

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Тёмная материя в галактиках

А.В. Засов, А.С. Сабурова, А.В. Хоперсков, С.А. Хоперсков

Вопрос о тёмной материи в галактиках, её количестве и распределении долгие годы остаётся дискуссионным, особенно если учесть, что тела или частицы, образующие тёмную материю, до сих пор не обнаружены. Мнения специалистов варьируются от утверждения о существовании очень большого количества абсолютно "тёмных" галактик до отрицания сколь-либо значимого количества небарионной тёмной материи. Проведено обсуждение астрономических свидетельств наличия тёмной материи внутри галактик, её связи с видимой материей, а также попыток оценить её массу и характер распределения в галактиках по данным наблюдений (фотометрия, динамика, гравитационное линзирование и др.), не вдаваясь в подробное рассмотрение космологических аспектов существования тёмной материи. Авторы считают наличие тёмной материи в галактиках и вокруг них хорошо аргументированным фактом. В заключении рассмотрены возможные механизмы влияния тёмного гало на процессы внутри галактик.

Ключевые слова: структура галактик, тёмная материя

PACS numbers: 95.35.+d, 98.62.Dm, 98.62.Gq

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.03.037751>

Содержание

1. Введение (3).
2. Несоответствие кинематических и фотометрических оценок массы (6).
 - 2.1. Кривые вращения газа за пределами оптического радиуса.
 - 2.2. Проблема декомпозиции кривой вращения: модель максимального диска и нижние оценки массы гало.
 - 2.3. Карликовые галактики и галактики с низкой поверхностной яркостью.
3. Дисперсия скоростей звёзд в диске: ограничения на тёмную массу (12).

А.В. Засов. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Университетский просп. 13, 119992 Москва, Российская Федерация
E-mail: zasov@sai.msu.ru

А.С. Сабурова. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация

А.В. Хоперсков. Волгоградский государственный университет, Университетский просп. 100, 400062 Волгоград, Российская Федерация
E-mail: khoperskov@volsu.ru

С.А. Хоперсков. Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, ул. Мира 19, 620002 Екатеринбург, Российская Федерация; Институт астрономии РАН, ул. Пятницкая 48, 119017 Москва, Российская Федерация
E-mail: sergeykhoperskov@gmail.com

Статья поступила 15 января 2016 г.,
после доработки 28 февраля 2016 г.

- 3.1. Использование условия гравитационной устойчивости дисков.
 - 3.2. Оценки плотности диска по измерениям дисперсии вертикальных скоростей.
 - 3.3. Оценка массы эллиптических галактик.
 4. Тёмная масса по данным гравитационного линзирования и наблюдениям в рентгеновском диапазоне и гамма-диапазоне (18).
 - 4.1. Эффекты гравитационного линзирования.
 - 4.2. Тёмное вещество и горячие газовые короны вокруг галактик.
 - 4.3. Гало и гамма-излучение.
 5. Форма и структура тёмного гало (22).
 - 5.1. Форма гало согласно численным моделям.
 - 5.2. Полярные галактические кольца и приливные потоки как маркеры тёмного вещества.
 - 5.3. Другие источники информации о форме гало.
 - 5.4. Субгало.
 6. Тёмное гало и структурные детали дисков (27).
 - 6.1. Тёмное гало и бары галактик.
 - 6.2. Триаксиальность тёмного гало и спиральная структура диска.
 - 6.3. Проблема центрального каспа.
 7. Статистические зависимости между массой тёмного гало и другими параметрами галактик (31).
 - 7.1. Барионная зависимость Талли–Фишера.
 - 7.2. Тёмная масса и морфологический тип галактик.
 - 7.3. Корреляция плотностей тёмной материи и нейтрального водорода.
 - 7.4. Связь между тёмным гало и металличностью газа.
 - 7.5. Соотношение вириальная масса гало–барионная (звёздная) масса и проблема барионного дефицита.
 - 7.6. Тёмное гало и сверхмассивные чёрные дыры.
 8. Заключение. Тёмная материя и процессы в галактиках (38).
- Список литературы (41).

1. Введение

Проблема тёмной материи (ТМ) во Вселенной — одна из фундаментальных в современной астрофизике. Она остаётся нерешённой, поскольку неизвестна природа

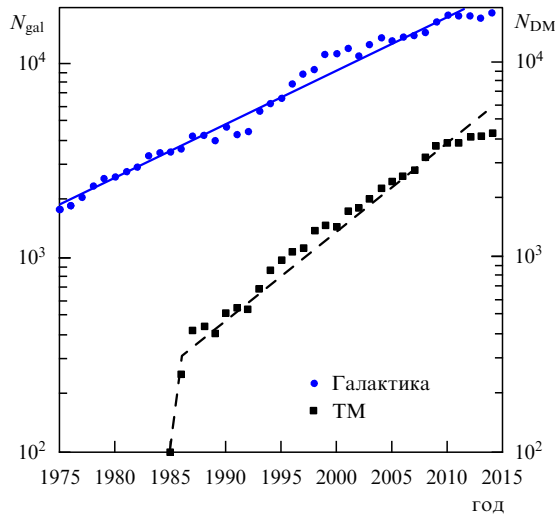


Рис. 1. Динамика числа статей в год по галактикам, N_{gal} (ключевое слово "galaxies"), и тёмному веществу, N_{DM} (ключевые термины "dark matter" или "dark halo"), по данным библиографической системы ADS (Astrophysical Data System). Имеется близкое к экспоненциальному возрастание, $N_{\text{gal}} \propto \exp(t[\text{год}]/15,8)$, $N_{\text{DM}} \propto \exp(t[\text{год}]/9,4)$.

ТМ и нет ясного понимания физической взаимосвязи ТМ с наблюдаемыми астрономическими объектами. Тем не менее к настоящему времени получен огромный объём информации, позволяющий судить о количестве и распределении ТМ и о той роли, которую она играет в эволюции окружающего мира. Количество научных работ, в которых затрагиваются вопросы, прямо или косвенно относящиеся к ТМ, неуклонно растёт из года в год (рис. 1), что отражает большой интерес к этой теме и непрерывно возрастающий объём новых данных. Очевидно, что никакой обзор не может претендовать на полноту охвата проблемы в целом.

Прежде всего попытаемся уточнить, что следует понимать под термином "тёмная масса", или "тёмная материя".

Все космические тела и среды являются источниками излучения в тех или иных интервалах спектра, хотя в оптическом диапазоне могут выглядеть как "тёмные" (например, тёмные туманности, отождествляемые с молекулярными облаками). Под тёмной материей, или тёмной массой, традиционно понимается среда, воспринимаемая лишь по её гравитационному воздействию на "видимые" объекты, хотя нельзя исключить её слабого излучения, например, в гамма-диапазоне при аннигиляции частиц ТМ, которое пытаются обнаружить (см., например, [1]). При этом понятие тёмной материи не сводится к каким-либо экзотическим и мало распространённым в природе формам материи, поскольку её общая масса в галактиках и их системах должна значительно превышать массу всего видимого, "светлого", вещества.

