

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Эмпирические сценарии эволюции галактик

О.К. Сильченко

Сейчас в нашем понимании эволюции Вселенной сложилась парадоксальная ситуация: общепринятая космологическая Λ CDM-модель объясняет структуру и эволюцию Вселенной на больших масштабах, но на масштабах отдельных галактик остаются трудности. Поэтому особое внимание сейчас уделяется эмпирическим сценариям формирования и эволюции галактик, опирающимся на высококачественные наблюдения далёких галактик. За последние 10–15 лет было предложено несколько таких сценариев. Например, открытие в 2007–2009 гг. неожиданно быстрой эволюции размеров гигантских эллиптических галактик привело к отказу от большого мерджинга как магистрального пути построения этих объектов. Теперь общепринятым стал так называемый двухстадийный сценарий, в котором на раннем этапе формируется компактная звёздная "затравка", а затем быстрое "распухание" эллиптической галактики происходит в результате множественного бездиссипативного малого мерджинга. Открытие популяции квазаров на $z > 6$ с массами центральных чёрных дыр в миллиард солнечных масс привело к разработке сценариев раннего самостоятельного роста чёрных дыр с последующим "обрастанием" их галактиками. И, наконец, успехи панорамной спектроскопии на крупных телескопах в последние годы позволили нацелить критический момент в эволюции динамики спиральных галактик на $z = 1$, не предусмотренный ранее космологическими моделями эволюции Вселенной.

Ключевые слова: эволюция галактик, формирование галактик, структура галактик, звездообразование, химическая эволюция

PACS numbers: 98.52.–b, 98.62.Ai, 98.62.Js

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2022.09.039239>

Содержание

1. Введение (1313).

1.1. Подходы к исследованию эволюции галактик. 1.2. Теоретические модели эволюции галактик. 1.3. Эмпирические (астрономические) модели эволюции галактик.

2. Морфология и наблюдаемые особенности далёких галактик (1317).

2.1. Ly-break галактики. 2.2. Ly α -emission галактики (LAE). 2.3. Субмиллиметровые галактики.

3. Масштабные соотношения параметров галактик (1320).

3.1. "Виральные" соотношения: соотношение Талли–Фишера для спиральных галактик и соотношение Фабера–Джексона для эллиптических галактик. 3.2. Зависимость Фолла: угловой момент, как он приобретает и куда исчезает. 3.3. Размер–масса и фундаментальная плоскость. 3.4. Главная последовательность галактик (темпы звездообразования). 3.5. Загадки химической эволюции: зависимость масса–металличность для галактик. 3.6. Сверхмассивные чёрные дыры в центрах галактик.

4. Эмпирический сценарий формирования гигантских эллиптических галактик (1326).

4.1. Предпосылки для революции: градиент металличности в эллиптических галактиках. 4.2. Предпосылки для революции: эволюция размера в эллиптических галактиках. 4.3. Современный сценарий эволюции для эллиптических галактик.

5. Что было раньше — курица или яйцо, или эмпирический взгляд на формирование центральных чёрных дыр в галактиках (1330).

5.1. Предпосылки для революции: сверхмассивные чёрные дыры на больших красных смещениях. 5.2. Самостоятельное зарождение сверхмассивных чёрных дыр. 5.3. Эволюция сверхмассивных чёрных дыр. 5.4. Обещание сценария для сверхмассивных чёрных дыр...

6. Эмпирический сценарий формирования дисковых галактик (1333).

6.1. Ключевые факторы эволюции дисковых галактик. 6.2. Эволюция момента определяет всё? 6.3. ...Или всё же режим аккреции определяет звездообразование? Эволюция линзовидных галактик.

7. Заключение (1336).

Список литературы (1336).

О.К. Сильченко

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт
им. П.К. Штернберга,
Университетский просп. 13, 119234 Москва, Российская Федерация
E-mail: olga@sai.msu.ru

Статья поступила 25 июня 2021 г.,
после доработки 9 сентября 2022 г.

1. Введение

1.1. Подходы к исследованию эволюции галактик

Изучение эволюции галактик, которое включает в себя исследование изменения со временем основных характеристик: массы, структуры, звёздного состава, содержания газа, темпов звездообразования в галактиках — в

последние 20 лет окончательно стало в астрономии преимущественно наблюдательной задачей. Со вводом в строй целой плеяды крупных телескопов, с диаметрами зеркал 8 м и больше, прямым наблюдениям стали доступны очень далёкие галактики. Чем дальше от нас галактика, тем дольше идёт от неё свет. Из-за конечной скорости света мы в данный момент наблюдаем далёкие галактики на их существенно более ранних стадиях развития, чем близкие к нам объекты. Если у нас есть космологическая модель, описывающая геометрию Вселенной на разных стадиях её расширения, мы можем однозначно связать "момент", или возраст Вселенной после Большого взрыва, с красным смещением объекта наблюдения. На красном смещении z оценка космологического возраста Вселенной — времени, прошедшего от Большого взрыва — вычисляется в общем случае по формуле

$$t(z) = \frac{1}{H_0} \int_z^\infty \frac{dz}{(1+z)E(z)},$$

где

$$E(z) = \sqrt{\Omega_\Lambda + (1 - \Omega_0)(1+z)^2 + \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_r(1+z)^4}.$$

В некоторых частных случаях (которые, как мы теперь думаем, и реализуются в нашей персональной Вселенной), например, в геометрически плоской Вселенной, где $\Omega_\Lambda + \Omega_m = 1$, интеграл берётся аналитически:

$$t(z) = \frac{2}{3H_0\sqrt{\Omega_\Lambda}} \ln \left(\frac{\sqrt{\Omega_\Lambda(1+z)^{-3}} + \sqrt{\Omega_\Lambda(1+z)^{-3} + \Omega_m}}{\sqrt{\Omega_m}} \right).$$

А если красное смещение $z \gg 1$, то во всех моделях

$$t(z) \approx \frac{2}{3H_0} \Omega_m^{-1/2} (1+z)^{-3/2}.$$

В рамках современной "стандартной" космологической модели, $\Omega_\Lambda \approx 0,7$ и $\Omega_m \approx 0,3$, на красном смещении 0,5 мы наблюдаем галактики в их состоянии 5 млрд лет назад, галактики на красном смещении $z = 1$ — такими, какими они были 8 млрд лет назад, а на красном смещении $z = 2$ — 10 млрд лет назад. Рекорд по дальности на данный момент принадлежит галактике GN-z11, у которой спектроскопически подтверждённое красное смещение почти 11 [1, 2]. Мы застали эту галактику в её жизненный момент, когда Вселенной было всего 0,4 млрд лет. То есть практически всю историю расширения Вселенной, от возраста 0,4 млрд лет до современного возраста 13,7 млрд лет, мы наблюдаем "на просвет". Для красных смещений 7–8, когда Вселенной было всего 0,7 млрд лет, уже существуют хорошо изученные *выборки* галактик, насчитывающие десятки объектов. В принципе, связывая друг с другом хорошо изученные галактики на разных стадиях их развития, наблюдающиеся на разных красных смещениях, можно выстроить реальную эволюционную последовательность и проследить, как развивались и изменялись те или иные свойства галактик. На самом деле впечатление, что мы таким образом напрямую наблюдаем эволюцию галактик, является, конечно, иллюзией. На разных красных смещениях наблюдаются *разные* галактики, а не одна и та же; и чтобы связать их в единую эволюционную цепочку, без модельного подхода, предлагающего физические механизмы формирования и преобразования

структуры и содержимого галактик, не обойтись. И тем не менее богатство наблюдательного материала касательно свойств галактик на разных красных смещениях существенно ограничивает свободу теоретиков в выборе ключевых факторов и магистральных путей для моделей эволюции содержимого Вселенной.

1.2. Теоретические модели эволюции галактик

История развития *моделей* формирования галактик почти такая же длинная, как и история их наблюдательного исследования. Первые, классические модели, которые сейчас получили общее название моделей "монотонного коллапса", были описаны, а потом и просчитаны во второй половине 1960-х — первой половине 1970-х годов. В 1967 году Партридж и Пиблз, комбинируя расширение наполненной материей Вселенной и гравитационную неустойчивость этой самой материи по Джинсу, прикинули, что протогалактика — будущий Млечный Путь — массой 10^{11} солнечных масс и радиусом 20 кпк обособится от хаббловского расширения и начнёт коллапсировать под действием собственной гравитации где-то на красном смещении 10–30 [3]. А далее надо было просто посчитать на компьютере, как именно большое газовое облако с массой, соизмеримой с массой будущей галактики, под действием ньютоновской гравитации и джинсовской неустойчивости будет коллапсировать, фрагментировать и формировать звёзды. Самую популярную серию таких моделей рассчитал тогда ещё совсем молодой Ричард Ларсон [4–6] — собственно, это была его диссертация. Но уже в конце 1970-х годов вместе со взрывным развитием космологии пришло понимание необходимости "встраивания" эволюции отдельных галактик в эволюцию всей Вселенной сразу. Классической работой, в которой формирование галактик как барионных структур уже шло вслед за эволюцией крупномасштабной структуры Вселенной, управляемой гравитацией тёмной материи, была статья Саймона Уайта и Мартина Риса [7]. Основными последовательными стадиями формирования галактик объявлялись коллапс тёмного гало (что примечательно, под действием всё той же ньютоновской гравитации и джинсовской неустойчивости), вириализация газа внутри этого гало, дальнейшее его радиативное остывание внутри гало и оседание в диск. Радиус — расстояние от центра гало в плоскости диска, — на который попадал конкретный фрагмент остывшего газа, определялся унаследованным от тёмной материи угловым моментом (angular momentum в англоязычной литературе, который с точки зрения русской физической терминологии, скорее, момент импульса). Всё звездообразование происходило уже в диске: звёзды рождались из холодного фрагментирующего газа. Эта простая схема легла в основу всех моделей формирования галактик на 30 лет после классической работы Саймона Уайта и Мартина Риса [7].

Модели, которые генерировались в течение 1990–2000-х годов, можно классифицировать как так называемые "физические" и "полуаналитические". В основе и тех, и других лежит численный расчёт гравитационного сгущения тёмной материи и коллапса (отделения от общего фона расширяющейся Вселенной) самогравитирующих тёмных гало. Из-за иерархического характера гравитационного сгущения тёмной материи, которая изначально была однородно распределена по всему объёму расширяющейся Вселенной, распределение тёмных гало

по массе со временем сдвигается в сторону больших масс. При этом распределение тёмных гало по массам на всех этапах эволюции наклонено в сторону маломассивных гало и после нескольких циклов слияний уже не зависит от начального спектра флуктуаций плотности [8]. На ранних стадиях эволюции Вселенной, в эпоху рождения первых звёзд, самые массивные тёмные гало не превышают 10^6 масс Солнца [9], а к настоящему времени верхний предел самогравитирующих тёмных гало оценивается в 10^{15} масс Солнца и отождествляется со скоплениями галактик [10]. Соответственно, в ранних моделях формирования галактик, основанных на космологии, предполагалось, что первыми во Вселенной сформировались карликовые галактики (например, карликовым галактикам Местной группы даже присвоили звание "кирпичиков", из которых постепенно строились более массивные галактики типа Млечного Пути). На самом деле из наблюдений было известно уже тогда, что самым старым звёздным населением в современной Вселенной обладают самые массивные эллиптические галактики. Со временем наблюдателям удалось убедить теоретиков, что в реальной Вселенной царит так называемая антииерархия (downsizing), т.е. основные эволюционные события сначала формируют самые крупные галактики, а со временем развиваются и в карликах. Для того чтобы совместить эти две противоположные тенденции — иерархический характер формирования тёмных гало и антииерархию среди наблюдаемых галактик — пришлось очень серьёзно поразмыслить над физикой барионов внутри тёмных гало. И именно принимаемая физика барионов до сих пор очень "индивидуальна" в различных семействах физических и полуаналитических моделей формирования галактик.

1.2.1. Физические космологические модели эволюции галактик. Физические модели включают численный расчёт полной физики как для тёмной, так и для барионной компоненты материи. Хороший обзор результатов физических моделей формирования галактик в рамках полной космологической Λ CDM-Вселенной представлен Сомервиль и Дэйви [11]. Подробное описание технических деталей и особенностей конкретных подходов для современных космологических численных моделей можно посмотреть в техническом обзоре Фогельсберга и др. [12]. В настоящее время существует несколько известных комплексов таких полных физических моделей эволюции Вселенной. Среди самых популярных можно назвать Illustris [13], EAGLE [14], Magneticum Pathfinder [15], Horizon-AGN [16], MassiveBlack-II [17], FIRE [18], MUFASA [19], BANAMAS [20], Simba [21]; есть и другие, не менее достойные. Гравитационная основа у всех моделей примерно одинаковая, а вот газодинамика, необходимая для прослеживания эволюции барионной компоненты, существенно различается, и не только пространственным разрешением. Из-за этого результаты моделей на малых масштабах, важных для формирования индивидуальных галактик, порой даже визуально не похожи друг на друга: это отлично продемонстрировано на рис. 2 в обзоре [22], где представлены виды плазмы модельных дисковых галактик, рассчитанных с помощью газодинамических кодов GASOLINE, AREPO, GIZMO, GADGET и RAMSES. И среди различий в трактовке газодинамики есть пункты, которые критическим образом сказываются на самой природе

формирования галактик. Пожалуй, о самом ярком таком различии свидетельствует дискуссия о важности холодных потоков газа, натекающих на индивидуальные тёмные гало вдоль космологических филаментов — деталей крупномасштабной структуры Вселенной. Доходят ли сфокусированные холодные потоки газа до самих галактик [23] или они растворяются в горячем вириализованном газе, наполняющем тёмные гало галактик [24], — от этого существенно зависит вся картина эволюции, например, углового момента галактического диска. А согласия по этому поводу между теоретиками до сих пор нет.

1.2.2. Полуаналитические космологические модели эволюции галактик. Полуаналитические модели формирования галактик (SAM) развивались параллельно с физическими — собственно, первые детальные модели и были полуаналитическими [25], — и они были особенно привлекательны существенной экономией компьютерных ресурсов. Эта экономия достигалась за счёт того, что с помощью компьютеров рассчитывалась только эволюция тёмной материи и связанная с ней динамическая и структурная эволюция галактики, а вся барионная физика записывалась аналитически, с помощью известных из наблюдений феноменологических параметрических связей между основными характеристиками галактик — интегральными или локальными. Например, скорость остывания горячего (вириализованного) газа гало связана с его плотностью, температурой и металличностью известным образом; темпы звездообразования пропорциональны плотности уже *холодного* газа диска в некоторой небольшой степени — закон Кенниката – Шмидта; генерация новых тяжёлых элементов связана с темпами звездообразования, а их вынос в горячий газ гало — с энергетикой массивных звёзд, число которых тоже пропорционально темпам звездообразования. Светимость галактики рассчитывается методом эволюционного синтеза на основе истории звездообразования и эволюции металличности. Таким образом эволюция основных параметров галактики: светимости, звёздной массы, темпов звездообразования, доли газа в барионной массе, химического состава — закольцовывается через небольшое число степенных соотношений и легко рассчитывается.

Вся проблема состоит в параметризации этих аналитических соотношений и в назначении "главного" из них. Некоторый произвол и творческая свобода в подходе к выбору параметрических связей между основными характеристиками звёздно-газовых систем усугубились необходимостью найти механизм "подавления" звездообразования в массивных галактиках на довольно ранней стадии их развития — иначе мы не получим антииерархии и известной из наблюдений корреляции возраста звёздных систем с их массой. Богатство выбора механизмов остановки звездообразования породило за последнее десятилетие множество полуаналитических моделей формирования и эволюции галактик, сфокусированных на объяснении отдельных конкретных наблюдательных проявлений и редко пытающихся охватить весь имеющийся в наличии комплекс таких проявлений. В качестве примеров можно упомянуть следующие: подход [26], где аккреция холодного газа подавлялась для гало с массой ниже некоторого порога; подход [27], где ключевым агентом подавления звездообразования на больших красных

смещениях объявлялась не масса тёмного гало, а пониженная металличность газа; подход [28], где всей эволюцией управляло соотношение характерных времён притока газа и его истощения на звездообразование, и многие другие разнообразные подходы. Последняя из упомянутых полуаналитических моделей, [28], относится к подвиду "регуляторных". Эти модели, в которых вся эволюция барионного, в том числе звёздного, содержимого галактики управляется балансом между притоком газа извне и его уходом в результате "впрыска" энергии, связанного со звездообразованием, сейчас приобрели особое распространение. Согласно обзору [29] самой популярной из них является модель Саймона Лилли [30]. Коротко опишем для примера особенности его подхода.

Модель Саймона Лилли с соавторами [30] основана на принятой авторами прямой связи между аккрецией тёмной материи на "зародыш" галактики и её темпами звездообразования (SFR), которые очевидно связаны с количеством газа в галактике (и с темпами его прихода извне, если галактика формирует звёзды в квазистационарном режиме). Сами авторы настойчиво называют свою модель "очень простой физической моделью", и, действительно, при предположении постоянства во времени некоторых ключевых "регуляторов" эта модель поддаётся даже аналитическому описанию. Идея связать темп аккреции тёмной материи (теоретический) и темп аккреции внешнего газа, определяющий темп звездообразования (наблюдаемый), обязана своим рождением двум фактам. В расчёте на единицу массы и тот и другой крайне слабо зависят от полной массы галактики (её гало), зато круто, с показателем степени 2–3, возрастает с увеличением красного смещения:

$$\frac{dM_{DM}/dt}{M_{DM}} \propto (1+z)^{2.2} \quad [31],$$

$$\frac{SFR}{M_*} \propto (1+z)^{2.8} \quad [32].$$

Хотя степени при красном смещении в этих двух — первом теоретическом и втором эмпирическом — соотношениях, строго говоря, не равны, их некоторое сходство позволяет предположить в моделях, что газ втекает извне в галактику с тем же темпом, или по крайней мере пропорциональным, что и тёмная материя; а темп втекания тёмной материи на каждом этапе эволюции Вселенной известен из численных моделей. "Регулируют" эволюцию галактики именно потоки газа, втекающего в галактику и вытекающего из неё; в свою очередь, количество газа внутри галактики на каждый текущий момент регулирует темп звездообразования. Схема этих процессов, приведённая на рис. 1, однако, взята не из [30], а из статьи [33], посвящённой исключительно локальной химической эволюции дисков галактик; впрочем, эта схема уже стала стандартной. На ней представлены механизмы, регулирующие содержание холодного газа в галактике: приток газа извне, I , расход газа уже внутри галактики на звездообразование, ψ или SFR, и потеря газа после и в результате звездообразования. У Лилли с соавторами [30] это единый галактический ветер, а в более продвинутых моделях [33] ветер делится на обогащённый, исходящий непосредственно из областей звездообразования и остатков сверхновых и уносящий свежесинтезированные тяжёлые элементы, и общий,

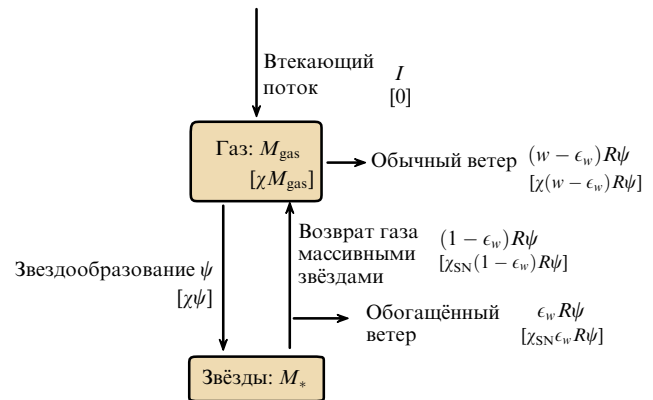


Рис. 1. Схема "газового регулятора" эволюции галактик главной последовательности. (Адаптировано из [33].)

