда достигает $10^{13} M_{\odot}$. Они часто обладают активными ядрами (см. раздел 11.8). Ближайшая галактика такого типа — M87, центральная галактика скопления в Деве.

Взаимодействие галактик с межгалактическим газом может принимать более разнообразные формы, особенно для спиральных галактик, содержащих межзвездный газ. Эффективность процессов взаимодействия внутригалактического и межгалактического газа становится очевидной, если сравнить давление газа в трех характерных случаях:

— давление межгалактического газа $P = nkT$. При $n = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ и $T = 10^7 \text{ K}$ имеем: $P \approx 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$;

— лобовое давление на галактику со стороны набегающего потока межгалактического газа с плотностью $\rho \approx 10^{-27} \text{ г/см}^3$ и скоростью $V_g \approx 1000 \text{ км/с}$: $P \approx \rho V_g^2 \approx 10^{-11} \text{ эрг/см}^3$;

— характерное значение давления межзвездного газа в плоскости диска галактики, где оно максимально (для определенности используем оценки, полученные для окрестности Солнца в нашей Галактике): $nkT \approx 10^{-12} - 10^{-13} \text{ эрг/см}^3$ (см. таблицу 4.1).

Разумеется, приведенные соотношения меняются как от галактики к галактике, так и внутри одной галактики. Но они наглядно показывают, что как статическое давление межгалактического газа, так и давление набегающего потока могут сильно менять свойства межзвездной среды в дисковых галактиках.

Механизмы воздействия среды на внутригалактический газ и последствия этого воздействия могут быть различными. Наиболее эффективными, по-видимому, являются:

— выметание газа из внешних областей диска, где газ слабее удерживается галактикой;

— сжатие газового слоя внешним давлением, стимулирующее звездообразование и более быстрое истощение газа;

— «сдувание» газа, сбрасываемого старыми звездами диска и гало, препятствующее его аккреции на плоскость диска; в результате этого запасы газа в диске галактики не пополняются, и звездообразование приводит к почти полному истощению газа за несколько миллиардов лет.

Наблюдения подтверждают, что в значительной части спиральных галактик скоплений имеет место недостаток газа (HI) по сравнению с его количеством в аналогичных по типу и размеру галактиках вне скоплений.

По-видимому, быстрое истощение газа в спиральных галактиках вследствие звездообразования, «стимулированное» окружением, как и потеря газа из-за взаимодействия с межгалактической средой, являются теми причинами, которые приводят к преобладанию линзовидных галактик в богатых скоплениях. Действительно, как показывают наблюдения, в далеких скоплениях ($z > 0.4$), которые мы наблюдаем в прошлом времени, значительно выше доля галактик с более голубым цветом; в них активное звездообразование либо продолжается, либо завершилось сравнительно недавно (эффект Бачлера–Омлера).

Для центральных галактик скопления, как отмечалось выше, важную роль в эволюции могут играть также потоки охлаждающегося межгалактического газа.

Таким образом, особенности эволюции галактик в скоплениях приводят к преобладанию среди них эллиптических галактик и дисковых галактик с низким содержанием газа и слабым звездообразованием и к появлению отдельных галактик гигантской массы.

11.10. Задачи

1. Найти средние темпы звездообразования $\langle \text{SFR} \rangle$ за всю историю звездного диска Галактики. Принять возраст диска $T = 10^{10}$ лет. Считать, что радиальное распределение плотности диска явля-