Здесь и далее под "светлым" будем понимать наблюдаемое вещество, состоящее из атомов (барионное вещество), к которому относятся звёзды всех типов, разрежённый межзвёздный и межгалактический газ, а также малые тела, вплоть до мелких пылинок, т.е. всё вещество, основная масса которого приходится на барионы (протоны и нейтроны). Существует большой разброс как оценок плотности ТМ, так и мнений о её природе и роли в эволюции наблюдаемых галактик и их систем. Есть все основания считать, что во многих галактиках масса ТМ

многократно преобладает над массой барионного вещества даже в пределах оптически наблюдаемых границ, хотя в научной литературе встречаются также мнения, что без ТМ вполне можно обойтись или, по крайней мере, её роль очень сильно преувеличена. Так или иначе представление о существовании больших масс ТМ можно рассматривать как хорошо разработанную гипотезу, обоснованную с различных позиций, и она будет оставаться таковой до тех пор, пока не будут уверенно зарегистрированы составляющие её частицы (или тела).

Концепция тёмной (скрытой) массы и её историческое развитие обсуждались в последние годы разными авторами. Различные аспекты этой проблемы изложены в [2–5].

Ф. Цвикки, по-видимому, первым обосновал существование скрытой массы в скоплениях галактик [6], а более 60 лет назад в работе [7] термин "тёмная масса" в современном смысле впервые был вынесен в название статьи. Однако Цвикки рассматривал скорости галактик в скоплениях, а не внутренние движения в отдельных галактиках. Примерно в то же время Я. Оорт при изучении вертикальной силы притяжения к плоскости нашей Галактики сделал вывод о недостатке массы для объяснения этой силы [8], хотя его оценки были не очень надёжными с современной точки зрения. Кроме того, Оорт не мог учесть массу газа в галактическом диске. В дальнейшем выяснилось, что дефицит наблюдаемой массы — это общее свойство всех систем галактик, причём чем больше масштаб системы, тем больше должна быть масса тёмного вещества, необходимая для её вириализации [9, 10].

Современный этап концепции тёмной массы начался в 1970-е годы в связи с необходимостью объяснить кинематику газа в массивных галактиках — протяжённые кривые вращения газового компонента, не убывающие с увеличением расстояния даже за пределами звёздного диска галактик [11–14]. Необходимость введения дополнительной массы возникла также при моделировании распределения массы в эллиптических и карликовых сфероидальных галактиках, где диски отсутствуют (см. разделы 2.3, 3.3).

Открытие иерархической структуры Вселенной в 1980-е годы [15], сверхскоплений и гигантских пустот и численное моделирование процесса формирования структур в расширяющейся Вселенной дали новый импульс развитию идей ТМ (см., например, [16, 17]). Совокупность космологических данных в рамках принятой модели расширения Вселенной указывает на преобладающую роль тёмной массы по сравнению с таковой барионного вещества — на долю ТМ приходится примерно четверть общей массы материи, включающей в себя тёмную энергию, а доля барионов составляет всего около 4–5%, что в свою очередь на порядок превышает суммарную массу светлого вещества, сконцентрированного в галактиках. Таким образом, не только ТМ, но и основная масса барионного вещества остаётся не обнаруженной прямыми наблюдениями: по-видимому, она приходится на горячий газ в тёмном гало и межгалактический газ — больше ей просто негде прятаться.

Численные модели формирования галактик и их систем исходят из того, что последние возникли из среды, в которой ТМ преобладала по плотности над барионной материей. Сама галактика, вернее её барионная составляющая, формируется на "дне" потенциальной ямы, соз-

даваемой бесстолкновительной средой ТМ, внутри массивного трёхмерного образования — тёмного гало. Таким образом, то, что принято называть галактикой из звёзд и газа, находится глубоко внутри протяжённого гало ТМ. Теоретически определяемый размер этого гало (так называемый вириальный радиус R_{vir}) примерно на порядок превышает размер оптически наблюдаемых галактик. Поэтому современные модели галактик включают в себя протяжённое и массивное тёмное гало в дополнение к барионным компонентам, хотя часть массы ТМ должна находиться в оптических пределах галактик, в том числе внутри звёздно-газового диска.

В настоящем обзоре мы ограничимся главным образом рассмотрением результатов астрономических свидетельств ТМ, связанных с гравитационным влиянием ТМ на барионное вещество и оценками его массы, и не будем глубоко затрагивать вопросы о природе небарионной составляющей ТМ и экспериментальных возможностях обнаружения частиц ТМ или их аннигиляционного излучения, отсылая заинтересованных читателей, например, к обзорам [18–22].

Отметим наличие так называемых альтернативных гипотез, нацеленных на объяснение наблюдений без привлечения гипотезы о ТМ. Прежде всего, это различные основанные на модификациях ньютоновского закона гравитации теории, в которых гравитационное ускорение a_g отклоняется от классической ньютоновской величины $a_N = GM/r^2$ и при больших r заметно превышает a_N , асимптотически приближаясь к величине $(a_N a_0)^{1/2}$, где константа $a_0 \approx 10^{-8} \text{ см с}^{-2}$. Это так называемая теория модифицированной ньютоновской динамики (Modified Newtonian Dynamics — MoND) (см. [23–26] и приведённые там ссылки на более ранние работы). Привлекательной стороной такого подхода является естественное объяснение зависимости светлой (т.е. барионной) массы галактик от круговой скорости, соответствующей плато на кривой вращения (так называемой барионной зависимости Талли–Фишера), действительно имеющей вид, близкий к $M_{\text{bar}} \propto V^4$. Предлагались также другие варианты гравитационного потенциала, отличные от его классической формы [27]: $\Phi(r) = -Gm/r + \Phi_{\text{NN}}(r; m)$ либо $\Phi(r) = -Gm/[r(1 + \delta(r))]$.

С теоретической точки зрения основной проблемой такого рода моделей является наличие дополнительных свободных параметров, которых нет в классическом варианте. В теории MoND это параметр a_0 , а версия теории Хоравы–Лифшица [27] для функции $\Phi_{\text{NN}}(r; m)$ содержит четыре параметра; аналогичная ситуация имеет место для конформной теории гравитации (conformal gravity theory) [26] и других теорий с различными вариантами гравитационного потенциала. Однако решающую роль в проверке различных подходов могут играть только результаты наблюдений галактик и их систем, которые в ряде случаев выявили серьёзные расхождения данных с результатами MoND.

Обсуждение и критический анализ модификационного подхода с точки зрения как теории, так и наблюдений можно найти в работах [25, 28, 29]. В частности, подход MoND встретился с серьёзными проблемами при интерпретации гравитационных полей, определяемых методом слабого линзирования, для скоплений галактик с рентгеновским газом, в которых ускорения очень малы. Трёхосность, или в общем случае отсутствие сферической симметрии в распределении гравитационного

потенциала на больших расстояниях от галактик, также трудно совместить с простой формой модификации закона тяготения. Заметим, что наблюдаемое кажущееся возрастание различия между ньютоновским и реальным ускорением движения тел с уменьшением последнего удаётся воспроизвести в численных моделях формирования галактик в рамках стандартной космологической модели ΛCDM (Lambda–Cold Dark Matter) без привлечения дополнительных мировых констант [30].

Из нестандартных теорий ТМ стоит также упомянуть теорию зеркальной материи, частицы которой тождественны частицам обычной материи, но по набору своих квантовых свойств являются их "зеркальными партнёрами", не будучи при этом их античастицами. "Зеркальные партнёры" не могут взаимодействовать непосредственно с обычным веществом помимо гравитационного канала взаимодействия, однако между собой зеркальные частицы должны взаимодействовать точно так же, как и частицы наблюдаемой материи (см. обсуждение этого вопроса в [20, 31]). Отметим также теоретически рассматривавшуюся С.И. Блинниковым с соавторами возможность существования ТМ в форме очень большого количества сколлапсировавших тел из антиматерии (компактных маломассивных звёзд из антивещества), возникновение которых при некоторых предположениях теоретически допустимо на очень раннем этапе расширения Вселенной [32]. В ряде работ рассматривается предположение о том, что ТМ составляя первичные чёрные дыры (см. обсуждение этой гипотезы и её совместимости с наблюдениями в [33]). В литературе обсуждается также ряд других экзотических теорий, касающихся природы ТМ, однако их наблюдательная проверка затруднена.