истекающий по всему диску с металличностью, равной средней металличности газа в галактике на данный момент. Важная черта модели, позволяющая аналитическое описание, — пропорциональность оттока газа темпам звездообразования, основанная на физическом предположении, что энергия, позволяющая газу покинуть галактику, впрыснута молодыми массивными звёздами (звёздный ветер) и взрывающимися сверхновыми (кинетическая энергия оболочек и радиационное давление вспышек). Этот коэффициент пропорциональности между ветром и звездообразованием, если его положить постоянным во времени, и позволяет записать уравнения баланса массы газа (и металлов) в галактике и решить их аналитически. Вторым параметром является коэффициент пропорциональности между SFR и массой газа — величина, обратно пропорциональная времени истощения газа. Параметр ветра в модели [30] предполагается постоянным во времени, но довольно сильно зависящим от звёздной массы галактики. В свою очередь, время истощения газа на звездообразование не зависит от массы галактики (точнее, все заложенные там физические зависимости компенсируют друг друга), но зависит от времени, причём глобальным образом: оно пропорционально $H(z)^{-1}$ [29]. Сравнение предсказаний модели с масштабными соотношениями ближней Вселенной, на $z = 0$, позволяет определить все эти параметры.

1.3. Эмпирические (астрономические) модели эволюции галактик

Регуляторные модели, искусно объясняющие построение так называемых масштабных соотношений (см. ниже раздел 3) в рамках стандартной Λ CDM-модели и даже иногда описывающие их эволюцию со временем, регулярно терпят неудачу при появлении новых наблюдательных данных. Поэтому в последние годы появились и быстро завоевали популярность так называемые эмпирические сценарии эволюции галактик, построенные на статистике наблюдаемых физических свойств галактик на разных красных смещениях. Эмпирические модели отличаются от физических и полуаналитических моделей тем, что не привязываются изначально к космологическим численным моделям эволюции тёмной материи во Вселенной: основные ключевые стадии эволюции галактик разных типов берутся прямо из наблюдений. Обзору некоторых из этих сценариев и фактам, на которых они основаны, и посвящена данная статья.

Два слона, на которых покоятся успешные модели формирования и эволюции галактик, — это наблюдаемое астрономическими методами изменение структуры галактик с красным смещением и изменение с красным смещением так называемых масштабных соотношений, связывающих основные интегральные характеристики галактик: массу звёздной компоненты, скорость вращения, размеры, светимости, долю газа в общей барионной массе, темпы звездообразования, химические составы газа и звёзд, которые также эволюционируют и эволюция которых измеряется в наблюдениях. В двух следующих разделах представлен краткий обзор наших текущих знаний по этим двум вопросам.

2. Морфология и наблюдаемые особенности далёких галактик

Одна из главных трудностей, осложняющих выстраивание галактик, наблюдаемых на разных красных смещениях, в единую эволюционную последовательность, — то, что они выглядят совершенно по-разному. Уже первые глубокие хаббловские поля, позволявшие благодаря рекордному пространственному разрешению изображений в оптическом диапазоне, $\sim 0,1''$, разглядеть детали структуры далёких галактик [34], продемонстрировали, что если до красного смещения $z \sim 1$ морфологию галактик можно большей частью описывать в рамках классификационной схемы Хаббла [35] (рис. 2), то на $z > 1,5$ доминирующий в ближней Вселенной морфологический тип — спиральные галактики — исчезают вовсе, а вместо них появляются галактики неправильной формы [36, 37]. Первоначально эти неправильные галактики на красных смещениях порядка двух, выглядящие как цепочки или кучки ярких компактных "сгустков" (clumps) (рис. 3), были истолкованы как наблюдательное проявление иерархической "сборки" крупных галактик из маленьких путём множественных слияний — именно это предсказывали первые версии космологических сценариев эволюции Вселенной. В рамках космологических моделей эволюция Вселенной как целого — это формирование сложной неоднородной крупномасштабной структуры под действием гравитационного сгущивания тёмной материи (а барионы, будучи малой долей общей плотности, должны под действием гравитации следовать за тёмной материей в её глобальном сгущивании). Однако постепенно выяснилось, что на самом деле эти килопарсековые сгустки видимой материи представляют

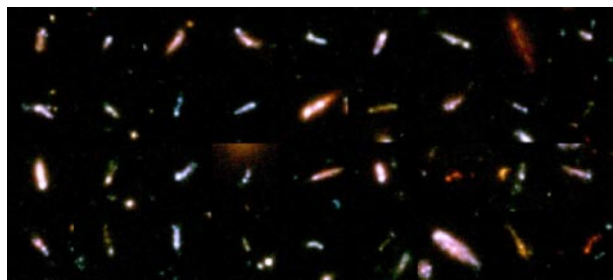


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Иррегулярная морфология галактик на больших красных смещениях — примеры "головастиков" на красных смещениях больше 1,5 из обзоров Хаббловского космического телескопа. (Иллюстрация взята из публичной коллекции NASA Image Galleries.)

собой не отдельные карликовые галактики в процессе слияния, а гигантские области звездообразования внутри больших, динамически единых галактических дисков [38]. Только диски эти не похожи на тонкие звёздные диски современных спиральных галактик: прежде всего, они значительно толще [39], с вертикальным масштабом до 1,0–1,5 кпк, и по структуре напоминают скорее толстый старый диск Млечного Пути. В таком толстом диске не может развиваться спиральная структура и возникать бар — этот диск динамически горяч и потому устойчив к глобальным неосесимметричным возмущениям. Зато из-за высокого содержания газа — до половины всей барионной компоненты — такой диск гравитационно неустойчив именно в своей газовой, столкновительной компоненте: газ собирается в крупные сгустки, и уже в них происходит весьма эффективное звездообразование, как раз и придающее высокую поверхностную яркость этим структурам [40, 41].

2.1. Ly-break галактики

При составлении наблюдательных выборок галактик на красных смещениях в интервале 1–3 объекты как пассивные, со старым звёздным населением, так и с активным звездообразованием отбирают в фотометрических обзорах на основе цветовых, чаще двухцветных, критериев [42–44], рассчитанных путём моделирования фотометрической эволюции звёздного населения. Это позволяет составлять выборки галактик на высоких красных смещениях практически в полном диапазоне их свойств. А вот на красных смещениях больше трёх критерий отбора становится более специфическим, что сужает про-

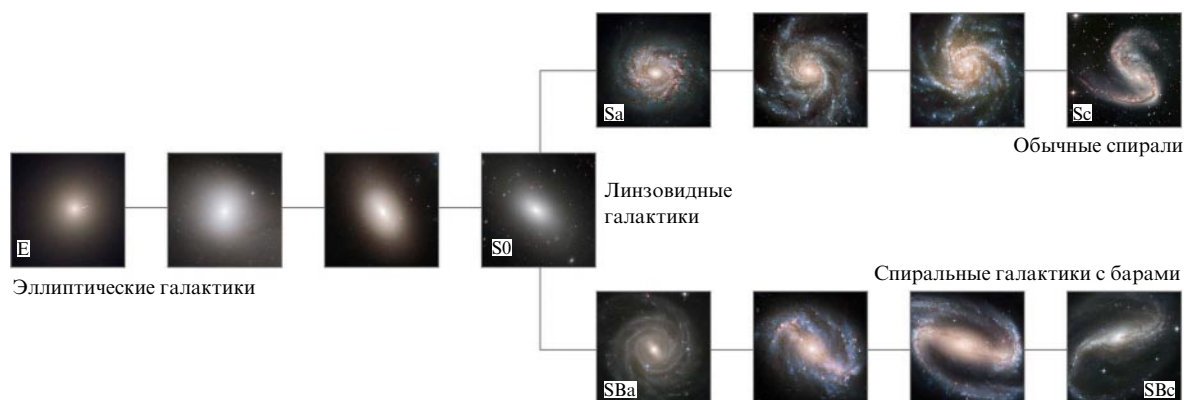


Рис. 2. Классическая схема Хаббла для морфологической классификации галактик. (Дизайн рисунка — А.В. Каспарова.)

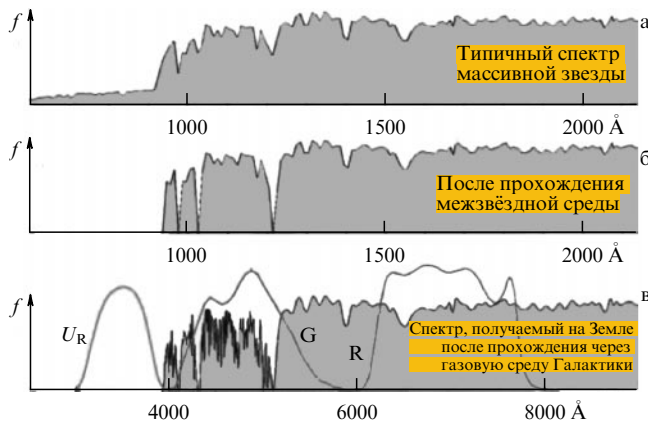


Рис. 4. Физическая схема для поиска Ly-break галактик: (а) спектр молодого звёздного населения, (б) поглощение излучения в лаймановском континууме "водородной шубой" галактики, (в) что мы видим в наземных наблюдениях в широких фотометрических полосах.

странство параметров, присущих отбираемым объектам. Самым популярным и "рабочим" подходом является поиск Ly-break галактик. Идея этого подхода проиллюстрирована на рис. 4. Если галактика находится на ранней стадии формирования и совсем недавно начала образовывать звёзды, у неё должно оставаться много исходного газа — водорода. Если звездообразование началось в центральной области, а газ, ещё не участвующий в звездообразовании, сконцентрирован во внешних областях галактики, то свет от молодого, недавно образованного звёздного населения будет проходить через "шубу" нейтрального водорода. При этом в нейтральном водороде — "шубе" галактики — должно поглощаться до нуля всё излучение на длинах волн короче лаймановского предела, Ly-break, что в лабораторной системе длин волн соответствует $912 \text{ \AA}$. Если "шуба" неоднородна и содержит облака и диффузный газ, она будет поглощать ещё в линии Ly α — это лабораторная длина волны $1216 \text{ \AA}$. А если газовая оболочка галактики расширяется и имеет место "галактический ветер", то поглощение в линии Ly α будет сдвинуто эффектом Доплера в голубую сторону от эмиссии (и это действительно наблюдается [45]). Сразу за Ly α , в красную сторону от линии спектр должен выглядеть ярким и голубым, потому что ярким и голубым должно быть молодое звёздное население, соответствующее текущему звездообразованию. Чарльз Стейдель посчитал, что у галактик на красном смещении $z \geq 3$ Ly-break должен выезжать в фиолетовую область спектра: $912 \times 4 \approx 3650 \text{ \AA}$, а это соответствует джонсоновскому широкополосному фильтру U. Поэтому молодые галактики на $z \geq 3$ не должны быть видны в фильтре U, должны быть яркими в фильтре B и далее всё более слабыми в более красных фильтрах [46]. Этот метод легко распространить на поиск галактик и на более высоких красных смещениях. Если мы не видим галактику в фильтрах U и B, а вот в V она сразу появляется яркой, это B-dropout — кандидат в галактики на красном смещении 4. Если мы не видим галактику в фильтрах U, B и V, а в R она сразу появляется яркой (V-dropout) — это кандидат в галактики на красном смещении 5. И так далее — чем дальше в красную область переезжает лаймановский континуум, тем большим красным смещением он соответствует (рис. 5). Поставив наблюдательную

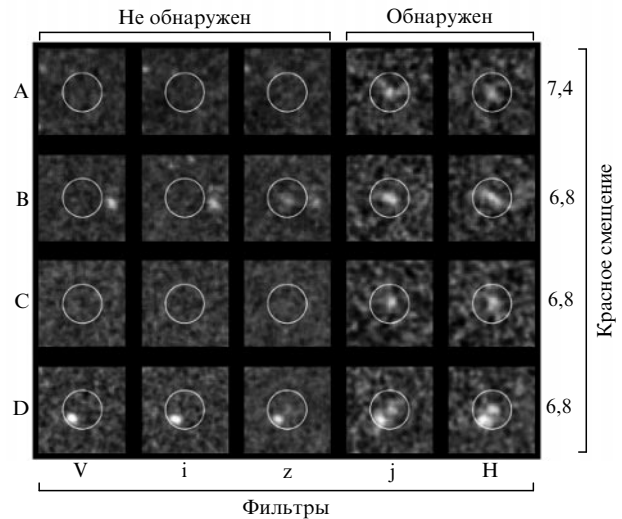


Рис. 5. Примеры Ly-break галактик на красном смещении 7: они не видны вплоть до длины волны 1 мкм и проявляются только в ближнем инфракрасном диапазоне. (Иллюстрация взята из публичной коллекции NASA Image Galleries.)

задачу по поиску далёких Ly-break галактик с конкретным набором широкополосных фильтров, с прицелом на конкретное красное смещение, можно исследовать обширные площадки неба, получая глубокие изображения с крупными телескопами, и потом на этих изображениях простым блинкованием соседних фотометрических полос "отлавливать" искомые далёкие объекты. Сейчас на красных смещениях от 3 до 8 известны уже тысячи, а на самых больших z — десятки Ly-break галактик, что позволяет судить об их типичных свойствах и распределениях по параметрам (светимостям, массам, темпам звездообразования, возрастам звёздного населения).

Типичные параметры Ly-break галактик заключены в довольно узком интервале: масса звёздного компонента около 10^{10} солнечных масс, темпы звездообразования — несколько десятков солнечных масс в год, и совсем немного пыли, в среднем $E(B-V) = 0,15$ [47]. Внешняя водородная оболочка Ly-break галактик — оптически толстая в линиях, она, как правило, расширяется в результате притока энергии от центральной вспышки звездообразования, образуя галактический ветер, и в этом ветре не только поглощаются кванты лаймановского континуума, но и формируются линии поглощения водорода и тяжёлых элементов. Таким образом, анализ их спектров показывает уже существенно ненулевую металличность газа, ещё не прошедшего через процесс звездообразования в данной конкретной галактике. Даже на красных смещениях 7–10, менее миллиарда лет после Большого взрыва, это всё-таки не первичные галактики, которые должны образовывать звёзды из газа с нулевой металличностью. Самые первые галактики должны образовываться ещё раньше, на $z > 11$. Удивительным свойством Ly-break галактик является видимое отсутствие эволюции: на $z = 3$, на $z = 4$, на $z = 5$ и на $z = 6$ они в среднем имеют одну и ту же звёздную массу [48], хотя при темпах звездообразования в несколько десятков солнечных масс в год они за два миллиарда лет, между $z = 6$ и $z = 3$, должны были бы увеличить её чуть ли не на порядок. Отсюда следует, что Ly-break галактики — это довольно короткая звездообразующая фаза в жизни ранних галак-

тик. Между этими состояниями галактики должны выглядеть как-то по-другому, а как — из наблюдений пока не ясно. Вероятно, большую часть галактик на красных смещениях $z > 3$ мы пока не наблюдаем вовсе.

2.2. Ly α -emission галактики (LAE)

Открытие Ly-break галактик Чарльзом Стейделем предшествовала долгая и драматическая история поиска первичных галактик по сильной эмиссии Ly α на высоких красных смещениях. В классической работе Партриджа и Пиблза [3] на основе простой модели монолитного коллапса протогалактического облака массой 10^{11} солнечных масс было обещано, что галактика в пору своей первой вспышки звездообразования будет излучать в эмиссионной линии Ly α не менее 2×10^{45} эрг с $^{-1}$. Такой яркий в узкой линии объект был вполне доступен наземным наблюдениям в начале 1990-х годов. Однако все усилия предпринятых обзоров неба в узких полосах, центрированных на эмиссионную линию Ly α , сдвинутую красным смещением 3–5 в оптическую область спектра, не дали тогда результатов. Итог десятилетнему бесплодным поискам подвела статья Томпсона и Джорговского [49]: обзор сопутствующих 110000 Мпк^3 , проведённый на 5-метровом Паломарском телескопе со сканирующим интерферометром Фабри–Перо до нижнего предела 2×10^{43} эрг с $^{-1}$ (порог темпа звездообразования 100 масс Солнца в год), не дал ни одного кандидата в далёкие галактики в интервале красных смещений 2,78–4,89. И только когда к поискам подключился уже 10-метровый телескоп Кека, Ly α -emission галактики (LAE) были обнаружены [50, 51] на красном смещении около 4,5. Как выяснилось, они в основном имели светимость в линии меньше 6×10^{42} эрг с $^{-1}$ (темпа звездообразования меньше нескольких масс Солнца в год) [52].

Сейчас поисками LAE успешно занимаются на широкопольной камере 8-метрового японского телескопа SUBARU; выборки таких галактик составлены до красного смещения $z = 6$, дальше мешает непрозрачность Вселенной, в которой ещё не состоялась реионизация. Обзор результатов этих поисков и статистику свойств LAE-галактик на высоких красных смещениях можно посмотреть в [53]. Это карликовые галактики с типичной массой звёздного компонента 10^8 – 10^9 солнечных масс и темпами звездообразования 1–10 масс Солнца в год. Они, как и Ly-break галактики, окружены водородной шубой, расширяющейся со скоростью около 100 км с $^{-1}$. Однако плотность газа в этой оболочке намного меньше, чем у Ly-break галактик, $N(\text{HI}) < 10^{20} \text{ см}^{-2}$, что и приводит к разной эквивалентной ширине эмиссии Ly α у этих двух типов галактик (у Ly-break эмиссия слаба или вовсе отсутствует). Металличность газа в LAE, 0,1–0,3 от солнечной, соответствует их маленькой массе: эти галактики также нельзя считать первичными, они образуют свои звёзды из уже обогащённого тяжёлыми элементами газа.

2.3. Субмиллиметровые галактики

Наиболее массивные галактики на красных смещениях от 2 до 5 — субмиллиметровые галактики [54, 55]. Эти галактики выглядят совсем по-другому, чем Ly-break объекты или LAE. Точнее, в оптическом диапазоне спектра они почти никак не выглядят — при высокой болометрической светимости они излучают в основном в субмиллиметровом диапазоне. Это массивные галактики с

массой звёздной компоненты около $10^{11} M_{\odot}$, с темпами звездообразования сотни масс Солнца в год [56]. Такие области экстремального звездообразования на больших красных смещениях, как и в ближней Вселенной, всегда погружены в плотный пылевой кокон; наружу выходит только чернотельный спектр нагретой молодыми массивными звёздами пыли. В ближней Вселенной максимум распределения энергии в спектре таких галактик приходится на 100 мкм, соответственно, на $z > 3$ этот максимум сдвигается на длины волн 400 мкм и более. Открыты субмиллиметровые галактики были в 1990-е годы на телескопе Джеймса Клерка Максвелла (JCMT) на Гавайях в результате проекта SCUBA — обзора неба в двух окнах прозрачности земной атмосферы, на 450 и 850 мкм [57]. Были составлены обширные списки объектов, ярких на субмиллиметровых длинах волн. Однако поначалу оказалось трудно доказать, что это именно галактики на высоких красных смещениях. Чтобы определить красное смещение, нужно было получить спектр галактики, и лучше — с эмиссионными линиями. Чтобы получить спектры с эмиссионными линиями, нужно было отождествить эти галактики в оптическом диапазоне; а при пространственном разрешении наблюдений на JCMT, 15 угловых секунд, претендентов в боксе ошибок координат оказывались десятки, если смотреть на это место с Хаббловским космическим телескопом. В конце концов проблема была решена: эмиссионные линии стали искать не в оптическом, а в радиодиапазоне, на миллиметровых длинах волн, там, где светит в линии CO молекулярный газ. Разрешение интерферометров миллиметровых длин волн, к тому времени 2–4 угловых секунды, позволяло однозначное отождествление субмиллиметровых галактик в других спектральных диапазонах. И действительно, это оказались массивные галактики со вспышкой звездообразования в интервале красных смещений 2–4 [58].

Сейчас обнаружение и исследование субмиллиметровых галактик (SMG) поставлено "на поток". Кроме проекта SCUBA-2 на JCMT [59], над составлением списка кандидатов в SMG работают радиотелескопы в пустыне Атакама в Чили (LABOCA, проект ALESS) [60] и специализированный субмиллиметровый телескоп в Антарктиде, SPT (South Pole Telescope), — там тоже очень сухая атмосфера, хорошо пропускающая субмиллиметровое излучение [61]. А вот отождествлением и детальным исследованием галактик из этих списков занимается интерферометр ALMA. Это многоволновой прибор, поэтому с его помощью можно строить карты как в континууме (горячая пыль), так и в линиях (атомарный и молекулярный газ), и с разрешением лучше секунды. Этот наземный интерферометр в пустыне Атакама в пространственном разрешении соперничает с Хаббловским космическим телескопом! Соответственно, за последние годы мы узнали о субмиллиметровых галактиках много нового и неожиданного. Поначалу общим мнением было, что такие мощные вспышки звездообразования, как в SMG, могут быть только следствием большого мерджинга (слияния галактик близких масс) — по аналогии с природой сверхъярких инфракрасных галактик (ULIRG, Ultra-Luminous Infra-Red Galaxies) в ближней Вселенной. Однако аналогии, проводимые между ближней и дальней Вселенной, очередной раз оказались не вполне адекватными. Какая-то часть SMG действительно обнаруживает множественную морфологию (хотя

если мы вспомним клочковатые галактики на $z = 2$, то и множественная морфология не гарантирует того, что мы видим слияние галактик). Но среди SMG много также и одиночных неразрешённых объектов [62, 63]. Вспышка звездообразования мощностью 1000 масс Солнца в год происходит в объёме радиусом 1 кпк!

Буквально в последние месяцы появились совсем неожиданные результаты относительно природы далёких субмиллиметровых галактик на $z = 4-5$. При сравнении изображений в континууме (нагретая пыль) и в эмиссионных линиях молекулярного (CO) и атомарного (CII) $\lambda 158$ мкм) газа оказалось, что распределение газа намного более протяжённое. То есть мы имеем дело с мощной вспышкой звездообразования в центре "спокойного" газового диска радиусом много килопарсеков. Но самым удивительным стало то, что газовые диски этих галактик, наблюдаемые в линии CII) $\lambda 158$ мкм, — тонкие, с низкой дисперсией скоростей [64–66]! Они оказались менее турбулентными, чем газовые диски галактик на $z = 2$. Немонотонная эволюция характерной дисперсии скоростей газовых облаков в крупномасштабных дисках массивных галактик — совершенно неожиданный и пока необъяснимый наблюдательный феномен [66]. Попытка космологов во главе с Авишамом Декемелем искать аналог таких объектов в физических космологических моделях, используя моделирование тёмной материи с высоким разрешением, 55 пк, и газодинамический код RAMSES [67], привела к находке всего одной такой модельной галактики. Ей удавалось сохранять тонкий газовый диск на $z \approx 4$ в течение пяти оборотов из-за длительного, в несколько сотен миллионов лет, эпизода ламинарной компланарной аккреции холодного газа из космологического филамента, после чего диск был разрушен мерджингом и сменой питающего филамента. Вывод из этого подхода теоретиков к объяснению нового наблюдаемого класса галактик получился следующий: во-первых, это транзиентная фаза, т.е. таких галактик должно быть очень мало; а во-вторых, динамическая "холодность" $v_{\text{tot}}/\sigma > 7$ достигается только при наблюдении молекулярного газа — он "холоднее" с динамической точки зрения, чем нейтральный или ионизованный газ. Между тем до сих пор считалось, что ионизация углерода и излучение линии CII) $\lambda 158$ мкм происходит большей частью в областях атомарного газа. Тем не менее объяснение предварительно принято — пока не открыты сотни таких объектов среди субмиллиметровых галактик на больших красных смещениях $z > 4$.

3. Масштабные соотношения параметров галактик

Связать в единую эволюционную цепочку индивидуальные галактики на разных красных смещениях, или даже индивидуальные типы галактик, — почти нерешаемая в рамках обычной логики задача, поскольку у галактик может непредсказуемым образом меняться структура, масса, звёздное и газовое содержимое. Однако уже изобретён подход, который делает попытки выстраивания эволюционных путей галактик намного более осмысленными. Этот подход — исследование изменений со временем масштабных соотношений параметров галактик. Как выяснилось после накопления статистически значимых наборов данных о галактиках с измеренными параметрами, эти параметры — светимости, размеры,

химический состав, скорость вращения, масса динамическая, масса барионная — в разных комбинациях связаны тесными корреляциями, физика которых иногда понятна, иногда не совсем понятна. Именно эти тесные связи и их изменение со временем (с красным смещением) позволяют рассматривать не эволюцию индивидуальных галактик во всём многообразии их характеристик, а эволюцию глобальных параметров галактик: массы, размера, момента вращения, металличности газа и звёзд, интенсивности звездообразования. В свою очередь, уже после вычленения типичных этапов конкретных изменений характеристик галактик можно физически обоснованно предполагать, какие именно события в жизни галактики привели именно к таким изменениям параметров.

3.1. "Виральные" соотношения: соотношение Талли–Фишера для спиральных галактик и соотношение Фабера–Джексона для эллиптических галактик

В эпоху первого расцвета наблюдательного исследования галактик, в 1970-е годы, практически сразу были обнаружены динамические зависимости: оптическая светимость (а значит, и масса звёздного населения) спиральных галактик коррелировала со скоростью вращения их газовых дисков в логарифмических единицах, т.е. была связана степенной зависимостью [68], а оптическая светимость (а значит, и масса звёздного населения) эллиптических галактик коррелировала с дисперсией скоростей звёзд в логарифмических единицах, т.е. тоже демонстрировала некоторую степенную зависимость [69]. Если вторая из степеней сразу была определена как четыре, то в первом соотношении, соотношении Талли–Фишера, поначалу при учёте светимости в голубом диапазоне спектра получалось приблизительно 2,7. Но постепенно фотометрические исследования добрались до ближнего инфракрасного диапазона, и при сопоставлении светимости спиральных галактик в фильтре K, на длине волны 2 мкм, со скоростью их вращения стала получаться степень четыре. Талли сделал вывод, что в голубом диапазоне спектра наклон соотношения портит сильный эффект пыли для массивных спиральных галактик: "Сильная зависимость поправок (на поглощение) от светимости действует в сторону укручения корреляции светимость–ширина линии (21 см)" [70]. Привлечение нового морфологического типа — неправильных карликовых галактик — в это соотношение показало сначала загиб зависимости вниз на малых скоростях вращения. Учёт высокого содержания нейтрального водорода в этих галактиках и переход от сопоставления звёздной массы со скоростью вращения к сопоставлению полной барионной массы со скоростью вращения привели к исчезновению загиба зависимости, сохранению единого степенного закона в полном диапазоне скоростей вращения от 40 до 300 км с⁻¹ и в диапазоне барионных масс галактик от 10⁸ до 10¹¹ солнечных масс, а также к уменьшению разброса точек вокруг неё [71–73]. Так что теперь соотношение называется "барионное соотношение Талли–Фишера". Если аккуратно перейти от светимости в фильтре K (длина волны 2,2 мкм) к звёздной массе, учитывая возраст и металличность звёздного населения, учесть в барионной массе массу газа, а также аккуратно измерить скорость вращения именно в самых внешних областях диска, где кривая вращения выходит на плато,

то зависимость Талли–Фишера демонстрирует во всём диапазоне скоростей вращения степенной характер с показателем 4, а также разброс данных галактик вокруг степенной зависимости уменьшается до характерных ошибок наблюдений, т.е. *физического* разброса объектов вокруг этой степенной зависимости нет, она фундаментальна [74, 75].

Фундаментальный характер соотношения Талли–Фишера всё более и более проступает при осмыслении новых наблюдательных данных. По мере углубления на высокие красные смещения, где газовые диски галактик более турбулентны, чем в ближней Вселенной, пришла идея использовать для оценки динамической массы галактики вместо скорости вращения газовых дисков комбинированный кинематический "оценщик", включающий и скорость упорядоченного вращения, и дисперсию хаотических скоростей газовых облаков, $S_{0,5} \equiv (0,5V_{\text{rot}}^2 + \sigma_g^2)^{1/2}$; и разброс точек вокруг степенной зависимости с наклоном 4 ещё значительно уменьшился [76]. Более того, у модифицированного закона Талли–Фишера и наклон, и нуль-пункт совпал с таковыми у закона Фабера–Джексона для эллиптических галактик, где фигурирует дисперсия скоростей не газа, а звёзд [77]. Круг замкнулся, мы пришли к единому для всех галактик соотношению.

К сегодняшнему дню в результате физического осмысления входящих в зависимости параметров и природы их связей стало окончательно ясно, что зависимость Талли–Фишера для спиральных галактик и соотношение Фабера–Джексона для эллиптических галактик имеют одну природу — вириальную. Дело в том, что газовые диски спиральных галактик — динамически относительно холодные, и для них вириальная оценка гравитирующей массы делается по скорости упорядоченного кругового вращения газа на больших расстояниях от центра. А у эллиптических галактик, как правило, доминирующие движения звёзд (газ там находят реже) — это случайные хаотические движения в произвольных направлениях; и, соответственно, оценка их динамической массы делается по дисперсии скоростей звёзд. Так что природа обоих соотношений — вириальная. Поначалу, когда считалось, что основная гравитирующая масса галактик — это их звёзды, соотношения Талли–Фишера для спиральных галактик и соотношение Фабера–Джексона для эллиптических галактик могли выглядеть тривиальным следствием теоремы вириала. Когда же стало ясно, что основной вклад в динамическую массу вносит тёмная материя, а светимость — лишь звёздный компонент галактик, связь между ними перестала казаться тривиальной. Теперь общепризнано, что эти соотношения, связывающие барионное и небарионное содержимое галактик, определяют физику формирования галактик; все глобальные космологические модели стараются первым делом получить для своих модельных галактик зависимость Талли–Фишера, похожую на наблюдаемую. Надо сказать, что это начало получаться далеко не сразу, потребовалось около 15 лет проб и ошибок и введение в модель руками мощного обратного воздействия (feedback) от звездообразования [78].

Что касается эволюции этого соотношения, она сейчас прослежена до $z \sim 2,3$ [79]. И если наклон барионного соотношения Талли–Фишера сохраняется, то нуль-пункт эволюционирует странным немонотонным образом, что требует включения в качественную модель эволюции

дисковых галактик со звездообразованием сразу нескольких факторов, главными из которых, по всей видимости, являются уменьшение со временем доли газа в барионной массе и увеличение вклада тёмной материи в динамическую массу центральной части галактики [79].

3.2. Зависимость Фолла: угловой момент, как он приобретает и куда исчезает

Такое общее для галактик свойство, как вращение, тоже получило свою параметризацию: угловой момент дисков галактик оказался тесно связан с их массой. Впервые на эту тесную связь указал Фолл в докладе на знаменитом 100-м Симпозиуме Международного астрономического союза (МАС) [80]: удельный момент вращения дисков спиральных галактик, выражаемый как $j_{\text{exp}} = 2R_d V_{\text{flat}}$ для экспоненциальных звёздных дисков с масштабом распределения поверхностной плотности R_d и плоскими кривыми вращения, выходящими на плато на уровне V_{flat} , оказался пропорционален звёздной массе диска галактики в степени $2/3$. Современная статистика данных позволяет проследивать эту степенную зависимость в диапазоне звёздных масс дисков галактик $10^7 - 10^{11}$ солнечных масс с очень маленьким разбросом порядка 0,15 dex [81], что говорит также о фундаментальном характере этого соотношения. Эллиптические галактики тоже следуют подобной зависимости удельного углового момента от звёздной массы, но она проходит значительно ниже, по форме повторяя зависимость для спиральных галактик. Эмпирическая зависимость Фолла оказалась очень похожа на ту, что предсказывали космологи для происхождения момента тёмных гало. Пибблз [82] предложил механизм "раскрутки" гало тёмной материи в момент их гравитационного коллапса приливным эффектом от соседних, пролетающих мимо, таких же тёмных гало, и в той модели тоже получалась степенная зависимость удельного момента от массы с показателем степени $2/3$. Схожесть степенных зависимостей удельного момента тёмных гало (в теории) и звёздных систем (в наблюдениях) от массы позволила утверждать, что барионы наследуют свой момент от тёмных гало. Правда, с тех пор теоретики ещё не преодолели разногласия: момент наследуется целиком или всё-таки частично, а если частично, то в каких долях? И какой физический эффект определяет эти доли?

Прогресс последних лет в кинематических наблюдениях эллиптических галактик с помощью панорамной спектроскопии, в том числе до больших радиусов, с вовлечением в оценку скоростей вращения галактик на экстремально далёких расстояниях от центра их системы шаровых скоплений и планетарных туманностей (например, проекты SLUGGS [83–85], ePN.S [86]), позволил и для сфероидальных галактик корректно оценивать радиальный профиль удельного момента и его интегральное значение. Анализ на новой наблюдательной базе, предпринятый Романовским и Фоллом [87], показал, что спиральные галактики наследуют от своих тёмных гало примерно в 6 раз большую долю первоначального момента вращения, чем эллиптические: 60 % против 10 %. С точки зрения сценариев эволюции галактик различных типов соблазнительно связать эту разницу с различными путями динамической эволюции галактик разных морфологических типов — например, признать большую роль (и частоту) множественных мелких слияний (minor mergers) в жизни эллиптических галактик.

Что касается наблюдаемой эволюции соотношения Фолла, то для её исследования сейчас имеется достаточное количество наблюдательных данных панорамной спектроскопии (полей скоростей газа) дисковых галактик со звездообразованием. По результатам обзора KMOS/KROSS (K-band Multi-Object Spectrograph Redshift One Spectroscopic Survey) на телескопе VLT Европейской южной обсерватории были измерены на красном смещении вблизи 0,9, т.е. в эпоху 7 млрд лет назад (что составляет половину возраста расширения Вселенной), спектральные свойства 586 дисковых галактик со звездообразованием в интервале звёздных масс $10^9 - 10^{11} M_\odot$ [88]. Оказалось, что и там зависимость Фолла прослеживается, с показателем степени $0,6 \pm 0,2$. Однако наблюдаемая нормировка этой зависимости свидетельствует о том, что 7 млрд лет назад специфический (нормализованный) угловой момент у дисковых галактик был примерно в 2 раза меньше, чем у галактик в локальной Вселенной при той же звёздной массе. То есть рост момента вращения дисков галактик последние 7 млрд лет был весьма заметным, и это обстоятельство сейчас является определяющим при построении эмпирических сценариев эволюции дисковых галактик (см. ниже раздел 6).

3.3. Размер – масса и фундаментальная плоскость

Тесным соотношением в объектах локальной Вселенной также связан размер галактики и её звёздная масса: чем больше масса (светимость) галактики, тем более протяжённым является её радиальное распределение яркости. Впервые на эту тесную связь в эллиптических галактиках указал Джон Корменди в своих ранних работах [89]. Позднее выяснилось, что тесная корреляция между светимостью и размером существует не только для эллиптических галактик, но и для дисковых, а также для отдельных структурных компонент галактик — крупномасштабных дисков и балджей. Балджи, как и положено сфероидам, следуют в этой зависимости эллиптическим галактикам, а диски составляют отдельную зависимость, совпадающую на малых светимостях с зависимостью для карликовых *сфероидальных* галактик [90]. При одной и той же светимости диски, как правило, являются более протяжёнными, чем сфероиды. Когда первый ковровый обзор галактик локальной Вселенной, SDSS (Sloan Digital Sky Survey), набрал достаточную статистику по фотометрическим параметрам изображений галактик, были исследованы формы зависимости радиус–масса для различных типов галактик [91]. При грубом разделении на галактики ранних типов (ETG) и галактики поздних типов (LTG), которое основывается на общей крутизне радиальных профилей яркости (так называемом индексе Серсика), были построены степенные зависимости: для ETG $R_e \propto M_*^{0,56}$, для массивных LTG $R_e \propto M_*^{0,39}$, для маломассивных LTG $R_e \propto M_*^{0,14}$. Здесь R_e — так называемый эффективный радиус, включающий половину всей светимости галактики. Поскольку зависимость для LTG более пологая, чем для ETG, и проходит она выше, на больших массах зависимости для ранних и поздних типов галактик "встречаются"; это происходит на звёздных массах чуть больше 10^{11} солнечных масс. Надо отметить, что формальное разделение на галактики ранних типов (ETG) и галактики поздних типов (LTG) по индексу Серсика не адекватно разделению на эллиптические и дисковые галактики: в галактики ранних типов попадают и некоторые линзовидные, и все спи-

ральные типа Sa, в которых важную роль в структуре играет вклад балджа (центрального сфероида). В этом смысле лучше опираться на подход Корменди и Бендера [90], поскольку разные крупномасштабные компоненты галактики — диски и балджи — имеют заведомо разную эволюцию как по динамическим механизмам, так и по временным масштабам формирования звёздного населения.

Наблюдения галактик на больших красных смещениях позволяют оценить темпы эволюции размеров. Оказалось, что раньше все галактики были более компактными — меньших размеров при той же звёздной массе; и эволюционное увеличение размера происходило значительно быстрее у сфероидальных галактик, чем у дисков [92]. Именно на этом наблюдении основан один из самых успешных эмпирических сценариев эволюции эллиптических галактик, о чём речь пойдёт в следующем разделе.

И именно для эллиптических галактик удалось довольно рано объединить динамическое соотношение светимость – дисперсия скоростей звёзд (соотношение Фабера – Джексона) и структурное соотношение светимость – размер (соотношение Корменди) в единую "фундаментальную" плоскость. Сообщение о фундаментальной плоскости появилось одновременно и независимо в статьях двух групп исследователей в одном и том же номере *Astrophysical Journal* [93, 94]. Речь шла о том, что в пространстве трёх параметров: размер, дисперсия скоростей звёзд, поверхностная яркость (светимость) — эллиптические галактики концентрировались к одной двумерной поверхности. В принципе, такая связь параметров ожидается из теории, если предположить, что однородный звёздный сфероид находится в состоянии вириального равновесия, т.е. динамически срелаксирован. Однако вириальное равновесие предсказывает связь параметров с целыми степенями: $L \propto \sigma^2 R_e$ или $R_e \propto \sigma^2 I_e^{-1}$. В реальности показатели степени у дисперсии скоростей отличаются от двух довольно сильно, а у поверхностной яркости I_e от минус единицы — довольно значимо. Когда фундаментальная плоскость была построена по большой выборке из примерно 8000 эллиптических галактик в обзоре SDSS, то показала форму $R_e \propto \sigma^{1,5} I_e^{-0,8}$ [95]. Впоследствии по результатам обзоров уже методами панорамной спектроскопии, которые позволяют приводить также и измерения дисперсии скоростей звёзд к эффективному радиусу, в отличие от апертурной спектроскопии, нацеленной на центр галактик, с высокой точностью получились следующие "наклоны" для формулы $L \propto \sigma^a R_e^b$: $a = 1,249 \pm 0,044$ и $b = 0,964 \pm 0,03$ по результатам обзора ATLAS-3D [96] и $a = 1,294 \pm 0,039$ и $b = 0,912 \pm 0,025$ по результатам обзора SAMI [97]. Размышляя о причинах расхождения реальных степеней в формуле фундаментальной плоскости с предсказаниями теории вириального равновесия, астрономы предложили два качественных объяснения. Во-первых, очевидна неоднородность свойств звёздного населения внутри эллиптической галактики: существуют градиенты металличности и возраста звёзд по радиусу, что приводит к более сложной связи между поверхностной яркостью (светимостью) и плотностью (массой). Во-вторых, галактики могут быть негомологичны, т.е. внутри сфероида может быть вложен, например, компактный звёздный диск. Многокомпонентность звёздной системы изменит условия динамического равновесия. Какое из этих объяснений играет решающую роль, пока до конца не ясно.