В различных статьях рассматривалась также возможность того, что ТМ, если не вся, то по крайней мере её существенная доля внутри галактик, представляет собой ненаблюдаемую и поэтому неучтённую барионную массу, связанную с очень холодным молекулярным водородом [34] либо иной средой, распределение которой в галактике близко к распределению межзвёздного газа (см., например, [35]). Этот вывод о связи ТМ с наблюдаемым в галактиках газом был, однако, подвергнут критике в работе [36]. Неучтённый, т.е. не регистрируемый непосредственно доступными методами, межзвёздный газ действительно существует в нашей и других галактиках (так называемый тёмный молекулярный и атомарный газ), о чём свидетельствуют косвенные способы его обнаружения, но этого газа явно недостаточно для объяснения требуемой массы ТМ.

Подчеркнём, что, во-первых, анализ наблюдений в настоящем обзоре проводится исключительно в рамках классического ньютоновского потенциала. Во-вторых, природа невидимого компонента в нашем случае, когда речь идёт о наблюдательном проявлении ТМ, не так важна. Дополнительная гравитация, приписываемая ТМ, может частично определяться невидимым барионным компонентом, однако если исходить из космологических данных, то основное количество ТМ во Вселенной должно всё же иметь небарионную природу.

Обширный наблюдательный материал, полученный наземными и космическими телескопами в последнее десятилетие, показал, что если оставаться в рамках фундаментальных физических представлений, то вывод о наличии ТМ в галактиках и за их пределами неизбежен. Однако существующие оценки свойств ТМ, распределе-

ния её плотности и массы внутри галактик пока достаточно противоречивы, а влияние ТМ на внутренние процессы в галактиках остаётся плохо изученным, хотя и является предметом интенсивных исследований. Наблюдения галактик, выявляющие наличие ТМ, дополняются другим подходом, основанным на построении таких компьютерных динамических моделей звёздных, газовых, звёздно-газовых гравитирующих систем, которые по своим возможностям и степени доверия к ним всё больше приближаются к натурным экспериментам. В так называемых моделях N тел число частиц неумолимо приближается к числу звёзд в галактиках и уже превышает число звёзд в крупных шаровых скоплениях и карликовых галактиках ($N \sim 10^7 - 10^9$ и более). Как показано в настоящем обзоре, использование численных моделей позволяет лучше понять характер распределения массы в галактиках и проследить их динамическую эволюцию, в которой ТМ должна играть большую, если не определяющую, роль.

В настоящем обзоре мы рассмотрим основные аргументы в пользу существования небарионной, нерелятивистской ТМ и различные методы её выявления в галактиках, а также её связь с характеристиками галактик, не затрагивая глубоко космологический аспект проблемы, которому посвящено большое количество современной литературы.

2. Несоответствие кинематических и фотометрических оценок массы

Проблема существования в природе тёмной, или скрытой, материи встала во всей остроте, когда массовые измерения скоростей галактик предоставили возможность использовать теорему вириала (гравитационная энергия системы по модулю равна удвоенной суммарной кинетической энергии её членов) для пар, групп и скоплений галактик. Однако то обстоятельство, что мы измеряем только одну компоненту скорости каждого члена системы (за исключением нескольких ближайших галактик, для которых измерено собственное движение звёзд), делает оценку массы модельно зависимой. Тем не менее различие между динамической массой всей системы и фотометрически определённой массой звёзд слишком велико, чтобы его можно было списать на ошибки оценок.

Измерения скоростей движения спутников галактик и галактик, образующих пары, подтвердили, что тёмное гало может простирается во много раз дальше оптической границы и полностью доминировать там, где звёзд уже практически нет. Интегральная масса галактик с учётом ТМ в этих далёких областях может оказаться на порядок большей суммарной массы видимого вещества. Так, по данным [37] среднее отношение массы галактик, образующих пары, к их суммарной светимости в инфракрасном К-диапазоне (2,2 мкм), определённое по более чем 500 парам, оказывается очень высоким для звёздного населения — около 11 солнечных единиц [37], а для групп — более чем вдвое выше: $M/L_K = 26$ солнечных единиц [38]. Для сравнения, модели чисто звёздного старого населения дают значения $M/L_K \lesssim 1$.

Оценка массы Местной группы галактик, казалось бы, должна быть определена точнее. Эта масса заключена в основном в двух галактиках: в Туманности Андромеды и Млечном Пути, однако скорость Солнца

относительно центра масс Местной группы известна неточно. Используя условие, согласно которому суммарный импульс галактик в Местной группе близок к нулю, Диаз и др. [39] получили для полной массы Млечного Пути и М31 величины $(0,8 \pm 0,5) \times 10^{12} M_\odot$ и $(1,7 \pm 0,3) \times 10^{12} M_\odot$ соответственно, которые значительно выше суммарной массы звёзд и газа в этих галактиках. Этот вывод для ближайших галактик подтверждается при использовании различных подходов к оценке отношения барионной массы к ТМ [40]. Различные оценки массы Местной группы приведены в статье Караченцева и др. [41]. На основе анализа поля скоростей (хаббловского потока) сравнительно близких галактик за пределами Местной группы авторы [41] получили для её интегральной массы величину $(1,9 \pm 0,2) \times 10^{12} M_\odot$. Это, по-видимому, наиболее точная на сегодня оценка. Она многократно превышает суммарную массу наблюдаемых звёзд и газа в галактиках Местной группы.

Определение отношения массы тёмного вещества к массе звёзд внутри оптических границ отдельно взятой галактики обладает меньшей неопределённостью, чем интегральные оценки масс, однако и здесь остаётся проблема, связанная с тем, что мы априори не знаем ни формы тёмного гало, ни радиального профиля его плотности.

В этом разделе мы будем рассматривать в первую очередь галактики, обладающие сравнительно тонкими вращающимися звёздно-газовыми дисками. К таким галактикам относятся линзовидные, спиральные и неправильные галактики (типы S0, S, Irr), за исключением неправильных галактик с очень небольшой массой (dIrr), у которых толщина дисков сопоставима с их радиусом, а дисперсия скоростей звёзд и газа — со скоростью вращения.

Распределение плотности диска в рассматриваемых галактиках представляет собой сумму поверхностных плотностей звёзд, газа и ТМ, находящихся в диске: $\Sigma(r) = \Sigma_*(r) + \Sigma_g(r) + \Sigma_{DM}(r)$. Последний член учитывается только в том случае, когда считается, что в диске сосредоточена ощутимая часть ТМ.

Оценка массы ТМ в галактике сводится к задаче выделения из общей массы галактики масс её "светлых" (т.е. барионных) компонентов — звёзд и газа. Наиболее надёжно оценивается плотность холодного газа $\Sigma_g(r)$, поскольку она определяется непосредственно по радиоизлучению газа, хотя остаётся проблема учёта "тёмного" газа, излучение которого не регистрируется из-за низкой температуры или большой оптической толщины облаков в радиолниях, а для молекулярного газа — ещё и из-за фотодиссоциации молекул, по которым оценивается его количество. Однако преобладающий вклад в плотность диска в большинстве случаев вносит не газ, а звёзды. Фотометрия даёт возможность проследить распределение яркости и цвета в галактике — от центра, вблизи которого у массивных галактик по вкладу в яркость и звёздную массу преобладает балдж, до далёких периферийных областей диска, где поверхностная яркость в несколько сотен или тысяч раз меньше, чем в центральной области.