Однако попытка перехода от светимости к звёздной массе через эволюционное моделирование интегрального спектра галактик, предпринятая недавно командой звёздных динамиков из обзора ATLAS-3D при исследовании эллиптических галактик в скоплении Coma (что обеспечивает одно расстояние до всех галактик и с некоторой вероятностью — один возраст звёздного населения), действительно приблизила наклон фундаментальной плоскости (переименованной авторами в Плоскость массы) к тому, что предсказывает теорема вириала, показав $a = 1,87 \pm 0,04$ [98].

В любом случае тесная концентрация эллиптических галактик к фундаментальной плоскости с хорошо промеренной по данным ближней Вселенной формой позволяет изучать эволюцию этого типа галактик на больших красных смещениях.

3.4. Главная последовательность галактик (темпы звездообразования)

Текущие темпы звездообразования в галактиках тоже встроены в целую систему масштабных соотношений. Самой логичной и обнаруженной раньше других стала зависимость темпов звездообразования от массы газа в галактике (точнее, локальные темпы звездообразования зависят от локальной плотности газа). Действительно, если звёзды образуются из газа, логично ожидать, что чем больше газа, тем больше молодых звёзд. Эту зависимость искал Маартен Шмидт в 1959 г. по самым первым наблюдениям нейтрального водорода в линии 21 см в окрестностях Солнца, и у него получилось, что темпы звездообразования пропорциональны массе газа (точнее, объёмной плотности) в квадрате [99]. Зависимость назвали законом Шмидта. Позднее Роберт Кенникат положил много сил и лет труда на уточнение закона Шмидта по наблюдениям уже не Млечного Пути, а других спиральных галактик. Все они видны нам в проекции на картинную плоскость, поэтому Кенникат связывал темпы звездообразования не с объёмной, а с поверхностной плотностью газа. Темпы звездообразования он определял по интегральной (или локальной) светимости галактики в эмиссионной линии $H\alpha$. У этого подхода много предварительных допущений, и в первую очередь — допущение, что вся эмиссия $H\alpha$ принадлежит зонам Стрёмгрена вокруг массивных звёзд (на самом деле, как правило, в излучение ионизованного газа в линиях вкладывают самые разные компоненты межзвёздной среды с самыми разными источниками возбуждения). Тем не менее корреляция темпов звездообразования с поверхностной плотностью газа у Кенниката получилась, и степень этой зависимости (наклон) определилась как весьма нецелое значение 1,44 [100]. Результат [100] астрономическая общность приветствовала, но некая неудовлетворённость всё же оставалась: смущала нефизичная степень при плотности газа, а также найденные Кенникатом пороговые значения плотности газа, ниже которых звездообразование в принципе не могло начаться — эти пороговые значения получились разными у разных галактик. Размышления над законом Шмидта, который после 1998 г. стали называть законом Кенниката — Шмидта, продолжались, и вскоре логика вывела эти размышления на очень простую модификацию закона: звёзды образуются внутри молекулярных облаков газа, следовательно, темпы звездообразования надо сравнивать с массой не всего газа, а с массой молекуляр-

ного газа. Обычно молекулярного газа существенно меньше в галактиках: типичное значение $M(H_2)/M(HI)$ для спиральных галактик ближней Вселенной варьируется между 0,2 [101] и 0,3 [102]. В результате наклон зависимости поменялся, она стала линейной, и пороги плотности газа для поджога звездообразования исчезли [103]. Так закон Кенниката — Шмидта свёлся к весьма простой физической формулировке, из которой, однако, последовали значительные перемены в концепции эволюции галактик. Существование простой линейной связи между темпами звездообразования и количеством молекулярного газа в галактике означало, что если мы поделим второе на первое, чтобы оценить время исчерпания газа в галактике, то получим одинаковое число для всех спиральных галактик ближней Вселенной. Это время исчерпания оказалось довольно коротким, около 0,5–2 млрд лет [103, 104], и не зависящим от массы или размера галактики. Если же мы зададимся целью посмотреть на время исчерпания нейтрального водорода, то оно тоже универсально для галактик ближней Вселенной и равно примерно 3 млрд лет [104]. Из такой короткой временной шкалы исчерпания газа немедленно следует, что галактики не могут в регулярном режиме рожать молодые звёзды последние 8 млрд лет (а именно таков возраст тонкого звёздного диска нашей Галактики), если в них не подкачивать всё время холодный газ извне. Так окончательно утвердилась точка зрения об эволюции спиральных галактик в режиме постоянной стационарной аккреции внешнего холодного газа.

Соблюдение закона Кенниката — Шмидта было проверено на больших красных смещениях, когда сначала миллиметровый интерферометр IRAM, а потом и ALMA обеспечили богатейший наблюдательный материал по содержанию молекулярного газа в индивидуальных далёких галактиках (интересно, что содержание нейтрального водорода в них так хорошо не известно). Связь между темпами звездообразования и содержанием молекулярного газа в далёких дисковых галактиках оказалась также близка к линейной, но вот время исчерпания газа на больших красных смещениях меньше, чем в локальной Вселенной: на $z = 2$ оно уже 0,7 млрд лет [105] вместо локальной шкалы 2 млрд лет, а на интервале красных смещений до $z \sim 3$ оно в среднем убывает как $(1+z)^{-0,3}$, при весьма слабой зависимости от массы галактики [106]. Это означает, что эффективность превращения газа в звёзды на больших красных смещениях была выше.

В результате появления многотысячной статистики по разнообразным характеристикам галактик ближней Вселенной в обзоре SDSS обнаружилась ещё одна квазилинейная связь: подавляющее большинство галактик демонстрируют темпы звездообразования, пропорциональные их звёздной массе [107], и в результате галактики располагаются вдоль очень узкой последовательности на зависимости $SFRs(M_*)$ (рис. 6 по данным [108]). Эту последовательность назвали "главной последовательностью" галактик [109], придав ей эволюционный смысл по аналогии с главной последовательностью звёзд. Для галактик на главной последовательности время, за которое при данной интенсивности звездообразования они построят всю свою звёздную массу, соизмеримо с Хаббловским временем (возрастом расширения Вселенной), откуда следует качественный вывод, что пребывание на главной последовательности — это спокойный равно-

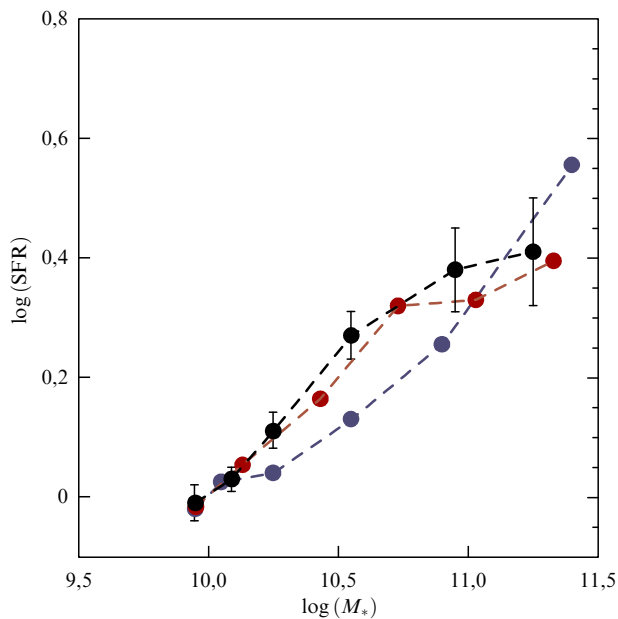


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Главная последовательность для галактик ближней Вселенной по данным из статьи [108]. Кружки разного цвета соответствуют разным способам вычисления темпов звездообразования: по эмиссии $H\alpha$ (чёрные), по инфракрасному потоку (красные), по распределению энергии в спектре в широком диапазоне (синие).

мерный режим звездообразования, и в таком режиме галактики проводят большую часть своей жизни. Главную последовательность звездообразования противопоставляют вспышкам звездообразования, которые характеризуются повышенным темпом по сравнению со средним на протяжении всей жизни галактики и которые поэтому должны быть кратковременными. Удивительно, что большинство галактик со звездообразованием принадлежат главной последовательности не только в ближней Вселенной, на $z = 0$, но и на $z = 1$ [110], и на $z = 2$ [111], и на $z = 4-6$ [32], ... Получается, что слияния галактик, всегда сопровождающиеся вспышками звездообразования, не играют значительной роли в жизни галактик ни на каких красных смещениях, вплоть до самых ранних стадий эволюции Вселенной. Это, вообще говоря, противоречит ранним выводам из классической парадигмы космологов о непрерывном иерархическом росте галактик через слияния малых объектов в большие — слияний, особо частых на ранних стадиях расширения Вселенной, когда галактики ещё не разбежались далеко друг от друга; а также ранним истолкованиям высокого космического темпа звездообразования на красных смещениях $z = 1-2$ как якобы обязанного практически 100%-ному большому мерджингу среди массивных галактик в ту эпоху [112].

Накопление наблюдательных данных по далёким галактикам в фотометрических обзорах на крупных телескопах позволяет сейчас проследить эволюцию главной последовательности темпов звездообразования вплоть до $z = 6$ на выборках из многих тысяч объектов. Эволюция проявляется в двух направлениях. Во-первых, при сохранении тесной связи между массой галактики и её темпом звездообразования (разброс вокруг главной последовательности, 0,2 dex, не меняется с изменением красного смещения), с увеличением расстояния от нас (и с уменьшением сопутствующего возраста Вселенной) темпы звездообразования растут в галактиках всех

масс. Но и наклон главной последовательности увеличивается [32], что является проявлением так называемой антииерархии: галактики больших масс раньше формируют свое звёздное население, и в них процесс превращения газа в звёзды более эффективен. Со временем центр событий — основное звездообразование во Вселенной — перемещается в галактики меньших масс. Рост темпов звездообразования с изменением красного смещения показывает излом в логарифмическом масштабе вблизи $z \approx 2$ [113]: от $z = 5$ (возраст Вселенной 1 млрд лет) до $z = 2$ (возраст Вселенной 3 млрд лет) у типичной массивной галактики темп звездообразования уменьшается в среднем в 1,7 раза, а между $z = 2$ (возраст Вселенной 3 млрд лет) и $z = 0,4$ (возраст Вселенной 10 млрд лет) — уже в 13 раз. Эта эволюция перекликается с общим резким убыванием объёмных космических темпов звездообразования в последние 8–9 млрд лет [114]. И во-вторых, это выполаживание главной последовательности на больших массах для галактик ближней Вселенной, $M_* \geq 10^{11} M_\odot$. В локальной Вселенной массивные галактики, как правило, почти не образуют звёзд; однако этот загиб главной последовательности исчезает на больших красных смещениях [115], хотя в наблюдениях пока есть разногласия: в некоторых обзорах этого загиба не видно уже на $z \approx 2$ [116], а в некоторых его прослеживают вплоть до $z = 3,5$ [113].

3.5. Загадки химической эволюции:

зависимость масса — металличность для галактик

С массой галактики связана и эффективность её химической эволюции: существует наблюдаемая зависимость масса — металличность. У эллиптических галактик эта связь проявляется в самом простом, легко измеряемом в массовых обзорах виде — как корреляция цвета со светимостью галактики. Такая корреляция была обнаружена на самой заре фотометрических исследований галактик (см., например, [117]). Обнаружение этой корреляции облегчалось тем, что в скоплениях галактик, например, в самом близком к нам Virgo, проживает много эллиптических галактик, и все они находятся от нас примерно на одном расстоянии, поэтому наблюдается корреляция цвет — звёздная величина [118], которая естественно интерпретируется как корреляция цвет — светимость. Когда Сандра Фабер обнаружила, что точно так же со светимостью эллиптических галактик растут и эквивалентные ширины линий металлов в спектрах низкого разрешения [119], она интерпретировала уже давно известную связь цвет — светимость для эллиптических галактик как связь металличность — светимость. Правда, тогда ещё не был известен эффект вырождения "возраст — металличность" для интегральных спектров звёздных систем: и понижение металличности, и понижение возраста равным образом приводят к поглублению звёздной системы и уменьшению глубины линий поглощения металлов в её спектре [120]. Однако со временем с вырождением "возраст — металличность" при моделировании интегральных спектров звёздных систем научились справляться [121, 122], и после этого подтвердилось, что для эллиптических галактик действительно существует корреляция металличности звёздного населения с их массой: чем массивнее галактика, тем богаче металлами её звёздное население [123–125].

Для галактик поздних типов — спиральных и неправильных — тоже существует зависимость "металлич-

ность — светимость"; однако для них эта зависимость впервые была установлена по эмиссионным спектрам, и, соответственно, для них речь идёт о металличности газа, чаще всего привязанной к обилию кислорода в тёплом ионизованном газе. Инструментарий для работы с эмиссионными спектрами ионизованного газа был разработан довольно рано [126], и соответственно корреляции были обнаружены напрямую тоже довольно рано. Для неправильных галактик была собрана хорошая подборка данных и построена тесная и крутая зависимость обилия кислорода в газе от светимости галактик уже в 1990-е годы [127], а для спиральных галактик весьма квалифицированный анализ с продлением зависимости в сторону больших светимостей был представлен в [128]. После появления огромного массива спектральных данных обзора SDSS соответствующее масштабное соотношение для связи металличности газа со светимостью (и звёздной массой) галактик, демонстрирующих текущее звездообразование, было обновлено [129, 130], и с тех пор в литературе цитируется только оно. Что касается металличности звёздного компонента, то ему посвящено меньше внимания в исследованиях спиральных галактик; однако в 1980-е — 1990-е годы, в золотой век внегалактической астрономии ближней Вселенной, и тут были свои ценные замечания. Например, Грегори Бозан с коллегами [131] отметили, что расширение широкополосной фотометрии в ближний инфракрасный диапазон позволяет снять вырождение "возраст — металличность", так как инфракрасный цвет $J-H$ характеризует в основном старый компонент звёздного населения, и корреляция цвета $J-H$ со звёздной массой спиральных галактик должна интерпретироваться именно как корреляция масса — металличность. Зато молодое население вкладывает больше света в голубой диапазон спектра, и цвет $B-H$, таким образом, является характеристикой среднего возраста звёздного населения [132].

В последние годы появились свидетельства того, что масштабное соотношение "масса — металличность" можно и должно объединить с главной последовательностью галактик в "фундаментальную зависимость металличности" (FMR), связывающую три глобальные характеристики галактики: массу, металличность и современные темпы звездообразования — единой эволюционной связью [133, 134]. Дело в том, что изначально спиральные галактики показывали некий разброс вокруг зависимости "масса — металличность газа", и в [135] было впервые обнаружено, что отклонение галактики от среднего тренда на этой зависимости антикоррелирует с темпом звездообразования. Включение третьего параметра в FMR уменьшает средний разброс точек вокруг зависимости "масса — металличность" до 0,05 dex [134], и, предположительно, именно FMR является основной физической зависимостью между глобальными параметрами эволюции спиральных галактик. Впрочем, не все исследователи и не все обзоры показывают значимость антикорреляции отклонения галактики от среднего тренда на зависимости "масса — металличность" с темпом звездообразования [136, 137] — пока это вопрос дискуссионный.

Качественные механизмы, предлагаемые для объяснения физической зависимости FMR, включают параметризацию притока внешнего холодного газа и оттока внутреннего тёплого газа с массой галактики [138]. Тема необходимости постоянной аккреции внешнего газа на диски спиральных галактик постоянно всплывала в об-

суждении их эволюции начиная с 1980-х годов и первых моделей химической эволюции окрестностей Солнца. Так называемый парадокс G-карликов — неизменный химический состав звёзд в тонком диске Млечного Пути последние 8 млрд лет — требовал для своего решения постоянного притока внешнего газа с нулевой металличностью. В 1990-е годы эту идею поддержали космологи: во Вселенной должно быть очень много газа (барионов), не прошедших через звёзды и сохранивших первичный химический состав с нулевой металличностью, и этот газ должен под действием гравитации стекать в узлы крупномасштабной структуры Вселенной, где и гнездятся галактики. Согласно закону Кенниката — Шмидта, чем больше в данный момент (пришло) газа, тем выше темпы звездообразования. А газ активнее стекает в глубокие потенциальные ямы. Таким образом, чем больше масса галактики, тем больше газа и тем интенсивнее звездообразование. А антикорреляция с металличностью — это следствие недавнего вливания в диск галактики первичного газа с нулевой металличностью, которое и стимулировало то самое интенсивное звездообразование. Сам же глобальный тренд "масса — металличность" управляется уже не притоком газа, а его оттоком. При активном звездообразовании газ локально греется излучением молодых звёзд и получает кинетическую энергию от звёздных ветров и взрывов сверхновых (так называемая обратная связь, feedback). Может сформироваться галактический ветер — нагретый и разогнанный до больших скоростей молодыми звёздами газ может покинуть галактику. А чем меньше глубина потенциальной ямы, тем легче газу, свежееобогащённому металлами от сверхновых, из этой ямы "сбежать". Это тот самый "обогащённый ветер", который показан на рис. 1 и вовлечён в модель химической эволюции локальных областей галактики в работе [33]. Такая сложная игра между притоком и оттоком газа в зависимости от массы галактики и формирует масштабную зависимость FMR. По данным обзоров далёких галактик она выглядит неизменной по крайней мере до $z = 2,5$ [133], т.е. последние 10–11 млрд лет.

3.6. Сверхмассивные чёрные дыры в центрах галактик

В центрах большинства галактик находятся сверхмассивные чёрные дыры. Иногда (в нескольких процентах случаев) на них натекает газ в благоприятной геометрической конфигурации и в необходимом количестве, и тогда сверхмассивная чёрная дыра проявляет себя как активное галактическое ядро, светя сопоставимо или даже ярче родительской галактики. Но чаще всего таких благоприятных условий не возникает, и сверхмассивная чёрная дыра в центре галактики "молчит"; почувствовать её присутствие можно только по колоссальной гравитации вблизи неё, в самом центре галактики. Впервые решительное заявление о присутствии "тихих" сверхмассивных чёрных дыр в центрах ближайших галактик сделал Джон Корменди в 1980-е годы. Он наблюдал спектрально, с длинной щелью, на телескопе CFHT (Канадско-Франко-Гавайском телескопе) на Гавайях, и тогда это были наилучшие астроклиматические условия в сочетании с достаточно крупным телескопом и передовыми по конструкции спектрографами. Типичное пространственное разрешение его спектроскопии было около 0,4–0,5 угловых секунды. Такое беспрецедентное пространственное разрешение наземных наблюдений позволило

ляет её геометрическую форму: при изотропной дисперсии скоростей мы получаем шарик, а при сильной анизотропии — трёхосный эллипсоид. К тому же ещё в 1970-е годы была известна корреляция масса — металличность звёзд. В 1979 году Беатрис Тинсли и Ричард Ларсон предложили формировать гигантские эллиптические галактики слиянием двух спиральных галактик близких масс — так называемым большим мержингом [154]. Действительно, динамическое моделирование в духе братьев Тумре [155] демонстрировало доминирующую роль бурной релаксации в ходе слияния двух дисковых галактик близких масс, в результате чего момент уходил из продукта слияния наружу и продукт приобретал сфероидальную форму. А неизбежное наличие газа в сливающихся дисковых галактиках приводило к концентрации газа в центре продукта слияния [156] и сопутствующей вспышке звездообразования, что поднимало металличность звёздного населения в каждом акте слияния и таким образом создавало корреляцию масса — металличность [154]. Особенно понравился этот сценарий космологам: в их ранней картине иерархических слияний галактик в ходе эволюции Вселенной большим мержингам отводилось центральное место [157]. Но проблема заключается в том, что вспышка звездообразования не только повышает металличность звёздного населения, она ещё и понижает его средний возраст. А астрономы давно знали, что звёздное население эллиптических галактик — старое. К 2000-м годам они узнали ещё и то, что для гигантских эллиптических галактик существует корреляция масса — возраст: чем массивнее галактика, тем *раньше* она закончила формирование своего звёздного населения [124, 125]; а это уже напрямую противоречило иерархической концепции, в которой массивные галактики должны были образовываться последними. Но, как ни странно, не это знание вбило последний гвоздь в сценарий большого мержинга для гигантских эллиптических галактик — чисто психологически астрономическое сообщество убедил результат *прямого* наблюдательного исследования эволюции размеров эллиптических галактик в ходе широкоформатных фотометрических обзоров галактик на больших красных смещениях. Однако прежде чем излагать эту победоносную историю, не удержусь, чтобы не упомянуть о нашем своевременном вкладе в революцию сценариев формирования эллиптических галактик.

4.1. Предпосылки для революции:

градиент металличности в эллиптических галактиках

Ещё одной особенностью эллиптических галактик, очевидным образом связанной с механизмом их формирования, является радиальный градиент металличности: к периферии металличность звёздного населения в эллиптических галактиках уменьшается. Первоначально это было обнаружено при наблюдениях опять же по результатам широкополосной фотометрии: поглубине к краю в эллиптических галактиках связали с металличностью по тем же причинам, по которым с ней связали и уменьшение показателей цвета с уменьшением светимости. Первыми моделями формирования эллиптических галактик, в которых был получен этот качественный эффект, были модели "монолитного коллапса", рассчитанные в 1980-х годах Раймондом Карлбергом [158]. Механизм появления радиальных градиентов металличности в этих моделях был аналогичен механизму уста-

новления корреляции металличность — масса: обратная связь (feedback), воздействие на газ от мощной вспышки звездообразования, формирующей всю галактику сразу. Чем меньше глубина потенциальной ямы, тем легче газу, нагретому молодыми звёздами, покинуть галактику или конкретное место в галактике (то, что масштабные соотношения действуют и на локальных масштабах, отлично продемонстрировано в обзоре Себастьяна Санчеса [137]). Включение обратной связи со звездообразованием в модель приводит к тому, что на периферии галактики звездообразование останавливается раньше, чем в центре, из-за более раннего ухода газа, и химическая эволюция там не успевает продвинуться до сверхсолнечных значений металличности. А в центре массивной эллиптической галактики — успевает. В моделях Карлберга [158] были получены и численные предсказания относительно градиента металличности: в среднем $-0,5 \text{ dex per dex}$, т.е. уменьшение металличности в три раза на радиальном интервале в порядок величины, скажем, от $r = 5''$ до $r = 50''$. Ранние работы по наблюдательной оценке градиента металличности в эллиптических галактиках давали в общем похожую оценку: в среднем $-0,3 \text{ dex per dex}$. Однако поскольку точность наблюдений была невысока, конкретный функциональный вид градиента металличности не анализировался, а в измерения вписывалась единая линейная зависимость в логарифмических координатах. Мы занялись на 6-метровом телескопе Специальной астрофизической обсерватории глубокой спектроскопией гигантских эллиптических галактик с круглыми изофотами в начале 2000-х годов по программе специалиста по звёздной динамике из Университета Гента (Бельгия) Маартена Бааса. Он всего лишь хотел получить радиальный профиль дисперсии скоростей звёзд, но мы заодно посчитали и параметры звёздного населения. Оказалось, что во всех пяти исследованных галактиках радиальный профиль металличности показывает излом примерно на половине эффективного радиуса. То есть в центре градиент металличности крутой, $-0,5 \text{ dex per dex}$ и круче, а во внешних областях выходит на плато. Тут очень кстати подоспела работа по космологическим симуляциям градиентов металличности в эллиптических галактиках аспирантки Мюнхенского университета Чиоки Кобайяши [159]: у неё получилось, что при большом мержинге градиенты металличности не выживают — всё из-за той же бурной релаксации, из-за которой не выживает и момент вращения. Расчёты Кобайяши выявили и количественный критерий: если эллиптическая галактика пережила большой мержинг в последние 10 млрд лет (типичный современный возраст звёздного населения в галактиках раннего типа), то у неё не может быть градиента металличности круче, чем $-0,3 \text{ dex per dex}$. А в наших галактиках в центральных областях он везде получался круче, причём с хорошей точностью, поскольку для центральных областей спектры получаются с хорошим отношением сигнал/шум. В 2007 году мы опубликовали статью [160], в которой предложили "двухстадийный" сценарий формирования гигантских эллиптических галактик: сначала монолитным коллапсом формируются внутренние области галактик, а потом на них могут падать спутники, и таким образом могут нарастать внешние, сильно перемешанные области с пологим градиентом металличности. Именно этот сценарий был независимо предложен западными коллегами через пару лет после нашей статьи

для объяснения уже совсем другого наблюдательного факта — резкого увеличения характерных размеров массивных эллиптических галактик между $z = 2$ и $z = 0$, т.е. в последние 10 млрд лет.

4.2. Предпосылки для революции:

эволюция размера в эллиптических галактиках

Исследование эволюции масштабного соотношения масса–размер стало возможно в поздние 2000-е годы, когда на крупных наземных телескопах прошли сразу несколько глубоких многоцветных фотометрических обзоров избранных довольно протяжённых площадок неба: DEEP2 [161], GOODS [162], CANDELS [163] и COSMOS [164]. Двухцветные критерии, например BzK или UVJ, позволили по результатам этих обзоров скомпоновать выборки из сотен галактик на больших красных смещениях, вплоть до $z = 2-3$, классифицировав их к тому же на галактики со звездообразованием и "пассивные" галактики. Затем последовали наблюдения этих далёких галактик на Хаббловском космическом телескопе (HST) и морфологический анализ их изображений: пространственное разрешение HST, 0,1 угловых секунды, позволяло разрешить радиальные распределения яркости и, вписав в них закон Серсика, отделить эллиптические галактики от дисковых. В 2007 году прозвучал громкий результат, полученный Трухильо с соавторами [92] по результатам обзора DEEP2: массивные эллиптические галактики на $z = 2$, в диапазоне масс $M_* > 10^{11} M_\odot$, оказались в 5 раз более компактными, чем на $z = 0$. У дисковых галактик поздних типов эволюция размеров оказалась намного более скромной. Эти результаты были подтверждены в 2008 г. по результатам обзора GOODS [165] уже на временной базе до $z = 3$: размеры массивных эллиптических галактик 10 млрд лет назад оказались меньше в 4,3 раза, а 11 млрд лет назад — в 7 раз. Результаты обзора CANDELS позволили прописать степенной закон для эволюции размеров галактик на фиксированной звёздной массе: $r_e \propto (1+z)^{-1,48}$ для галактик без звездообразования (предположительно эллиптических) и $r_e \propto (1+z)^{-0,75}$ для галактик со звездообразованием [166]. Встал вопрос о механизмах динамической эволюции, которые могут обеспечить столь быстрый рост размеров чисто звёздной — т.е. динамически бесстолкновительной — системы без добавления молодых звёзд при умеренном росте массы. Кандидатов было три: большой мерджинг, бывший до этого самым популярным сценарием формирования гигантских эллиптических галактик; раздувание галактики впрыскиванием кинетической энергии от активного ядра (квазара в центре галактики) [167]; множественный малый мерджинг, который и вышел победителем в этом конкурсе сценариев. В [168] детально рассмотрены все три механизма, и два из них признаны нерабочими. При большом мерджинге радиус растёт пропорционально массе. Если бы эллиптические галактики на $z = 2$ с массой $M > 10^{11} M_\odot$ увеличили свой размер в 5 раз за 10 млрд лет благодаря большому мерджингу, мы бы получили сейчас массовое население эллиптических галактик со звёздной массой $10^{12} M_\odot$ и более — такого в ближней Вселенной не наблюдается. Механизм активного ядра работает только в сочетании со вспышкой звездообразования (которого на момент $z = 2$ нет совсем в рассматриваемых далёких галактиках) и порождает из-за этого антикорреляцию размер–возраст звёздного населения на фиксированной

массе, а она в ближней Вселенной тоже не наблюдается [169, 170]. Таким образом, победителем был объявлен множественный малый "сухой" мерджинг, который приводит к росту размера звёздной системы пропорционально квадрату массы [168]. Оценки показывают: чтобы вырастить эллиптическую галактику в 5 раз, надо уронить на неё за 10 млрд лет восемь спутников, каждый массой 10 % от хозяйской галактики. Конкретное динамическое моделирование показало, что такой эффективный рост радиуса в результате малого мерджинга происходит благодаря тому, что подошедшие близко к большой галактике спутники сначала разрушаются приливным гравитационным воздействием, и поглощаются уже не гравитационно связанная звёздная система, а её обломки [171]. Как говорят по-английски, "stripping" ("раздевание") против "violent relaxation" (бурную релаксацию считают доминирующим этапом большого мерджинга) приводит к квадратичному относительно массы росту размера галактики против линейного роста при большом мерджинге. Более того, аккуратное численное рассмотрение и сравнение динамических событий большого мерджинга с отношением масс 1:1 и множественного малого мерджинга с отношением масс 1:10 показало, что второй вариант может быть ещё более эффективным, если учитывать, что звёздное тело галактики погружено в протяжённое тёмное гало: тогда степенная зависимость $r_e \propto M_*^\alpha$, вписываемая в расчётную эволюцию модели галактики, в первом сценарии большого мерджинга получает ограничение $\alpha < 1$, а во втором сценарии, сценарии малого мерджинга, — $\alpha = 2,4$ [172]. В общем, всё сошлось на множественном малом мерджинге как единственно значимом механизме эволюции массивных эллиптических галактик в последние 10 млрд лет, и астрономическое сообщество, включая и наблюдателей, и теоретиков, неожиданно быстро согласилось с этим сценарием. Для теоретиков, возможно, убедительным аргументом явилось то, что такой же быстрый рост размеров показывают в космологических моделях тёмные гало, сливающиеся в иерархической последовательности, т.е. в основном поглощающие малые субгало; и, следовательно, нужно только предположить, что рост эффективного радиуса звёздной системы происходит синхронно с ростом радиуса тёмного гало [173].

4.3. Современный сценарий эволюции для эллиптических галактик

На рисунке 8 представлен этот сценарий в популярном изложении Публичной галереи астрономических картинок NASA. Рассмотрим этапы этой картинки — какие стадии предлагаются для эволюции гигантских эллиптических галактик. Где-то вскоре после Большого взрыва (точнее, после рекомбинации), в первый миллиард лет жизни Вселенной, состоялся "мерджинг", в результате которого сразу образовались компактные звёздные системы массой $M_* = 10^{11} M_\odot$. Уже здесь слову "мерджинг" не надо доверять. Да, слияния, но сливались многочисленные газовые фрагменты с массами, соответствующими джинсовской массе в то время, а значит — это классический моноклитный коллапс по Ларсону [4, 6]. В результате этого "мерджинга" газовые фрагменты неупруго сталкиваются, теряют энергию и момент, накапливаются в центре гравитационного потенциала и там в результате начавшегося крайне эффективного и интенсивного звездообразования формируют компакт-

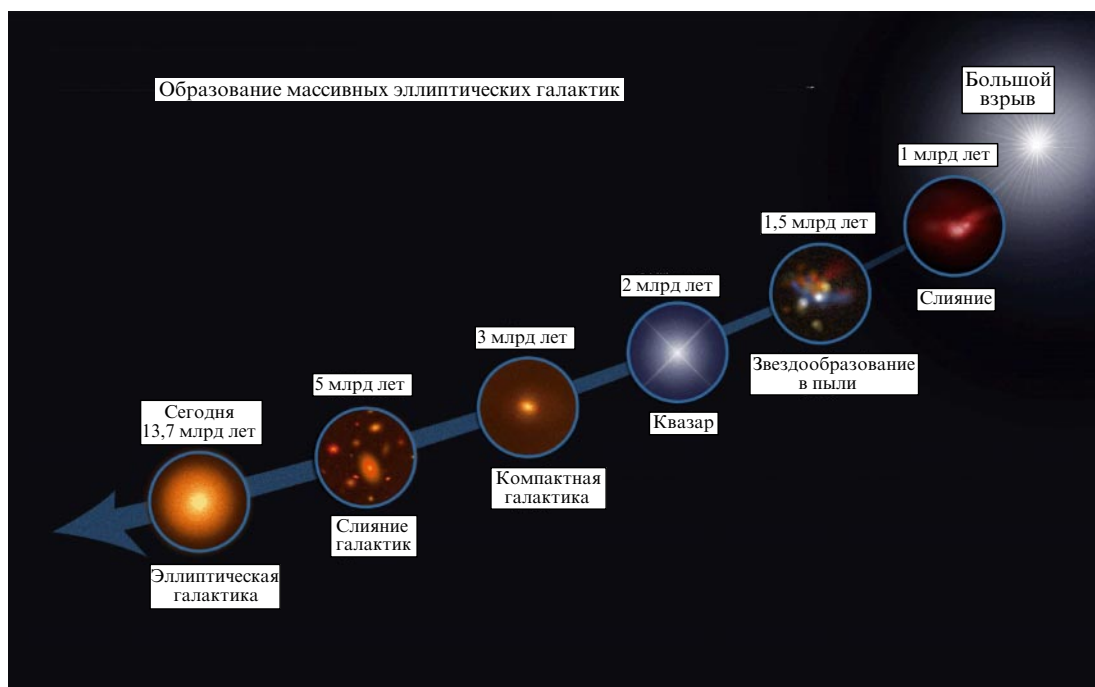


Рис. 8. Современная схема формирования и эволюции гигантских эллиптических галактик. (Иллюстрация взята из публичной коллекции NASA Image Galleries.)

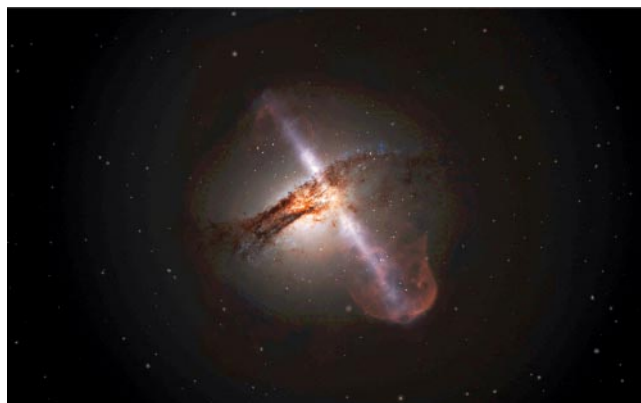


Рис. 9. Представление художника о воздействии активного ядра галактики на окружающую его межзвёздную среду путём коллимированного энергичного выброса — джета. (Иллюстрация взята из публичной коллекции NASA Image Galleries.)

ную звёздную систему. Мы реально видим такие компактные массивные галактики с темпом звездообразования около 1000 масс Солнца в год на красных смещениях $z > 3$ среди субмиллиметровых галактик. Следующий предлагаемый этап, помеченный эпохой "2 млрд лет" (после Большого взрыва): опять же в связи с натеканием газа на центр, на центральную сверхмассивную чёрную дыру, в центре галактики включается квазар, и именно его активность прекращает звездообразование в окружающей галактике через обратную связь — впрыском кинетической и тепловой энергии в окружающий газ (рис. 9). Этот момент крайне важен для всего сценария. Действительно, между красным смещением $z = 4$ и красным смещением $z = 2,5$ во Вселенной наблюдается массовое появление активно излучающих квазаров [174]. В сценарии эволюции эллиптических галактик воздействие от них необходимо, чтобы остановить пораньше

звездообразование в самых массивных галактиках, т.е. чтобы к настоящему моменту они все демонстрировали старое звёздное население. Более того, корреляция массы центральной чёрной дыры с массой галактики, которая наблюдается в ближней Вселенной, даёт правильный качественный эффект: чем массивнее галактика, тем массивнее её чёрная дыра, тем ярче (и раньше [174]) зажигается её квазар, тем больше энергии он выделяет и тем быстрее он остановит звездообразование. Мы получаем правильные по наклону корреляции масса – возраст звёздного населения и масса – длительность эпохи звездообразования, которые опять же наблюдаются среди эллиптических галактик ближней Вселенной [125]. После остановки звездообразования на красном смещении $z = 2-2,5$ эллиптические галактики входят в самую длительную эволюционную фазу — пассивное старение звёздного населения и крутой рост размера из-за множественного выпадения на галактику спутников без газа. А если упадёт спутник с газом? — спрашивают меня студенты. Если газа будет заметное количество, тогда эта галактика перестанет быть эллиптической и нарастит вокруг себя диск. Недаром в ближней Вселенной эллиптических галактик так мало, всего 3 % – 5 % от всех: им требуется редкая, безгазовая эволюционная траектория последних 10 млрд лет.

В описанном сценарии, пожалуй, самом успешном и получившем самое широкое признание сообщества исследователей галактик, тем не менее есть один неподтверждённый пункт: это обратная связь, воздействие квазаров, которое должно подавить звездообразование. Оно совершенно необходимо для успешного встраивания эмпирического сценария формирования эллиптических галактик в космологический контекст, для согласования теоретической иерархической концепции роста тёмных гало с наблюдаемой антииерархией в эволюции галактик — сдвигом всех эволюционных процессов от

массивных галактик в молодой Вселенной к маломассивным галактикам в современную эпоху. Однако до сих пор не удаётся получить наблюдательные подтверждения тому, что активные ядра — сверхмассивные чёрные дыры в стадии заметного энерговыделения — подавляют звездообразование в галактиках. Для инфракрасного космического телескопа *Herschel*, который проводил обзор площадок, уже исследованных ранее рентгеновскими телескопами, в частности *Chandra*, была поставлена специальная задача: найти антикорреляцию темпов звездообразования с рентгеновским потоком от активного ядра. Такой антикорреляции обнаружено не было. Более того, именно в хозяйских галактиках активных ядер наблюдаются на красных смещениях до $z \sim 4$ самые частые и сильные вспышки звездообразования [175]. Недавний обзор далёких галактик, $1 < z < 3$, на субмиллиметровых длинах волн в проекте *SCUBA-2* не показал никакой зависимости между темпами звездообразования и рентгеновским излучением активных ядер [176]. Некоторую надежду вызвало обнаружение с интерферометром *ALMA* мощных истечений газа из активных ядер, ведь если активное ядро удаляет газ из своих окрестностей, звездообразование должно прекращаться за отсутствием материала для формирования новых звёзд. Однако панорамная спектроскопия этих хозяйских галактик, обладающих квазарами на красном смещении 2,4, показала, что *вокруг* полостей, очищенных истечениями, звездообразование идёт с усиленным темпом, и в масштабах всей галактики говорить о подавлении звездообразования не приходится [177]. Вопрос отрицательной обратной связи квазаров и звездообразования остаётся нерешённым.