Радиальное распределение яркости в звёздном диске $I(r)$, как правило, описывается экспоненциальным законом, $I(r) = I(0) \exp(-r/r_d)$, где r_d — радиальный масштаб диска. Размер диска, как и галактики в целом, — величина условная, поскольку резких границ у него нет.

Для определённости в качестве радиуса галактики обычно принимают либо эффективный радиус R_e , в пределах которого заключена половина интегральной светимости галактики, либо так называемый фотометрический (оптический) радиус R_{opt} , соответствующий определённой изофоте. Последний чаще всего привязывают к изофоте, соответствующей 25-й звёздной величине с одной квадратной угловой секунды в полосе В (это близко к размеру галактики на хорошей фотографии), хотя звёздные диски продолжают и дальше.

У галактик нормальной яркости R_{opt} составляет $(3-4)r_d$, однако существует целый класс дисковых галактик низкой яркости (LSB-галактики), для которых отношение R_{opt}/r_d значительно меньше. Часто за пределами оптического радиуса плотность звёзд убывает с возрастанием r более резко, чем при меньших r , тем не менее встречаются объекты, для которых экспоненциальный закон яркости справедлив на расстояниях до 10 радиальных масштабов r_d (например, для NGC 300 [28]), или галактики, у которых, напротив, спад яркости при больших r становится даже более пологим [42]. Кривые вращения, полученные по оптическим наблюдениям, редко достигают R_{opt} , но в галактиках, содержащих много газа, по линии нейтрального водорода (HI) удаётся проследить вращение диска на расстояниях вплоть до нескольких R_{opt} .

В 1980-х годах, когда вслед за не очень в то время надёжными радиоизмерениями прогресс в технике оптических наблюдений позволил оценить скорости вращения ряда галактик на различных расстояниях от центра, вплоть до достаточно больших, стало очевидным, что скорости вращения, как правило, остаются высокими даже на далёкой периферии дисков. Это привело к выводу о существовании неучтённой массы, по-видимому, образующей тёмное гало, гравитационное поле которого ответственно за высокие круговые скорости. Отметим значительный вклад наблюдений на 6-метровом телескопе БТА (Большой телескоп азимутальный) Специальной астрофизической обсерватории Российской академии наук (САО РАН) в увеличение доли S-галактик с изученной кинематикой дисковых компонентов [43].

Распространено мнение, что протяжённые плоские участки кривых вращения $V(r)$, найденные для очень многих дисковых галактик, сами по себе являются прямым указанием на наличие у таких галактик тёмного гало. В действительности это не совсем так, и для объяснения этих плоских участков можно обойтись и без гипотезы о невидимой материи. Плавную кривую вращения, без резких локальных перепадов скорости, практически любой формы всегда можно объяснить, как предполагая, что практически вся масса сосредоточена в сферическом гало, так и считая, что гало отсутствует и имеется только один осесимметричный диск с определённым законом убывания плотности вдоль радиуса (возможны любые промежуточные варианты).

Первый случай тривиален: для сферически-симметричного распределения массы полная масса $M(r)$ в пределах радиуса r отражает изменение круговой скорости $V_c(r)$ вдоль радиуса: $M(r) = rV_c^2/G$, и для любого закона радиального изменения скорости, если только она не убывает быстрее чем $r^{-1/2}$, можно найти соответствующее распределение массы.

Второй случай не столь очевиден: соотношение между M и r для диска имеет более сложный характер, по-

скольку оценка гравитационного потенциала на данном радиусе требует, чтобы было известно распределение плотности на всех r , и тогда можно выбрать параметры диска такими, чтобы результирующая кривая вращения была близка к наблюдаемой. Классический пример — так называемый диск Местеля. Это тонкий диск, у которого локальная поверхностная плотность убывает обратно пропорционально расстоянию от центра: $\Sigma(r) = \Sigma(r_d)r_d/r$, где r_d — параметр, характеризующий радиальный масштаб диска. Для диска Местеля рассчитанная круговая скорость не изменяется с изменением r , т.е. кривая вращения представляет собой горизонтальную прямую.

Почему же тогда возникает потребность в тёмном гало для интерпретации кривых вращения, плоских на больших r ? Ответ простой: поверхностная плотность светлой, т.е. барионной, материи (звёзд + газа) в реальных дисках не следует закону $1/r$, а убывает значительно быстрее, как правило по экспоненциальному закону. Таким образом, на наличие тёмной массы указывает не сама форма кривой вращения, а несоответствие этой кривой ожидаемой в случае, когда вся гравитирующая среда в галактике состоит только из звёзд и газа. Для оценки вклада ТМ в массу и кривую вращения необходимо найти возможность "вычислить" вклад барионной массы в кривую вращения. Эта важная задача решается несколькими способами и далеко не всегда с желаемой точностью.

2.1. Кривые вращения газа за пределами оптического радиуса

Поскольку основная масса дисков сосредоточена в звёздах, в первом приближении можно считать, что их поверхностная плотность следует распределению поверхностной яркости, т.е. отношение массы звёздного компонента M к его светимости L примерно постоянно, $M/L \approx \text{const}$. Это условие точнее всего выполняется для светимости в красной и ближней инфракрасной (ИК) областях спектра, поскольку основная масса звёздного населения галактик приходится (за очень редким исключением) на старые звёзды, вклад которых в светимость максимален на указанных длинах волн, так что для поверхностной плотности звёздного диска хорошей аппроксимацией является тот же закон, что и для поверхностной яркости: $\Sigma_*(r) = \Sigma_0 \exp(-r/r_d)$ (обсуждение наблюдаемых отклонений от экспоненциального закона см. в [44, 45]). С учётом газового компонента, если его масса существенна, это позволяет по данным фотометрии рассчитать кривую вращения для барионной составляющей диска и, сравнивая её с наблюдаемой, оценить влияние тёмной массы на динамику диска.

Если провести вычисления скорости вращения $V_c(r)$, полагая, что гравитационный потенциал $\Psi(r)$ создаётся диском, поверхностная плотность которого убывает по экспоненциальному закону, то окажется, что кривая кругового вращения должна иметь характерный максимум на расстоянии $r \simeq 2,2r_d$ от центра галактики, монотонно убывая к периферии (рис. 2). В действительности скорость вращения на больших r в реальных галактиках не следует этой кривой: она, как правило, остаётся примерно на одном и том же уровне или продолжает возрастать. Вклад балджа в гравитационный потенциал галактики увеличивает скорость вращения во внутренней области диска, но для поддержания высокой скоро-

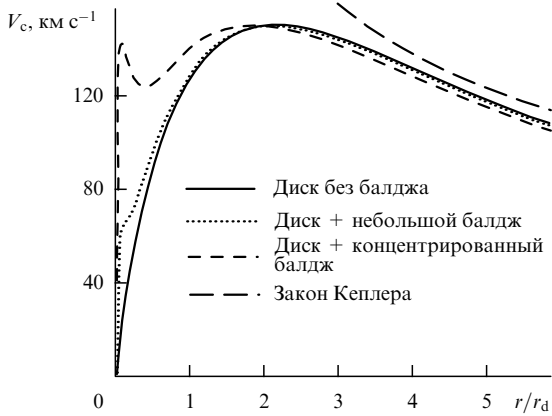


Рис. 2. Кривые вращения в отсутствие гало.