5. Что было раньше — курица или яйцо, или эмпирический взгляд на формирование центральных чёрных дыр в галактиках

Обнаружение корреляции массы центральной чёрной дыры с массой сфероидальной хозяйской галактики породило множество моделей их совместного роста. Они прекрасно вписывались в общий космологический контекст и предполагали два главных механизма синхронизации роста массы центральной чёрной дыры и галактики. Большой мерджинг как главное динамическое событие, формирующее эллиптическую галактику, предполагал одновременное пропорциональное увеличение массы (удвоение) и для чёрной дыры, и для галактики [178]. И это же событие должно было провоцировать концентрацию всего газа сливающихся дисковых галактик в центре продукта слияния, за чем следовали одновременные вспышка звездообразования и зажигание активного ядра. В свою очередь, активное ядро через обратную связь останавливало в моделях галактик звездообразование, и опять-таки получалась корреляция прироста массы чёрной дыры из-за аккреции газа и прироста массы балджа галактики за счёт центрального звездообразования [179]. Этот гармоничный сценарий поддерживался большой схожестью космической истории звездообразования и эволюции суммарной рентгеновской светимости квазаров в единице объёма во Вселенной [114] (обе истории имеют максимум около $z \sim 2$), и потому был весьма популярен в 2000-е годы. Однако параллельно существовал и другой, менее популярный сценарий, принадлежавший тем не менее очень авторитетным теоретикам [180], согласно которому первыми во

Вселенной появлялись именно чёрные дыры по миллиону солнечных масс каждая, формировавшиеся ещё до галактик в результате всё того же классического монолитного коллапса большого газового облака. Этот сценарий в конце концов и оказался актуальным.

5.1. Предпосылки для революции: сверхмассивные чёрные дыры на больших красных смещениях

Дело в том, что в те же 2000-е годы шёл активный сбор наблюдательного материала по массам чёрных дыр в самых далёких квазарах, на красных смещениях больше шести. В результате ковровых фотометрических обзоров неба SDSS, DES, DECaLS, PanSTARRS, SHELLQs, HSC-SSP речь сейчас идёт уже о многих десятках объектов. Точнее, сейчас известно около 200 квазаров на $z \geq 6$ [181]. И половина детально исследованных далёких квазаров (даже большинство на $z > 6,5$) оказались обладателями весьма массивных чёрных дыр — каждая по миллиарду солнечных масс и более [182–187]! Конечно, имеет место и эффект селекции — яркие квазары обнаруживают в первую очередь. Но всё же функция светимости квазаров эволюционирует между $z = 6$ и $z = 4$ только по нормировке, но не по форме [188]; а это значит, что средняя масса чёрной дыры в квазарах остаётся примерно одной и той же — с миллиардом солнечных масс в самых ярких из них. Чтобы чёрная дыра могла за время после Большого взрыва, меньшее одного миллиарда лет, набрать такую массу, требовались весьма специфические условия. Во всяком случае, неспешный рост в рамках модели слияний галактик внутри иерархической концепции не успевал обеспечить центральные чёрные дыры с массой $10^9 M_\odot$ на $z = 6–7$. Если же предполагать, что чёрные дыры квазаров набирали свою массу экспоненциально, через аккрецию на них газа, эта аккреция должна была происходить с околоэддингтоновским темпом и стартовать на красных смещениях $z = 30–40$ с зародышевых чёрных дыр массой 100 масс Солнца и больше [181]. В [189] рассматриваются сценарии роста для пяти достаточно скромных квазаров, найденных с телескопом SUBARU (обзор SHELLQs) в интервале красных смещений $6,1 < z < 6,7$, с массами от $6 \times 10^8 M_\odot$ до $2 \times 10^9 M_\odot$, и получается, что, аккрецируя на эддингтоновском пределе, эти квазары могут вырасти из "зародышей", имевших массу $10^2–10^3 M_\odot$ на красном смещении 30. Такие зародыши могут появиться как остатки эволюции звёзд так называемого населения III — звёзд самого первого поколения, каждая из которых формировалась в своём персональном тёмном гало массой $10^5–10^6 M_\odot$ из газа с нулевой металличностью. Эти объекты, в силу специфики остывания газа с нулевой металличностью, должны иметь существенно большие массы, чем современные звёзды [190]. Однако многие теоретики высказывают скепсис по поводу возможности длительной дальнейшей аккреции газа на такие зародыши на эддингтоновском пределе, поскольку гравитационный потенциал родительского гало отдельной звезды населения III весьма неглубок и мощная обратная связь от активного ядра (выделение кинетической энергии в окружающую среду) будет препятствовать аккреции газа на чёрную дыру. Поэтому рассматриваются также и "зародыши" более массивные, $10^4–10^6 M_\odot$, для которых предлагаются разнообразные сценарии "прямого коллапса": либо чисто газового облака, либо плотного первичного скопления звёзд с вылетом некоторых членов скопления прочь.

5.2. Самостоятельное зарождение сверхмассивных чёрных дыр

Формирование "зародышевых" чёрных дыр массой до $10^5 M_\odot$ часто называют "прямым моноклитным коллапсом" газового облака, но это не совсем точный термин: речь идёт о формировании в центре тёмного гало сверхмассивной звезды, до $10^5 - 10^6 M_\odot$, которая очень быстро эволюционирует и коллапсирует в чёрную дыру примерно такой же массы [191]. Для образования столь массивной супер(прото)звезды нужны потоки тёплого газа с температурой около 10^4 К, потому что только постоянным подогревом газа, причём обязательно не содержащего металлов и пыли, можно избежать фрагментации аккреционного потока и диска на множество более мелких протозвёзд. Механизмов такого подогрева сейчас предложено множество. Если гало с формирующейся сверхзвездой находится в плотном окружении, то рядом может находиться протогалактика с интенсивным звездообразованием, которая ультрафиолетовым излучением своих молодых звёзд будет разрушать молекулы H_2 в соседнем гало. Молекулярный водород — единственный эффективный охладитель для газа с нулевой металличностью, поэтому его разрушение остановит охлаждение газа и предотвратит его фрагментацию. Весь газ диффузным потоком стечёт в центральный объект [192]. Есть и другие варианты подогрева коллапсирующего газового облака, например, бурным столкновением или слиянием более мелких облаков (тёмных гало) [193] или повышенной по отношению к тёмной материи скоростью натекания барионов [194]. Также важно, чтобы аккреция газа на центральный объект шла с высоким темпом, по крайней мере $\sim 0,1 M_\odot$ в год; тогда центральный объект будет раздуваться, температура упадёт, термоядерные реакции не начнутся и обратная связь от энерговыделения звезды не будет тормозить аккрецию [195]. Если же охлаждение всё же случилось и облако фрагментировало, то и тогда остаётся возможность получить "зародышевые" чёрные дыры массой $10^3 - 10^4 M_\odot$. Формирующиеся из первичного по химическому составу газа звёздные скопления массой $10^5 - 10^6 M_\odot$ имеют большую плотность. Времена столкновения звёзд внутри них меньше времени эволюции звёзд. Поэтому ожидается слипание звёзд скопления ещё на стадии протозвёзд, особенно если протозвёзды погружены в плотный газ, продолжают его аккрецировать и за счёт этого увеличивают свой радиус, т.е. сечение столкновений [196]. В таких условиях скопление быстро коллапсирует в единую чёрную дыру из категории чёрных дыр промежуточной массы, $10^3 - 10^4 M_\odot$.

Ну и, наконец, в запасе всегда остаётся сценарий первичных чёрных дыр, сформировавшихся примерно через 1 с после Большого взрыва, на стадии отделения слабых взаимодействий. Типичная предельная масса таких первичных чёрных дыр тоже около $10^5 M_\odot$ [197, 198], и они способны впоследствии собирать вокруг себя звёздные системы [199].

Далее из этих затравок за $700 - 900$ млн лет можно вырастить чёрную дыру массой в миллиард солнечных масс, особенно если допустить возможность сверхкритической аккреции хотя бы на короткое время, что в некоторых режимах можно осуществить [200]. При этом, очевидно, будут формироваться чёрные дыры в полном диапазоне масс, но самые массивные из них будут достигать того самого наблюдательного предела, который

сейчас так впечатляет теоретиков. Интересно, что в большинстве сценариев формирование и первоначальный рост чёрной дыры в центре тёмного гало возможны только при подавлении звездообразования в её окрестностях; таким образом, сначала формируется центральная чёрная дыра и только значительно позже, через сотни миллионов лет, вокруг чёрной дыры начинает наращаться галактика. Впрочем, наблюдения свидетельствуют, что уже на $z = 7$ звездообразование в центре хозяйской галактики квазара идёт полным ходом, с темпом до тысячи масс Солнца в год [201]. Как же дальше происходит рост центральной чёрной дыры и почему в конце концов устанавливается столь тесная пропорциональная зависимость между массой чёрной дыры и массой сфероидального компонента галактики?

5.3. Эволюция сверхмассивных чёрных дыр

Как было отмечено в разделе 4.3, напрямую статистика темпов звездообразования и радиационных проявлений центральной чёрной дыры в галактиках не показывает корреляции ни на каких красных смещениях, вплоть до $z \sim 4$ [202, 203]. А между тем, по всей физической логике, такая (анти)корреляция должна быть: без подавления звездообразования в массивных галактиках активностью ядра сейчас не строится ни одна космологическая модель эволюции Вселенной. Теоретики придумали объяснение этому видимому противоречию: так называемый "цикл активности" активного ядра — доля времени, которое сверхмассивная чёрная дыра проводит в состоянии активности — существенно меньше единицы, а характерное время включения — выключения аккреции на неё существенно меньше 100 млн лет. Поскольку звездообразование в масштабах галактики более инерционно, мы можем не увидеть сейчас активного ядра в галактике, в которой это самое ядро было активно всего два десятка миллионов лет назад и успело за это время подавить звездообразование. Разные временные масштабы звездообразования и активности ядра замыкают любую корреляцию. Вероятно, это действительно так в реальности, потому что распределения темпов аккреции активных ядер (измеряемых по потоку в рентгене) очень широкие даже для галактик одной и той же массы на одном и том же красном смещении [204]. Собственно, имея на руках эти распределения, построенные по хорошей выборке из нескольких сотен активных ядер, и предполагая, что в индивидуальных галактиках мы наткнемся (или не наткнемся) на короткий эпизод аккреции газа на центральную чёрную дыру, можно оценить и "цикл активности" активного ядра, и средний темп аккреции, интегрированный по времени. Так как сейчас возобладало мнение, что центральные чёрные дыры наращивают свою массу почти исключительно аккрецией, то по большой статистике активных ядер можно отследить связь темпа набора массы центральной чёрной дырой с глобальными характеристиками галактики, например, с темпами звездообразования. Такая работа была недавно проделана по выборке из более чем 120 тыс. галактик обзора CANDELS, среди которых по рентгену было отождествлено 364 активных ядра [204]. Были получены крайне интересные результаты, ещё требующие осмысления. Так, у галактик, принадлежащих главной последовательности, темп аккреции на центральную чёрную дыру тем выше, чем выше темп звездообразования, и это наблюдается на всех красных смещениях. С

выходом на высокие красные смещения, $z > 2$, средний темп аккреции возрастает, но растёт и нормировка главной последовательности. В рамках современных концепций эволюции дисковых галактик (см. ниже) такой результат понятен: и звездообразование, и активность ядра питает один и тот же холодный газ, пришедший в диск галактики извне. Из-за трудностей с отбором момента ядру достаётся в 1000–2000 раз меньше этого газа, чем крупномасштабному звёздному диску для звездообразования. А вот дальше начинаются загадки. У галактик ниже главной последовательности, про которые принято думать, что звездообразование в них подавлено (quenched) (а на самом деле только придалено, где-то на один-два порядка), темпы аккреции на чёрную дыру тоже показывают корреляцию с темпом звездообразования, но проходит данная зависимость на полтора-два порядка в темпах аккреции выше, чем экстраполированная на малые темпы звездообразования зависимость для дисковых галактик [205]. Очевидно, у массивных пассивных галактик другой, более эффективный, основной источник "топлива" для активности ядра. Никаких разумных предположений, что это может быть, пока не выдвинуто [205].

5.4. Обещание сценария для сверхмассивных чёрных дыр...

Модели, описывающие совместную эволюцию галактик и их центральных чёрных дыр, до сих пор в основном принадлежали к классу космологических физических и космологических полуаналитических. Можно упомянуть очень популярную серию статей Филиппа Хопкинса с соавторами [206, 207], где упор делался на воспроизведение функций светимости на разных красных смещениях и на слияния как главный механизм роста массы чёрных дыр и эллиптических галактик. Но эти статьи появились в 2008 г., ещё до кардинального изменения сценария эволюции эллиптических галактик: тогда считалось, что большой мерджинг играет определяющую роль в жизни массивных эллиптических галактик, что вдохновляло и на соответствующий сценарий для роста чёрных дыр. Затем появился целый выбор полуаналитических моделей, объяснявших антииерархию (downsizing) активных ядер уже в новой парадигме, например [208–210]. Как и прочие полуаналитические модели, они включали весьма разнообразные, "руками" заложенные предположения и не объясняли полный набор наблюдательных зависимостей. Поскольку прорыв с данными по квазарам на больших красных смещениях случился совсем недавно и поскольку буквально в последнее пятилетие появились результаты сразу нескольких глубоких козовых фотометрических обзоров далёких галактик, эмпирическая модель эволюции центральных чёрных дыр в связке со свойствами хозяйских галактик в полном диапазоне красных смещений рождается прямо сейчас, у нас на глазах. Первый подход к этой задаче появился недавно в Архиве.

К модели под названием TRINITY причастны многие из авторов цитированных выше наблюдательных работ. Сейчас обнародована только первая часть работы с описанием основных принципов модели [211]. В ближайшем будущем обещано ещё 6 статей про TRINITY, детализирующих разные аспекты модели. Модель действительно очень сложная. Достаточно сказать, что в процессе параметризации разных переходов между масштабными

соотношениями авторы последовательно вводят 48 свободных параметров — 28 для галактик и 20 для их центральных чёрных дыр, — и все их потом находят минимизацией отклонений предсказанных масштабных соотношений от наблюдаемых. Стартует эта эмпирическая модель, тем не менее, с абсолютно чисто космологической теории — с истории слияния тёмных гало в симуляциях эволюции крупномасштабной структуры Вселенной методом N тел. К массе тёмного гало привязывается темп звездообразования в галактике. Это, конечно, некоторая вольность: из наблюдений известна только связь темпов звездообразования с массой звёздной компоненты галактики, а не с её динамической массой. Однако эта вольность позволяет сразу запустить историю формирования звёздного компонента галактик в масштабах всей Вселенной, поскольку симуляции однозначно прописывают историю "сборки" тёмных гало разных масс. Вообще говоря, из-за такого базиса расчёта модель TRINITY нельзя считать полностью эмпирической, хотя авторы выносят этот эпитет в первые строки аннотации своей статьи. Так же как и ранее упоминавшаяся модель газового регулятора Лилли с соавторами [30], модель TRINITY граничит с классом полуаналитических. Тем не менее количество наблюдаемых масштабных соотношений, включённых в модель, действительно впечатляет и позволяет признать, что в этой модели больше астрономических наблюдений, чем космологической теории. Сам космологический кусок TRINITY уже был сформулирован в рамках полуаналитической модели для эволюции галактик ранее, в [212], а теперь в TRINITY к нему присоединили и эволюцию центральных чёрных дыр. Итак, эволюционирует распределение тёмных гало по массам, в них идёт параметризованное звездообразование и формируется звёздная масса галактик. Через эмпирическую связь звёздной массы галактики с массой её балджа, найденную ранее для разных красных смещений, делается переход к массам балджей, а от них — к массам центральных чёрных дыр через соответствующее масштабное соотношение. Для чёрных дыр разных масс из наблюдательной статистики известен "цикл активности", а также распределение темпов аккреции, приводящее к наблюдаемому энерговыделению активных ядер. На всех этапах построения модели проверяется соответствие наблюдениям следующих масштабных соотношений: функция звёздных масс галактик на разных красных смещениях, полная космическая история звездообразования, главная последовательность темпов звездообразования на разных красных смещениях, функция светимости квазаров на разных красных смещениях, распределение по массам чёрных дыр в активных ядрах на разных красных смещениях. В конце концов, авторы находят оптимальную по всем 48 параметрам модель и смотрят, что она, собственно, предсказывает для роста чёрных дыр. Несмотря на то что в модели чёрным дырам позволено сливаться — раз уж тёмные гало всё равно сливаются, набор массы за счёт слияний вносит, как правило, менее процента в рост массы чёрной дыры. Основным механизмом роста центральной чёрной дыры в галактике — это аккреция газа (что проявляется в наблюдениях как активность ядра галактики). Также, поскольку тёмные гало растут иерархически, позволено расти в среднем и галактикам. Однако соотношение масса балджа–масса чёрной дыры на больших красных смещениях должно было быть намного круче, чем сейчас, что

позволяет иметь в модели на $z = 6-7$ чёрные дыры массой в миллиард солнечных масс даже в относительно небольших галактиках. В галактиках со звездообразованием проявление активности ядра и само глобальное звездообразование синхронизованы, но в модели не пытаются разделить — это звездообразование провоцирует отъём момента у газа и подпитку центральной чёрной дыры или и то и другое равным образом питаются притоком газа в галактику извне. И наконец, отношение темпа аккреции газа на чёрную дыру (энерговыведение активного ядра) к темпу звездообразования растёт последние миллиарды лет в самых массивных галактиках, потому что в них затухает звездообразование, а активность ядра изменяется значительно медленнее. Это означает, что у "пассивных" галактик есть какой-то источник холодного газа для центральной чёрной дыры, не связанный со звездообразованием и не питающий его. Что это за источник, опять же пока не формулируется. Честно говоря, немного удивительно, что нигде в модели не фигурирует масштабное соотношение, связывающее массу холодного газа в галактике с её полной массой — такие масштабные соотношения уже построены из наблюдений по крайней мере до $z \sim 2$. В общем, модель TRINITY, с некоторыми усилиями, вроде бы увязала почти все известные для галактик масштабные соотношения; однако многие физические механизмы, определяющие эти соотношения, остаются для нас неясными и, возможно, неизвестными.

6. Эмпирический сценарий формирования дисковых галактик

Обратимся наконец к самому глобальному — эмпирическому сценарию эволюции дисковых галактик со звездообразованием. Как упоминалось в разделе 3, для данного типа галактик известно больше всего масштабных соотношений, и увязать их все между собой в единый сценарий эволюции — это, как говорят западные коллеги, "большой вызов" (challenge). Но тем азартнее отвечают на этот вызов астрономы: сейчас у каждого уважающего себя исследователя галактик есть свой, оригинальный и любимый, подход к поиску ключевых физических факторов их формирования и эволюции.

6.1. Ключевые факторы эволюции дисковых галактик

Например, организация звездообразования — одного из ключевых процессов в эволюции галактик — на разных масштабах может быть описана в рамках разных предположений о природе турбулентности холодного/остывающего газа в дисках. Брюс Эльмегрин с соавторами традиционно предпочитает строить спектр турбулентности газа в дисках галактик на основе его гравитационной неустойчивости (см., например, [213]). А вот Марк Крумхольц с соавторами [214, 215] отстаивает ключевую роль обратной связи от звездообразования: и энергия молодых звёзд, и момент их сброшенных оболочек тоже позволяют построить самосогласованную картину развития турбулентности в газе на разных масштабах. Наблюдательные аргументы, не говоря уже о физических, есть и у того и у другого подхода. Здесь уместно отметить, что отечественные наблюдательные работы по картированию кинематических свойств ионизованного газа в карликовых галактиках поддерживают картину с ключевой ролью обратной связи [216].