сти вращения на больших r по сравнению с ожидаемой для экспоненциального диска требуется дополнительная масса, не связанная со звёздами или наблюдаемым газом. Именно эта масса и приписывается ТМ.

При отсутствии значительных некруговых движений газа мы можем записать условие равновесия

$$\frac{V_c^2}{r} = \frac{d\Psi}{dr} + c_s^2 \frac{1}{\gamma \Sigma_g} \frac{d\Sigma_g}{dr}, \quad (1)$$

где V_c — круговая скорость (которая обычно близка к скорости вращения газа V_g), Σ_g — поверхностная плотность газа, c_s — адиабатическая скорость звука, γ — показатель адиабаты, $\Psi(r)$ — гравитационный потенциал, который определяется по известному распределению массы в галактике. Последний член в правой части уравнения (1) учитывает отличие наблюдаемой скорости вращения от круговой, которое возникает из-за тепловой скорости атомов или молекул газа. В действительности локальный разброс скоростей газа связан в большей степени не с тепловыми движениями частиц, а со скоростями турбулентных движений газа или, если мы рассматриваем вращение не газового, а звёздного диска, с локальной дисперсией скоростей звёзд. В этих случаях квадрат скорости звука c_s^2/γ заменяется квадратом дисперсии скоростей вдоль радиальной координаты c_r^2 . Для вращающегося газа вклад этого члена в (1), как правило, мал, вследствие того что $c_r^2 \ll V_g^2$ (характерное значение $c_r/V_g \approx 0,05-0,1$), и тогда скорость вращения газа V_g практически равна V_c . Поэтому часто пренебрегают различием между этими двумя значениями скоростей (однако для звёзд такой подход не всегда оправдан [46]).

На рисунке 3 приведены примеры выходящих на плато кривых вращения $V_g(r)$ для S-галактик, построенных по скоростям движения газа. Если не привлекать к рассмотрению массивное тёмное гало, то для объяснения кривой вращения галактики, сходной с нашей (Млечный Путь, MW), для которой можно принять $r_d = 3$ кпк, $V_{\max} = 220$ км с⁻¹, мы должны предположить наличие сильнейших отклонений от экспоненциального распределения плотности диска во внешней зоне $r > 2r_d$, возрастающих с удалением от центра.

В частности, кривые вращения двух ближайших к нам спиральных галактик (M31 и M33) ведут себя по-разному: кривая вращения M31, или Туманности Андромеды, не обнаруживает убывания на расстояниях до

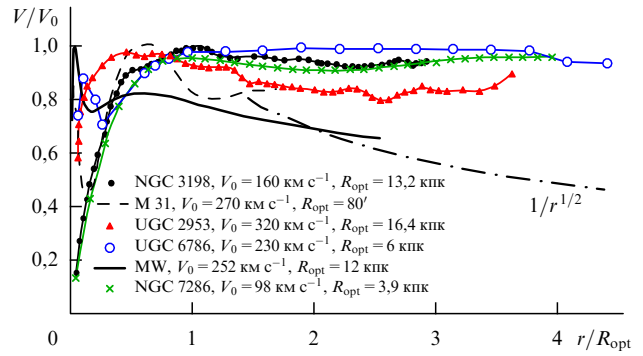


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Кривые вращения спиральных галактик, нормированные на максимальную скорость вращения. Расстояние от центра выражено в единицах оптического радиуса $R_{\text{опт}}$. Штрих-пунктирной линией показана кеплеровская кривая, соответствующая случаю, в котором вся масса сосредоточена в центральной области. Многочисленные примеры протяжённых кривых вращения приведены в [47–49].

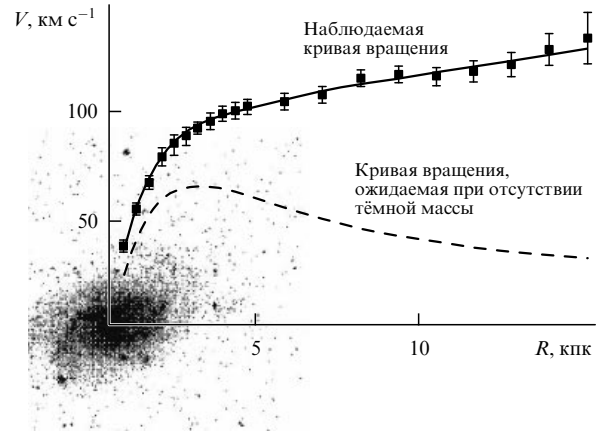


Рис. 4. Результат декомпозиции кривой вращения галактики M33, указывающий на доминирование ТМ в области, не выходящей за пределы оптического радиуса.

150 угловых минут [50] при оптическом радиусе около 80 угл. минут и остаётся плоской на расстояниях до 35 кпк [51], тогда как кривая вращения M33 (Туманность Треугольника) продолжает медленно возрастать даже на расстояниях в несколько r_d (рис. 4), так что вклад тёмного гало в кривую вращения галактики становится преобладающим уже в пределах оптически наблюдаемых границ [52].

Имеется лишь немного примеров галактик с кривой вращения, монотонно убывающей после достижения максимума (например, NGC 157, NGC 4736, NGC 3031) (рис. 5), причём этот спад, как правило, остаётся более пологим, чем кеплеровская зависимость $V_g(r) \propto r^{-1/2}$, асимптотического выхода на которую можно было бы ожидать при отсутствии скрытой массы (рис. 6).

2.2. Проблема декомпозиции кривой вращения: модель максимального диска и нижние оценки массы гало

Под декомпозицией кривой вращения $V(r)$ понимают разбиение круговой скорости на составляющие, соответствующие отдельным компонентам галактики. Основные компоненты, вносящие вклад в гравитационный потенциал галактики, — это балдж, звёздный диск и

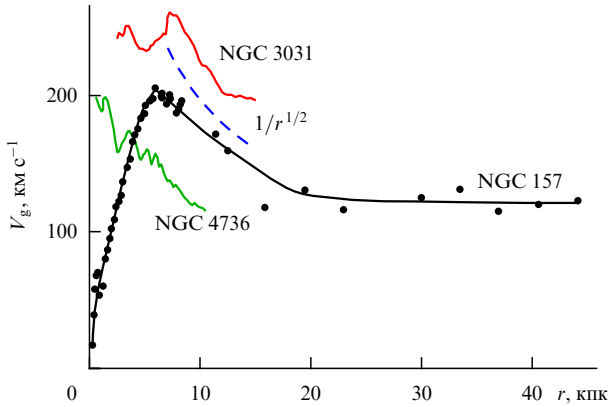


Рис. 5. Примеры кривых вращения спиральных галактик с убыванием скорости вращения в пределах оптических границ: NGC 157 [53], NGC 4736, NGC 3031 [54]. Штриховая линия — кеплеровская кривая вращения $\propto 1/\sqrt{r}$.

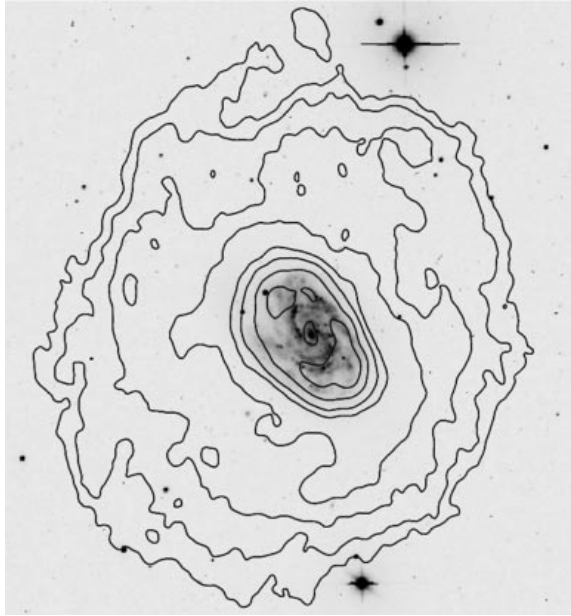


Рис. 6. Газовый диск галактики NGC 157 (показан изолиниями поверхностной плотности) простирается далеко за пределы звёздного диска (тёмная область в центре рисунка) и находится в гравитационном поле тёмного гало.

гало; при необходимости учитывают газовый диск и центральное ядро. Модельная кривая вращения $V_c(r) = (\sum_k (V_c^k)^2)^{1/2}$, где V_c^k — круговая скорость k -го компонента, сопоставляется с кривой вращения, построенной по данным наблюдений. Основную сложность представляет учёт гало. Поскольку априори характер распределения плотности гало неизвестен, предлагаются различные модели гало, результаты которых сравниваются с наблюдаемой кривой вращения. Чаще всего используются перечисленные ниже модели.

Модель квазиизотермического гало характеризуется радиальным профилем плотности:

$$\rho_h(\xi) = \frac{\rho_{h0}}{1 + \xi^2/a^2}, \quad (2)$$

здесь $\xi = |\mathbf{r}| = \sqrt{r^2 + z^2}$ — радиальная сферическая координата, ρ_{h0} — постоянная. Этой модели соответствует

примерно постоянная дисперсия скоростей частиц самогравитирующего гало.

Модель Наварро–Френка–Уайта (NFW) [55], которая предложена на основе анализа космологических моделей формирования гало:

$$\rho_h^{\text{NFW}}(\xi) = \frac{\rho_{h0}}{(\xi/r_s)(1 + \xi/r_s)^2}, \quad (3)$$

где r_s — масштаб гало, содержит касп — особенность в центре, $\rho_h^{\text{NFW}} \rightarrow \infty$.

В модели Баркерта (Burkert) [56]

$$\rho_h^{\text{B}}(\xi) = \frac{\rho_{h0}}{(1 + \xi/b)(1 + (\xi/a)^2)}. \quad (4)$$

Экспоненциальный профиль убывания объёмной плотности гало [57]

$$\rho_h = \frac{M_h}{8\pi e b^3} \exp\left(-\frac{\xi}{b}\right) \quad (5)$$

обеспечивает сходимость интеграла $M_h = \int_0^\infty \rho_h 4\pi \xi^2 d\xi$, в отличие от распределений (2)–(4). Иногда используется профиль Эйнаста:

$$\rho_h = \rho_0 \exp\left[-\left(\frac{\xi}{r_s}\right)^\alpha\right], \quad (6)$$

где α — ещё один (третий) свободный параметр модели. С уменьшением α ($\alpha \ll 1$) центральная плотность увеличивается, что позволяет описывать не только модели с плавным возрастанием плотности к центру, но и модели с каспом. Различные профили гало представлены на рис. 7.

Каждая из моделей гало хорошо описывает длинные плоские кривые вращения с учётом вклада барионных компонентов. Различия между моделями проявляются, однако, на малых r , на которых модели предсказывают разный характер возрастания плотности ТМ в направлении к центру галактики. Модели гало с каспом отличаются быстрым возрастанием плотности к центру во внутренней области, а плотности изотермического гало и гало Баркерта имеют в центре пологий участок профилей. Плотность гало в квазиизотермической модели наи-

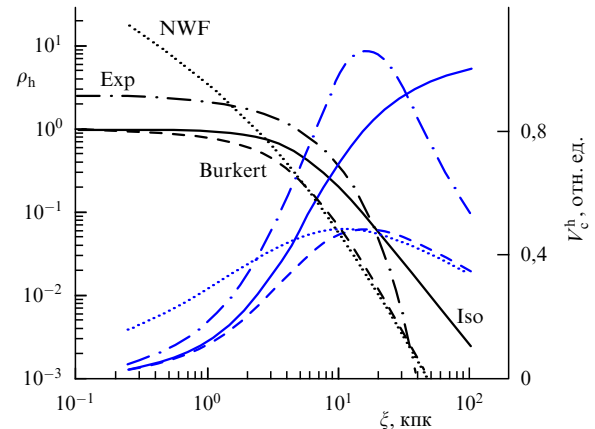


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Сравнение различных профилей объёмной плотности $\rho_h(r)$ сферических гало (масштаб гало $a = 5$ кпк). Экспоненциальный профиль (Exp) соответствует (6) с $\alpha = 1$. Кривая Iso соответствует изотермическому гало. Синими кривыми показаны соответствующие значения круговой скорости V_c^h .

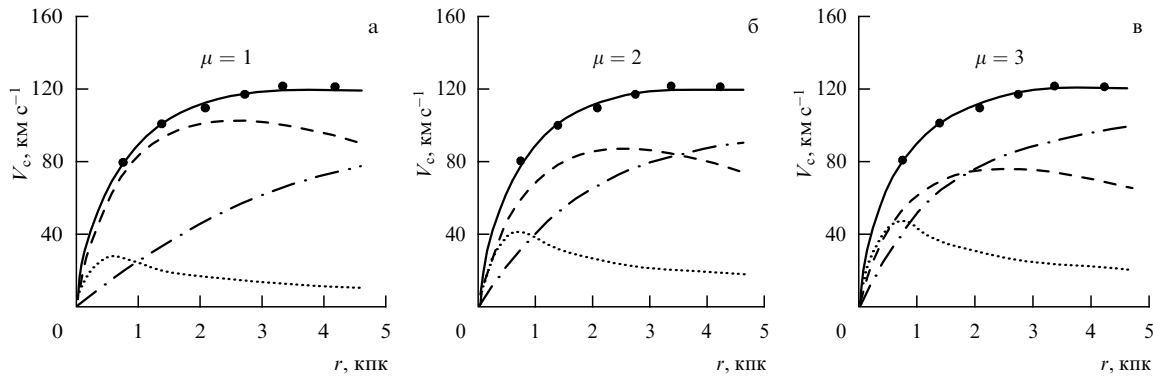


Рис. 8. Радиальные зависимости модельной скорости вращения (сплошная кривая) и наблюдаемой скорости вращения (кружки) для NGC 6503 для различных относительных масс гало μ : (а) $\mu = 1$, (б) $\mu = 2$, (в) $\mu = 3$. Вклады подсистем в модельную кривую вращения показаны пунктирной линией (балдж), штриховой (диск) и штрихпунктирной (гало) [59].

более медленно убывает далеко за пределами оптического радиуса, поэтому расхождение этой модели с другими моделями проявляется, наоборот, на больших r , для которых наблюдательные данные, за редкими исключениями, отсутствуют.