Определяющим фактором эволюции дисковых галактик, вероятно, является постоянный приток холодного газа извне в их диски. Об аккреции холодного газа на диск сначала Млечного Пути, а потом и всех спиральных галактик заговорили ещё в 1970-е годы, начиная с заметки классика внегалактической астрономии Ричарда Ларсона [5]: Ларсон уже тогда отмечал, что, похоже, темп аккреции на Млечный Путь примерно соответствует темпам звездообразования и, следовательно, весь наблюдаемый в диске Галактики газ был приобретён ею совсем недавно, в результате аккреции извне. И наблюдаемая эволюция химического состава звёзд диска Млечного Пути тоже требовала такой аккреции: постоянный на протяжении 8 млрд лет химический состав образующихся звёзд и отсутствие корреляции возраст–металличность в тонком диске Млечного Пути [217] можно было объяснить, при наличии непрерывно идущего нуклеосинтеза в звёздах, только притоком извне газа низкой металличности — не более 10 % от солнечной [218]. Ещё один аргумент в пользу необходимости подпитки текущего звездообразования газом извне появился после установления короткого — и постоянного для всех близких спиральных галактик — времени исчерпания текущих резервуаров газа галактик [103, 219]. Напрямую оцениваемый и эволюционно обоснованный темп притока газа извне в случае, например, Млечного Пути получается сравнимым (хотя и несколько ниже) с темпами звездообразования в тонком диске в течение последних 10 млрд лет [220].

Но что может быть источником постоянного притока холодного газа извне в диски галактик? На эту тему также существует несколько вполне обоснованных и популярных точек зрения. Популярный сейчас малый мерджинг может успешно работать и для спиральных галактик, так же как он работает для эллиптических: если для эволюции эллиптических галактик требуется множественное поглощение чисто звёздных карликовых систем, то регулярно повторяющееся поглощение карликовых спутников с газом может обеспечить подпитку топливом звездообразования. Однако оценки, например, в обзоре Санчизи и др. [221] вроде бы показывают, что, учитывая среднее количество карликовых галактик в современной Вселенной, невозможно обеспечить полный объём необходимой аккреции холодного газа извне на все современные спиральные галактики только за счёт поглощения спутников. В решение проблемы источников аккреции внесли свой вклад и космологи. На $z = 0$ распределение гравитирующей материи во Вселенной, согласно современным модельным расчётам, состоит из многочисленных филаментов между узлами, содержащими галактики и скопления галактик. Формирование такой неоднородной крупномасштабной структуры Вселенной, а также концепция иерархической сборки тёмных гало позволяют связать приток барионов извне в галактику с приходом тёмной материи через течения в филаментах. Вообще говоря, космологи предлагают два вида аккреции: холодную и горячую. Они различаются тем, что в случае холодной аккреции газ с температурой не выше 10^4 К доходит узким потоком прямо до края диска галактики [222]. А при горячей аккреции газ сначала вириализуется внутри тёмного гало до рентгеновских температур и только впоследствии, остывая через излучение, аккрецирует на диск галактики сразу на всём его протяжении (см., например, [223, 224]). И в том и в дру-

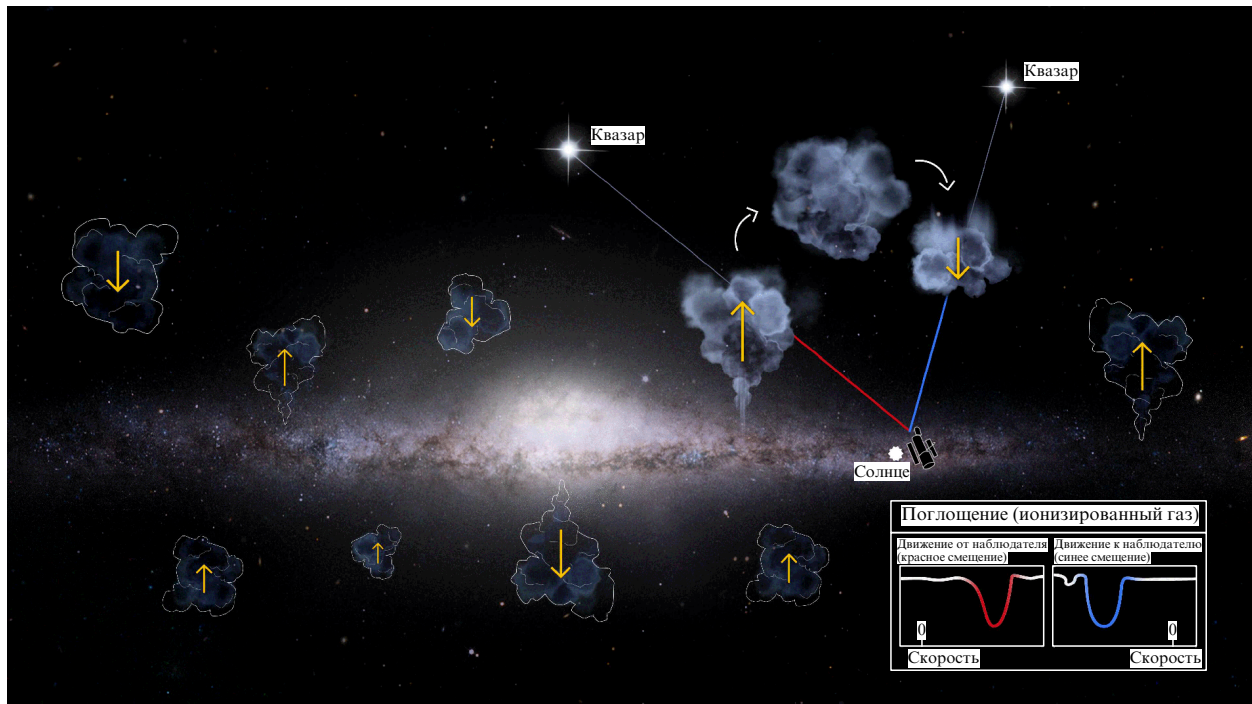


Рис. 10. Представление художника о летающих в гало Млечного Пути холодных облаках газа, наблюдаемых по линиям поглощения в спектрах квазаров, луч которых проходит через облако прежде, чем попасть в наш телескоп. Красное смещение этих линий поглощения, естественно, близко к нулю. (Иллюстрация взята из публичной коллекции NASA Image Galleries.)

гом случае речь идёт об аккреции первичного газа, с металличностью, близкой к нулевой. Однако есть сценарии в рамках парадигмы аккреции горячего вириализованного газа, которые позволяют организовать и аккрецию смеси первичного и спрoцессированного в звёздах газа. Например, в последние годы Филиппо Фратернали с соавторами активно развивают такой сценарий. Чтобы уменьшить время остывания газа в гало, в этом сценарии "запускается" галактический фонтан из области звездообразования в диске; обогащённый газ из этой области поднимается в гало и там остывает. Пролетая через горячий первичный газ гало, остывший сгусток из фонтана увлекает в свой кильватер какое-то количество горячего первичного газа и вместе с ним падает обратно в диск [225]. Так диск галактики получает дополнительный газ и дополнительный момент, поскольку газ возвращается в диск не в том месте, откуда вылетел. Такие летающие по гало сгустки холодного газа около Млечного Пути отождествляются с так называемыми высокоскоростными облаками, наблюдаемыми в линии нейтрального водорода 21 см, а также в поглощении — в спектрах квазаров заднего фона (рис. 10).

6.2. Эволюция момента определяет всё?

Поскольку основная кинетическая энергия звёзд и газа в дисковых галактиках — это энергия регулярного вращения и поскольку сама структура (форма) крупномасштабного диска галактик определяется его угловым моментом, эволюция момента дисковой галактики также является ключевым пунктом при построении эмпирической модели формирования и эволюции дисковых галактик. Дело в том, что аккрецирующие барионы приносят с собой момент. Это их орбитальный момент [226]. Он может быть весьма разным, зависящим как от природы аккреции — ламинарное течение первичного

газа вдоль космологических филаментов принесёт больше момента, чем малый мерджинг или горячая аккреция, — так и от направления, с которого приходит газ. Это природное разнообразие пока сильно осложняет наше понимание динамической эволюции дисковых галактик. Аккреция внешнего газа так, как её представляют себе космологи, — в большей степени стохастический процесс: геометрия аккреции может и даже должна меняться во времени. Между тем зависимость Фолла очень тесная, и непонятно, как "упаковать" всю эту стохастичку в такой малый разброс галактик вокруг зависимости конечного углового момента диска от его звёздной массы. Сам процесс иерархического роста структур и тёмных гало в космологических моделях Вселенной монотонен, тогда как в наблюдаемых эволюционных зависимостях угадываются некие "переломные" красные смещения, после которых, вероятно, меняются доминирующие механизмы эволюции. Такие качественные перемены неизбежно приводят к наблюдаемым переломам в эволюционных последовательностях параметров галактик. Эволюция момента галактических дисков как раз относится к "неоднородным" эволюционным последовательностям. На красном смещении, равном двум, 10 млрд лет назад газовые галактические диски были толстыми и турбулентными, и из них в ходе очень эффективного звездообразования, с временами истощения газа порядка полумиллиарда лет, рождались толстые звёздные диски. В нашей собственной Галактике есть толстый звёздный диск с вертикальной шкалой порядка 1,5 кпк, возрастом звёзд 10–11 млрд лет и временем формирования (по отношению обилия альфа-элементов к железу) меньше 1 млрд лет. Похоже, это тот самый реликтовый диск, формирование братьев которого мы наблюдаем на $z = 2$. Диски на $z = 2$ поддерживаются вращением; но они существенно горя-

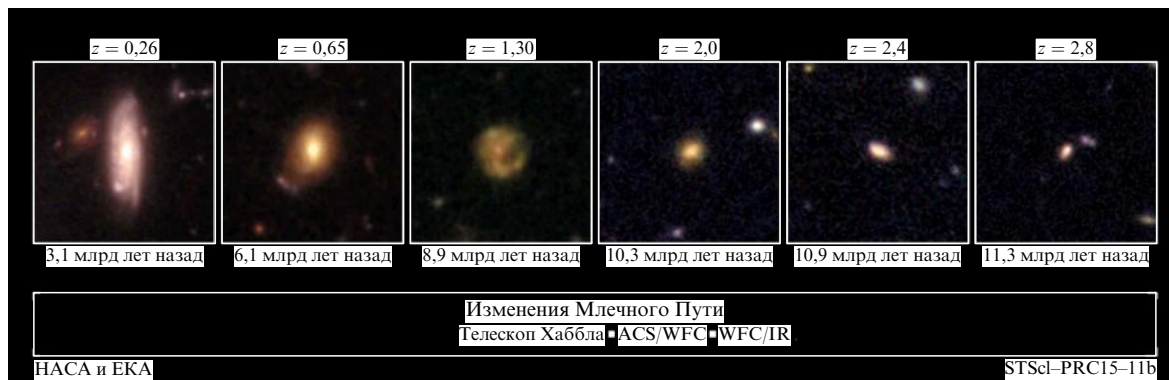


Рис. 11. Современная схема формирования и эволюции гигантских спиральных галактик. (Иллюстрация взята из публичной коллекции NASA Image Galleries.)

чее динамически, чем современные нам диски спиральных галактик, $V_{\text{rot}}/\sigma_g \approx 1$ тогда [227] против $V_{\text{rot}}/\sigma_g \approx 7$ сейчас. Эта эволюция происходит в основном за счёт уменьшения со временем дисперсии скоростей газовых облаков, но и скорость вращения со временем растёт — у галактик с массой $10^{10} M_\odot$ она выросла в 1,5 раза за последние 10 млрд лет [228]. Альвио Ренцини в своих недавних заметках [229, 230] оценил скорость эволюции момента вращения дисковых галактик со звездообразованием (принадлежащих главной последовательности) исходя из последних данных по темпам эволюции ключевых параметров галактик. Поскольку момент $J \propto M_* V_{\text{rot}} R_d$, он перемножил увеличение массы в 8 раз (эволюция галактики вдоль главной последовательности) на увеличение скорости вращения в 1,5 раза и на увеличение радиуса в 3 раза за последние 10 млрд лет, и у него получилось с учётом всех разбросов и неопределённостей, что за то же время момент галактических дисков вырос в 20–50 раз. Это существенно превосходит темпы роста момента родительских тёмных гало этих же галактик. Основной рост момента приходится на эпоху $z < 1$ [231], т.е. на последние 8 млрд лет (рис. 11). И действительно, тонкий звёздный диск Млечного Пути начал формироваться именно 8 млрд лет назад.

Откуда же приходит момент в диски галактик? Единственный естественный ответ — с аккрецирующими барионами. Однако чтобы рост момента произошёл в 20–50 раз за 10 млрд лет, важно строго ограничить геометрию прихода барионов: на протяжении всего этого периода внешний газ должен приходить строго в плоскости галактического диска и его орбитальный момент должен совпадать по направлению с моментом вращения галактического диска [229]. Только тогда получатся современные спиральные галактики как основное население галактик ближней Вселенной. Наблюдения кинематики линий поглощения газа, "выедаемых" протяжёнными газовыми дисками близких, $z \sim 0$, гигантских спиральных галактик в спектрах квазаров заднего фона, которые на них проецируются, вроде бы подтверждают такую доминирующую геометрию аккреции внешнего газа: строго в плоскости, вращаясь с внутренней областью галактики [232]. Однако может ли такой режим аккреции продержаться около каждой спиральной галактики в течение последних 8–10 млрд лет? Космологи пока смущаются дать решительный ответ. Единственное утешение, которое прозвучало со стороны специалистов по численному моделированию космологической эволюции Все-

ленной, — качественная оценка момента аккрецирующих барионов. Во всех современных моделях — а в статье [233] проанализированы результаты пяти самых популярных сейчас космологических физических моделей — получается, что подходящий к границе индивидуального тёмного гало филаментарный поток холодного газа несёт орбитальный момент, в среднем в 4 раза больший, чем одновременно с ним аккрецирующая тёмная материя. Это происходит просто за счёт геометрии аккреции: средний спин втекающего холодного газа на $z < 1,5$ выходит на значение $\lambda_{\text{cold}} \approx 0,12$ [233], против общекосмического 0,03. Другое дело, что после входа этого холодного газа внутрь тёмного гало с ним должны происходить весьма разнообразные взаимодействия с собственным горячим газом гало, и момент может уменьшаться, — но это, как говорится, детали имплементируемой физики, а их можно и поменять при необходимости...

6.3. ...Или всё же режим аккреции определяет звездообразование? Эволюция линзовидных галактик

И наконец, живо обсуждаемый сейчас вопрос об эволюции дисковых галактик, у которых в настоящую эпоху нет звездообразования, — линзовидных галактик. Все модели с "газовым регулятором" относятся к галактикам главной последовательности. Как только речь заходит о галактиках *ниже* главной последовательности, большинство исследователей произносят волшебное слово "quenching" (подавление) и на этом останавливаются. Между тем согласия среди теоретиков и интерпретаторов относительно природы механизма этой самой остановки звездообразования, которая, по мысли большинства, должна привести к превращению спиральной галактики в линзовидную, нет, и характерные времена этого процесса неизвестны. Удивительно, что этими самыми выражениями, "трансформация спиральных галактик в линзовидные", широкие массы исследователей пользуются до сих пор, не обращая внимания на то, что уже 25 лет назад доказано, что спиральные галактики появились как морфологический вид только 8 млрд лет назад, когда стали формироваться *тонкие* диски галактик. А уже 10 лет назад было выяснено, что возраст дисков современных линзовидных галактик — больше 10 млрд лет [234, 235].

Между тем в рамках торжествующей сейчас парадигмы, что эволюция дисковых галактик определяется аккрецией на них внешнего газа, как раз необходимо решать и проблему эволюции линзовидных галактик. Тол-

стые звёздные диски галактик формируются на $z \sim 2$ из толстых газовых дисков, и время истощения газа на $z \sim 2$ на главной последовательности — около 700 млн лет. То есть между $z \sim 2$ и $z \sim 1$ ожидается появление целого населения дисковых галактик, в которых звездообразование быстро прошло и остановилось, потому что полностью истощило внутренний запас газа. А дальше, на $z < 1$, всё будет зависеть от того, состоится ли дальнейшая аккреция внешнего холодного газа на эту дисковую галактику. Во-первых, дисковая галактика может попасть в такое окружение, когда аккреция невозможна. Это окружение — скопления галактик, которые в массовом порядке начинают "собираться" именно после $z = 1$. Внутри радиуса скопления, $\sim 2-3$ Мпк, всё заполнено горячей межгалактической средой, и холодные потоки газа, пришедшие извне, должны в ней просто испаряться и растворяться, не дойдя до галактик — членов скопления. Именно поэтому в современных скоплениях большинство дисковых галактик — линзовидные, без газа и звездообразования [236]. Эти линзовидные галактики никогда не были спиральными, это *несостоявшиеся, недостроенные* галактические диски из-за отсутствия последние 8 млрд лет притока холодного газа извне [237]. Что касается линзовидных галактик поля, которых значительно больше в современной Вселенной, чем линзовидных галактик скоплений, то в них в большинстве случаев есть холодный газ, судя по всему, пришедший извне [238]. Однако только в половине линзовидных галактик, богатых газом, заметны признаки звездообразования, чаще всего, организованного в кольцевые структуры [239]. Мы, основываясь на исследованиях массивных газовых дисков в близких линзовидных галактиках, полагаем, что тут дело в геометрии аккреции: когда газ приходит не в плоскости диска галактики, а под углом, иногда даже в полярной плоскости, он греется при ударе о потенциальную яму диска галактики и, став тёплым, больше не может начать образовывать звёзды [240]. А вот Альвио Ренцини, размышлявший примерно в том же направлении, думает, что дело может быть в моменте приходящего газа: когда этот момент слишком велик, приходящий газ обязан оставаться на периферии галактики, на больших радиусах, а там мало триггеров для начала звездообразования, и плотность газа получается недостаточной для развития гравитационной неустойчивости [230]. И тот и другой механизм может препятствовать звездообразованию в имеющемся газе и формированию тонкого звёздного диска, необходимого для развития спиральной структуры, несмотря на то что аккреция внешнего холодного газа в линзовидных галактиках поля имеет место.

7. Заключение

Колоссальное развитие наблюдательной техники в последние 20 лет, целенаправленно посвящённое исследованиям галактик на больших красных смещениях в широком диапазоне длин волн, привело к накоплению материала, позволяющего проследить напрямую эволюцию различных характеристик галактик: структурных, динамических, химических — почти на всём протяжении существования Вселенной. В результате стало возможным построение чисто эмпирических сценариев формирования и эволюции галактик. Некоторые из них удалось без проблем встроить затем в стандартную космологиче-

скую модель — как, например, сценарий происхождения и роста центральных чёрных дыр. А некоторые из них, особенно связанные с эволюцией дисковых галактик, до сих пор находятся в довольно сложных отношениях с иерархической парадигмой, и эти проблемы постепенно решаются космологами "тонкой подстройкой" модели физических процессов во Вселенной. Однако нельзя не признать, что на данном этапе именно наблюдательные данные, дополняющиеся и обновляющиеся каждый год, являются двигателем прогресса в систематизации наших представлений об эволюции галактик.

Написание данного обзора поддержано Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 20-12-50227).