Остаётся нерешённой проблема объяснения обычно плавного перехода кривой вращения от внутренней области, в которой вращение определяется барионными компонентами, к внешней зоне, в которой скорость вращения зависит прежде всего от плотности гало. Такая согласованность диска и гало наблюдается во многих случаях, причём, что удивительно, для галактик с различными концентрациями диска и гало. Эта проблема, известная как "сговор диска и гало" (disk-halo conspiracy), свидетельствует о гравитационной взаимосвязи диска и гало, приводящей к коррелированности их параметров. В работе [60], где подробно обсуждается эта особенность, предлагается состоящая из тонкого экспоненциального диска и несферического гало самосогласованная динамическая модель, которая воспроизводит плоскую кривую вращения при переходе между компонентами. В этой модели в переходной области между диском и гало тёмное гало должно быть сплюснутым к диску, т.е. иметь форму, заметно отличающуюся от сферы.

Отметим, что численные модели формирования галактик в рамках принятых космологических моделей позволяют воспроизвести длинные плато на кривой вращения галактик, не привлекая предположения об асферичности гало (см., например, [30]), хотя в работе [30] плавность перехода, по-видимому, обеспечивается тем, что гало вносит преобладающий вклад в скорость вращения даже вблизи максимума дисковой компоненты кривой вращения.

При интерпретации кривой вращения часто используют либо метод максимального диска (ММД) (maximum disk solution), нацеленный на определение верхнего предела массы дискового компонента, при котором его вклад в кривую кругового вращения ещё не вступает в противоречие с наблюдаемой зависимостью $V(r)$, либо метод наилучшего соответствия (best fit method), который минимизирует различие между модельной и наблюдаемой кривыми вращения. Такие подходы могли бы дать искомую информацию об относительной массе диска и балджа, однако наличие невидимого компонента (тёмного гало) с априори неизвестными массами и

законом распределения плотности значительно усложняет задачу.

При проведении декомпозиции кривой вращения галактики использование модели максимального диска, как правило, приводит к выводу о том, что диск вполне может доминировать в пределах оптического радиуса галактики (рис. 8а), однако совсем обойтись без тёмного вещества внутри оптических границ галактики всё равно не удаётся, если всерьёз не рассматривать модели с полым внутри гало.

Как отмечалось выше, вклад дискового компонента в круговую скорость галактики максимален на радиусе $r = 2,2r_d$, на котором круговая скорость экспоненциального диска, $\Sigma_d \propto \exp(-r/r_d)$, достигает максимума. Для модели максимального диска эта максимальная скорость составляет в среднем $\approx (85 \pm 10) \%$ круговой скорости вращения на указанном расстоянии: $V_c^{\text{disk}}/V_c = 0,75-0,95$ [60, 61]. ММД может несколько преувеличивать массу диска, и поэтому он даёт нижнюю оценку массы гало. В пределах оптического радиуса галактики, $r \leq R_{\text{opt}}$, относительная масса гало $\mu = M_h/M_d$ составляет, согласно ММД, $\mu \approx 0,4-0,7$. Но уже в пределах радиуса $r \approx 2R_{\text{opt}}$, до которого часто доходит измеренная кривая вращения (см. рис. 3), μ может достигать величины 2–2,5 даже для модели максимального диска. Как правило, по крайней мере в большинстве случаев, мы не можем объяснить наблюдаемые кривые вращения в пределах оптического радиуса без привлечения тёмной массы.

Серьёзной проблемой в использовании наблюдаемой кривой вращения $V(r)$ для оценки масс галактических компонентов является неоднозначный результат декомпозиции кривой, даже если известна функциональная форма зависимости плотности от радиуса r для каждого компонента. Дело в том, что наблюдаемая кривая вращения $V(r)$ в общем случае может быть объяснена при различных соотношениях между массами дискового и сферического компонентов (см. рис. 8), а следовательно, их масса определяется неоднозначно. Каждый компонент галактики описывается как минимум двумя параметрами, один из которых имеет размерность плотности, а другой — длины, характеризующей условный размер компонента. Трёх основным компонентам: балджу, диску и гало — соответствуют уже как минимум шесть параметров, которые должны удовлетворять наблюдаемой форме кривой вращения. Другими параметрами

могут быть, например, степени сплюснутости компонентов или параметры, описывающие сложный радиальный профиль плотности звёздно-газового диска. Чем больше параметров, тем точнее можно подогнать теоретическую кривую вращения к наблюдаемой, но тем шире многомерная область допустимых значений параметров.

Обойти или по крайней мере смягчить эту проблему можно, учитывая при моделировании, помимо очевидного требования увеличения точности определения формы кривой, дополнительную априорную информацию о галактике, что на практике делается практически всегда. Прежде всего с этой целью используется связь распределения яркости галактики с поверхностной (колонковой) плотностью звёздного населения диска. Коэффициентом пропорциональности является отношение M/L , которое считается известным либо определяется из моделей звёздного населения на основе измерения спектра или показателей цвета галактики (после учёта селективного ослабления света, обусловленного пылью). В модели наилучшего соответствия отношение M/L при интерпретации кривой вращения рассматривается как свободный параметр (см., например, декомпозицию кривых вращения галактик обзора THINGS (The HI Nearby Galaxy Survey) при фиксированном и "свободном" отношениях M/L в [54]).

Для галактик с высоким содержанием газа должно быть известным, помимо распределения яркости, распределение плотности газа в диске, получаемое из радионаблюдений. Для уменьшения степени неоднозначности привлекаются также оценки дисперсии скоростей звёзд, толщины диска, условие его гравитационной устойчивости и другая информация, позволяющая сузить диапазон возможных решений.

С учётом данных о плотности газа и дополнительной информации о дисперсии скоростей звёзд диска удалось подтвердить, что масса диска, как правило, меньше, чем это следует из модели ММД. Так, по данным работы [62], в которой анализировались кривые вращения 30 галактик преимущественно типа Sc и более поздних типов с учётом фотометрии, дисперсии скоростей, а также вклада газового слоя в кривую вращения, отношение между "барионной" и полной кривыми вращения в области максимального вклада диска в кривую вращения составляет менее 0,75 (среднее значение $\sim 0,6$). Если считать, что для ММД указанное отношение равняется в среднем 0,85, то получается, что в этой модели массы дисков переоцениваются (массы гало внутри галактик, соответственно, недооцениваются) примерно вдвое.

Получение кривых вращения в большинстве случаев основывается на оценках скоростей газа. Измерения скоростей вращения звёздного диска обычно охватывают только центральную область галактики ввиду более сложной процедуры оценки доплеровского сдвига по абсорбционным линиям, которая требует большого отношения сигнал/шум, поскольку абсорбционные линии менее контрастны на фоне непрерывного спектра, чем эмиссионные, и шире последних. Тем не менее для внутренней области диска точность определения формы кривой лучевых скоростей, а следовательно, и кривой вращения по звёздам иногда выше, чем по газу, поскольку скорости газа чаще бывают искажены некруговыми движениями.