Список литературы

1. Oesch P A et al. *Astrophys. J.* **819** 129 (2016)
2. Jiang L et al. *Nat. Astron.* **5** 256 (2021)
3. Partridge R B, Peebles P J E *Astrophys. J.* **147** 868 (1967)
4. Larson R B *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **145** 405 (1969)
5. Larson R B *Nature* **236** 21 (1972)
6. Larson R B *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **166** 585 (1974)
7. White S D M, Rees M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **183** 341 (1978)
8. Press W H, Schechter P *Astrophys. J.* **187** 425 (1974)
9. Reed D S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **363** 393 (2005)
10. Jenkins A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **321** 372 (2001)
11. Somerville R S, Davé R *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **53** 51 (2015)
12. Vogelsberger M, Marinacci F, Torrey P, Puchwein E *Nat. Rev. Phys.* **2** 42 (2020)
13. Vogelsberger M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **444** 1518 (2014)
14. Schaye J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **446** 521 (2015)
15. Hirschmann M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **442** 2304 (2014)
16. Dubois Y et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **444** 1453 (2014)
17. Khandai N et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **450** 1349 (2015)
18. Hopkins Ph F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **445** 581 (2014)
19. Davé R, Thompson R, Hopkins P F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **462** 3265 (2016)
20. McCarthy I G, Schaye J, Bird S, Le Brun A M C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **465** 2936 (2017)
21. Davé R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **486** 2827 (2019)
22. Naab T, Ostriker J P *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **55** 59 (2017)
23. Kereš D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **363** 2 (2005)
24. Nelson D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **429** 3353 (2013)
25. White S D M, Frenk C S *Astrophys. J.* **379** 52 (1991)
26. Bouché N et al. *Astrophys. J.* **718** 1001 (2010)
27. Krumholz M R, Dekel A *Astrophys. J.* **753** 16 (2012)
28. Peng Y, Maiolino R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **443** 3643 (2014)
29. Tacconi L J, Genzel R, Sternberg A *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **58** 157 (2020)
30. Lilly S J et al. *Astrophys. J.* **772** 119 (2013)
31. Genel S et al. *Astrophys. J.* **688** 789 (2008)
32. Speagle J S et al. *Astrophys. J. Suppl.* **214** 15 (2014)
33. Ascasibar Y et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **448** 2126 (2015)
34. Williams R E et al. *Astron. J.* **112** 1335 (1996)
35. Hubble E *The Realm of the Nebulae* (New Haven, CT: Yale Univ. Press, 1936)
36. Odewahn S C et al. *Astrophys. J.* **472** L13 (1996)
37. Driver S P et al. *Astrophys. J.* **496** L93 (1998)
38. Elmegreen B G, Elmegreen D M *Astrophys. J.* **627** 632 (2005)
39. Elmegreen B G, Elmegreen D M *Astrophys. J.* **650** 644 (2006)
40. Elmegreen D M et al. *Astrophys. J.* **658** 763 (2007)
41. Bournaud F, Elmegreen B G, Elmegreen D M *Astrophys. J.* **670** 237 (2007)
42. Daddi E et al. *Astrophys. J.* **617** 746 (2004)
43. Labbé I et al. *Astrophys. J.* **624** L81 (2005)
44. Wuyts S et al. *Astrophys. J.* **655** 51 (2007)
45. Steidel C C et al. *Astrophys. J.* **717** 289 (2010)
46. Steidel C C et al. *Astrophys. J.* **462** L17 (1996)
47. Shapley A E et al. *Astrophys. J.* **562** 95 (2001)
48. Stark D P et al. *Astrophys. J.* **697** 1493 (2009)

49. Thompson D, Djorgovski S, Trauger J *Astron. J.* **110** 963 (1995)
50. Hu E M, McMahon R G *Nature* **382** 231 (1996)
51. Hu E M, Cowie L L, McMahon R G *Astrophys. J.* **502** L99 (1998)
52. Cowie L L, Hu E M *Astron. J.* **115** 1319 (1998)
53. Ouchi M, Ono Y, Shibuya T *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **58** 617 (2020)
54. Blain A W et al. *Phys. Rep.* **369** 111 (2002)
55. Casey C M, Narayanan D, Cooray A *Phys. Rep.* **541** 45 (2014)
56. Michalowski M J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **469** 492 (2017)
57. Smail I, Ivison R J, Blain A W *Astrophys. J.* **490** L5 (1997)
58. Chapman S C et al. *Astrophys. J.* **622** 772 (2005)
59. Geach J E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **465** 1789 (2017)
60. Wardlow J L et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **415** 1479 (2011)
61. Vieira J D et al. *Astrophys. J.* **719** 763 (2010)
62. Chen C-C et al. *Astrophys. J.* **820** 82 (2016)
63. Hodge J A et al. *Astrophys. J.* **876** 130 (2019)
64. Rizzo F et al. *Nature* **584** 201 (2020)
65. Rizzo F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **507** 3952 (2021)
66. Lelli F et al. *Science* **371** 713 (2021)
67. Kretschmer M, Dekel A, Teyssier R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **510** 3266 (2022)
68. Tully R B, Fisher J R *Astron. Astrophys.* **54** 661 (1977)
69. Faber S M, Jackson R E *Astrophys. J.* **204** 668 (1976)
70. Tully R B et al. *Astron. J.* **115** 2264 (1998)
71. Noordermeer E, Verheijen M A W *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **381** 1463 (2007)
72. McGaugh S S, Schombert J M *Astrophys. J.* **802** 18 (2015)
73. Lelli F, McGaugh S S, Schombert J M *Astrophys. J. Lett.* **816** L14 (2016)
74. Verheijen M A W *Astrophys. J.* **563** 694 (2001)
75. Lelli F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **484** 3267 (2019)
76. Kassin S A et al. *Astrophys. J.* **660** L35 (2007)
77. Gallazzi A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **370** 1106 (2006)
78. Governato F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **374** 1479 (2007)
79. Übler H et al. *Astrophys. J.* **842** 121 (2017)
80. Fall S M, in *Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies: Proc. of the Symp., Besancon, France, August 9–13, 1982* (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1983) p. 391
81. Posti L et al. *Astron. Astrophys.* **612** L6 (2018)
82. Peebles P J E *Astrophys. J.* **155** 393 (1969)
83. Pota V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **428** 389 (2013)
84. Brodie J P et al. *Astrophys. J.* **796** 52 (2014)
85. Foster C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **457** 147 (2016)
86. Pulsoni C et al. *Astron. Astrophys.* **618** A94 (2018)
87. Romanowsky A J, Fall S M *Astrophys. J. Suppl.* **203** 17 (2012)
88. Harrison C M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **467** 1965 (2017)
89. Kormendy J *Astrophys. J.* **218** 333 (1977)
90. Kormendy J, Bender R *Astrophys. J. Suppl.* **198** 2 (2012)
91. Shen S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **343** 978 (2003)
92. Trujillo I et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **382** 109 (2007)
93. Dressler A et al. *Astrophys. J.* **313** 42 (1987)
94. Djorgovski S, Davis M *Astrophys. J.* **313** 59 (1987)
95. Bernardi M et al. *Astron. J.* **125** 1866 (2003)
96. Cappellari M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **432** 1709 (2013)
97. D'Eugenio F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **504** 5098 (2021)
98. Shetty S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **494** 5619 (2020)
99. Schmidt M *Astrophys. J.* **129** 243 (1959)
100. Kennicutt R C (Jr.) *Astrophys. J.* **498** 541 (1998)
101. Castignani G et al. *Astron. Astrophys.* **657** A9 (2022)
102. Saintonge A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **415** 32 (2011)
103. Bigiel F et al. *Astron. J.* **136** 2846 (2008)
104. Saintonge A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **415** 61 (2011)
105. Tacconi L J et al. *Astrophys. J.* **768** 74 (2013)
106. Genzel R et al. *Astrophys. J.* **800** 20 (2015)
107. Brinchmann J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **351** 1151 (2004)
108. Popesso P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **483** 3213 (2019)
109. Noeske K G et al. *Astrophys. J.* **660** L43 (2007)
110. Gruppioni C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **432** 23 (2013)
111. Steinhardt C L et al. *Astrophys. J. Lett.* **791** L25 (2014)
112. Conselice Ch J et al. *Astron. J.* **126** 1183 (2003)
113. Tasca L A M et al. *Astron. Astrophys.* **581** A54 (2015)
114. Madau P, Dickinson M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **52** 415 (2014)
115. Schreiber C et al. *Astron. Astrophys.* **575** A74 (2015)
116. Daddi E et al. *Astrophys. J.* **670** 156 (2007)
117. Tifft W G *Astron. J.* **68** 302 (1963)
118. Sandage A, Visvanathan N *Astrophys. J.* **223** 707 (1978)
119. Faber S M *Astrophys. J.* **179** 731 (1973)
120. Засов А В, Сильченко О К *Астрон. журн.* **60** 1063 (1983); Zassov A V, Sil'chenko O K *Sov. Astron.* **27** 616 (1983)
121. Сильченко О К *Письма в Астрон. журн.* **19** 693 (1993); Sil'chenko O K *Astron. Lett.* **19** 279 (1993)
122. Worthey G *Astrophys. J. Suppl.* **95** 107 (1994)
123. Сильченко О К *Астрон. журн.* **71** 7 (1994); Sil'chenko O K *Astron. Rep.* **38** 3 (1994)
124. Trager S C et al. *Astron. J.* **120** 165 (2000)
125. Nelan J E et al. *Astrophys. J.* **632** 137 (2005)
126. Lequeux J et al. *Astron. Astrophys.* **80** 155 (1979)
127. Richer M G, McCall M L *Astrophys. J.* **445** 642 (1995)
128. Pilyugin L S, Vilchez J M, Contini T *Astron. Astrophys.* **425** 849 (2004)
129. Tremonti Ch A et al. *Astrophys. J.* **613** 898 (2004)
130. Kewley L J, Ellison S L *Astrophys. J.* **681** 1183 (2008)
131. Bothun G D et al. *Astron. J.* **89** 1300 (1984)
132. Peletier R F, Balcells M *Astron. J.* **111** 2238 (1996)
133. Mannucci F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **408** 2115 (2010)
134. Curti M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **491** 944 (2020)
135. Ellison S L et al. *Astrophys. J.* **672** L107 (2008)
136. Sánchez S F et al. *Astron. Astrophys.* **554** A58 (2013)
137. Sánchez S F *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **58** 99 (2020)
138. Maiolino R, Mannucci F *Astron. Astrophys. Rev.* **27** 3 (2019)
139. Kormendy J *Astrophys. J.* **325** 128 (1988)
140. Kormendy J *Astrophys. J.* **335** 40 (1988)
141. Kormendy J, Richstone D *Astrophys. J.* **393** 559 (1992)
142. Kormendy J, Richstone D *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **33** 581 (1995)
143. Kormendy J et al. *Astrophys. J.* **459** L57 (1996)
144. Kormendy J et al. *Astrophys. J.* **473** L91 (1996)
145. Kormendy J, Bender R *Astrophys. J.* **522** 772 (1999)
146. Magorrian J et al. *Astron. J.* **115** 2285 (1998)
147. Marconi A, Hunt L K *Astrophys. J.* **589** L21 (2003)
148. McConnell N J, Ma Ch-P *Astrophys. J.* **764** 184 (2013)
149. Gültekin K et al. *Astrophys. J.* **698** 198 (2009)
150. Greene J, Strader J, Ho L C *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **58** 257 (2020)
151. Kormendy J, Ho L C *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **51** 511 (2013)
152. Hernquist L *Astrophys. J.* **400** 460 (1992)
153. Decarli R et al. *Astrophys. J.* **854** 97 (2018)
154. Tinsley B M, Larson R B *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **186** 503 (1979)
155. Toomre A, Toomre J *Astrophys. J.* **178** 623 (1972)
156. Barnes J A, Hernquist L *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **30** 705 (1992)
157. Baugh C M, Cole S, Frenk C S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **283** 1361 (1996)
158. Carlberg R G *Astrophys. J.* **286** 403 (1984)
159. Kobayashi Ch *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **347** 740 (2004)
160. Baes M et al. *Astron. Astrophys.* **467** 991 (2007)
161. Newman J A et al. *Astrophys. J. Suppl.* **208** 5 (2013)
162. Gialalisco M et al. *Astrophys. J.* **600** L93 (2004)
163. Grogin N A et al. *Astrophys. J. Suppl.* **197** 35 (2011)
164. Scoville N et al. *Astrophys. J. Suppl.* **172** 1 (2007)
165. Buitrago F et al. *Astrophys. J.* **687** L61 (2008)
166. Van der Wel A et al. *Astrophys. J.* **788** 28 (2014)
167. Fan L et al. *Astrophys. J.* **689** L101 (2008)
168. Bezanson R et al. *Astrophys. J.* **697** 1290 (2009)
169. Trujillo I, Ferreras I, de la Rosa I G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **415** 3903 (2011)
170. McLure R J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **428** 1088 (2013)
171. Naab T, Johansson P H, Ostriker J P *Astrophys. J.* **699** L178 (2009)
172. Hilz M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **425** 3119 (2012)
173. Zanisi L et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **505** 4555 (2021)
174. Niida M et al. *Astrophys. J.* **904** 89 (2020)
175. Lemaux B C et al. *Astron. Astrophys.* **572** A90 (2014)
176. Ramasawmy J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **486** 4320 (2019)
177. Carniani S et al. *Astron. Astrophys.* **591** A28 (2016)
178. Croton D J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369** 1808 (2006)
179. Lapi A et al. *Astrophys. J.* **650** 42 (2006)
180. Silk J, Rees M J *Astron. Astrophys.* **331** L1 (1998)

181. Inayoshi K, Visbal E, Haiman Z *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **58** 27 (2020)
182. Willott Ch J, McLure R J, Jarvis M J *Astrophys. J.* **587** L15 (2003)
183. Mortlock D J et al. *Nature* **474** 616 (2011)
184. Wu X-B et al. *Nature* **518** 512 (2015)
185. Bañados E et al. *Nature* **553** 473 (2018)
186. Wang F et al. *Astrophys. J. Lett.* **907** L1 (2021)
187. Yang J et al. *Astrophys. J. Lett.* **897** L14 (2020)
188. Matsuoka Y et al. *Astrophys. J.* **869** 150 (2018)
189. Onoue M et al. *Astrophys. J.* **880** 77 (2019)
190. Hirano S et al. *Astrophys. J.* **781** 60 (2014)
191. Umeda H et al. *Astrophys. J.* **830** L34 (2016)
192. Omukai K *Astrophys. J.* **546** 635 (2001)
193. Wise J H et al. *Nature* **566** 85 (2019)
194. Tanaka T L, Li M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439** 1092 (2014)
195. Hosokawa T, Omukai K, Yorke H W *Astrophys. J.* **756** 93 (2012)
196. Das A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **503** 1051 (2021)
197. Dolgov A, Silk J *Phys. Rev. D* **47** 4244 (1993)
198. Долгов А Д *УФН* **188** 121 (2018); Dolgov A D *Phys. Usp.* **61** 115 (2018)
199. Dolgov A, Postnov K J *Cosmol. Astropart. Phys.* **2017** (04) 036 (2017)
200. Volonteri M, Rees M J *Astrophys. J.* **633** 624 (2005)
201. Venemans B P *The Messenger* (169) 48 (2017)
202. Mullaney J R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **419** 95 (2012)
203. Rosario D J et al. *Astron. Astrophys.* **545** A45 (2012)
204. Aird J, Coil A L, Georgakakis A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **474** 1225 (2018)
205. Aird J, Coil A L, Georgakakis A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **484** 4360 (2019)
206. Hopkins Ph F et al. *Astrophys. J. Suppl.* **175** 356 (2008)
207. Hopkins Ph F et al. *Astrophys. J. Suppl.* **175** 390 (2008)
208. Hirschmann M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **426** 237 (2012)
209. Conroy Ch, White M *Astrophys. J.* **762** 70 (2013)
210. Shankar F, Weinberg D H, Miralda-Escudé J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **428** 421 (2013)
211. Zhang H et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **518** 2123 (2023); arXiv:2105.10474
212. Behroozi P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **488** 3143 (2019)
213. Bournaud F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **409** 1088 (2010)
214. Krumholz M R, McKee C F, Tumlinson J *Astrophys. J.* **699** 850 (2009)
215. Krumholz M R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **477** 2716 (2018)
216. Moiseev A V, Tikhonov A V, Klypin A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **449** 3568 (2015)
217. Twarog B A *Astrophys. J.* **242** 242 (1980)
218. Tosi M *Astron. Astrophys.* **197** 47 (1988)
219. Dalcanton J J *Astrophys. J.* **658** 941 (2007)
220. Fraternali F, Tomassetti M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **426** 2166 (2012)
221. Sancisi R et al. *Astron. Astrophys. Rev.* **15** 189 (2008)
222. Dekel A, Birnboim Y *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368** 2 (2006)
223. Stern J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **488** 2549 (2019)
224. Stern J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **492** 6042 (2020)
225. Marasco A, Fraternali F, Binney J J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **419** 1107 (2012)
226. Danovich M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **449** 2087 (2015)
227. Simons R C et al. *Astrophys. J.* **830** 14 (2016)
228. Simons R C et al. *Astrophys. J.* **843** 46 (2017)
229. Renzini A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **495** L42 (2020)
230. Peng Y, Renzini A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **491** L51 (2020)
231. Mo H J, Mao S, White S D M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **295** 319 (1998)
232. Martin C L et al. *Astrophys. J.* **878** 84 (2019)
233. Stewart K R et al. *Astrophys. J.* **843** 47 (2017)
234. Sil'chenko O K et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **427** 790 (2012)
235. Johnston E J, Aragón-Salamanca A, Merrifield M R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **441** 333 (2014)
236. Dressler A *Astrophys. J.* **236** 351 (1980)
237. Sil'chenko O *Memorie Soc. Astron. Italiana Suppl.* **25** 93 (2013)
238. Zhang Ch et al. *Astrophys. J. Lett.* **884** L52 (2019)
239. Pogge R W, Eskridge P B *Astron. J.* **106** 1405 (1993)
240. Sil'chenko O K, Moiseev A V, Egorov O V *Astrophys. J. Suppl.* **244** 6 (2019)

Empirical scenarios of galaxy evolution

O.K. Sil'chenko

Lomonosov Moscow State University, Sternberg State Astronomical Institute,
Universitetskii prosp. 13, 119234 Moscow, Russian Federation
E-mail: olga@sai.msu.su

Our present understanding of the evolution of the Universe is not fully comprehensive. While the conventional Λ CDM cosmological model provides an explanation of the large-scale structure and evolution of the Universe, problems are encountered at scales of individual galaxies. For this reason, attention is now focused on empirical scenarios of the formation and evolution of galaxies, which are based on precision observations of high-redshift galaxies. During the last 10–15 years, several such scenarios have been proposed and subjected to verification. For example, the discovery in 2007–2009 of the unexpectedly rapid growth of giant elliptical galaxies enabled rejecting a major merger as the primary mechanism by which such objects are formed. A so-called two-stage scenario is now common in which a compact stellar ‘seed’ is formed at an early stage, after which an elliptical galaxy rapidly ‘swells’ due to multiple dissipationless minor mergers. The discovery of a population of quasars at $z > 6$, whose central black holes have masses of the order of a billion solar masses or more, prompted the development of scenarios in which the black hole independently grows at an early stage, to be later ‘coated’ with galaxies. In the same vein, the recent massive acquisition of integral-field spectroscopic data using large telescopes has enabled ‘pinning down’ the critical moment in the evolution of spiral galaxy dynamics at $z = 1$, which was previously overlooked by cosmological models of the evolution of the Universe.

Keywords: galaxy evolution, galaxy formation, structure of galaxies, star formation, chemical evolution

PACS numbers: **98.52.–b**, 98.62.Ai, 98.62.Js

Bibliography — 240 references

Received 25 June 2021, revised 9 September 2022

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **192** (12) 1313–1338 (2022)

Physics–Uspekhi **65** (12) (2022)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2022.09.039239>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2022.09.039239>