Недавно с использованием длиннощелевой спектроскопии на телескопе MMT (Multiple Mirror Telescope)

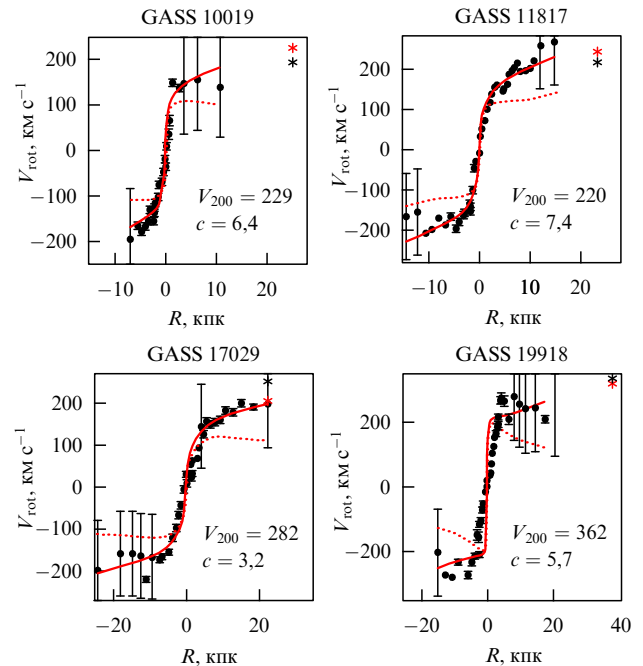


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Результат декомпозиции кривых вращения для нескольких галактик с преобладанием ТМ. Пунктирные красные кривые показывают вклад барионного вещества в скорость вращения. Чёрные кружки — результаты измерения, пунктирные кривые — вклад барионной материи, сплошная линия — модельная кривая вращения с учётом гало с профилем NFW, c — параметр модели [63].

были измерены "звёздные" скорости вращения для внутренних областей более чем у 100 массивных галактик [63]. Полученный статистический материал позволил авторам [63] заключить, что внутренние профили плотности ТМ у галактик неодинаковы, причём в галактиках с наиболее высоким содержанием ТМ кривые вращения хорошо объясняются барионными компонентами вкупе с профилем гало NFW (рис. 9).

2.3. Карликовые галактики и галактики с низкой поверхностной яркостью

Массу и светимость принято выражать в солнечных единицах. В отсутствие тёмной массы отношение M/L для звёздного населения галактик, светимость которых определяется в основном старыми звёздами, составляет несколько единиц (до 10) в полосе В и (по разным оценкам) 0,5–1,0 в ИК-полосе К (2,2 мкм). Интенсивное звездообразование может в несколько раз уменьшить M/L в полосе В, но оно слабо сказывается на светимости в ближнем ИК-диапазоне, который предпочитают использовать при оценке массы звёздного населения по фотометрическим данным. Сопоставляя динамическую и фотометрическую интегральную оценки массы галактики (последняя равна произведению интегральной светимости на отношение M/L), можно, приплюсовав к массе звёзд массу межзвёздного газа, если он имеется в галактике, количественно оценить вклад ТМ в массу галактики, даже не анализируя форму кривой вращения. Если карликовая галактика содержит газ, то скорость её вращения можно оценить по интегральной ширине линии HI (с учётом эффекта проекции) и оценить M/L в пределах оптических границ. В отсутствие информации о кривых вращения погрешность таких оценок сопоставима с самой оцениваемой величиной, однако точ-

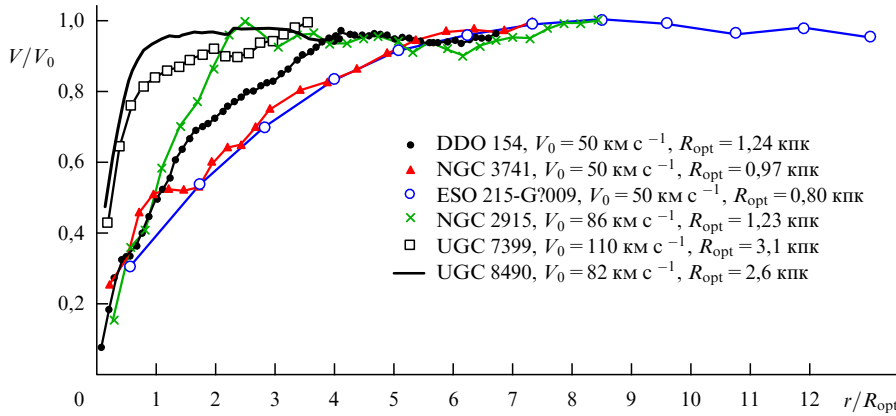


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Кривые вращения карликовых галактик по данным [64]. Указаны значения скорости вращения V_0 и оптические радиусы R_{opt} .

ность может быть увеличена при рассмотрении большего числа галактик.

Результаты показывают, что объекты сильно различаются по относительному содержанию ТМ. Богатый статистический материал содержится в Каталоге близких галактик (Updated Nearby Galaxy Catalog — UNGC) Караченцева и др. [65], где приводятся данные для нескольких сотен галактик, находящихся на расстояниях до 11 Мпк. Более чем у половины карликовых галактик, содержащих газ, отношение M_{opt}/L_K превышает единицу, что указывает на большой вклад ТМ в массу, хотя число галактик, в которых масса ТМ многократно превышала бы звёздную массу, невелико — всего для нескольких объектов $M_{\text{opt}}/L_K \geq 15$.

Характерной особенностью многих карликовых галактик является возрастание кривой вращения газовой подсистемы даже за пределами оптического радиуса [64, 66, 67] (рис. 10), что указывает на доминирование ТМ.

Наибольший вклад ТМ в интегральную массу оказался у карликовых сфероидальных галактик (dSph), размеры которых обычно составляют несколько сотен парсеков. Карликовые сфероидальные галактики относятся к числу самых малых галактик (не считая редко встречающихся и малоизученных ультракомпактных карликов). Галактики dSph низкой светимости обладают характерной динамической массой, определённой по дисперсии скоростей звёзд, $M_{\text{opt}} \sim 10^7 M_\odot$. Большие значения отношений $M/L \sim 1/L$, составляющие несколько десятков, а иногда и сотен, определённо указывают на преобладание тёмной массы. В этих галактиках нет вращающегося тонкого диска, и распределение плотности в них находят из динамических равновесных моделей, основанных на измерении дисперсии скоростей звёзд c_{obs} . Типичные значения центральной дисперсии скоростей c_{obs} звёзд таких галактик лежат в пределах от $c_{\text{obs}} \simeq 3-10 \text{ км с}^{-1}$ (Segue 1 и 2, Hercules, LGS 3, Carina, Sextans, Sculptor, Leo II, Leo IV, Bootes 1, Coma) до $20-30 \text{ км с}^{-1}$ [68, 69]. Более точно оцениваемой и менее зависимой от принятых моделей является масса внутри области, ограниченной эффективным радиусом R_e , в которой заключена половина интегральной светимости: $M(R_e) \propto \nu R_e c_{\text{obs}}^2$, где коэффициент пропорциональности $\nu \approx 580 M_\odot [\text{пк}^{-1} \text{ км}^{-2} \text{ с}^2]$ [70].

Отношение M/L у dSph-галактик значительно выше ожидаемого для галактик без тёмного гало, при этом оно

подчиняется эмпирической зависимости $\log(M/L_V) = 2,5 + 10^7/L_V$ [68], где L_V — светимость в фотометрической полосе V, и может находиться в диапазоне $10-1000$ [68, 71]. То, что отношение M/L обратно пропорционально L , означает, что массы этих карликов, принадлежащие в основном ТМ, заключены в значительно более узком интервале значений, чем их светимости [70].

Галактики с низкой поверхностной яркостью (Low Surface Brightness — LSB) также являются примером систем с очень малой массой звёздного диска по сравнению с полной массой, если принять, что начальная функция масс звёзд в них примерно такая же, как у галактик с нормальной яркостью, что, в общем, не очевидно [72, 73]. Эти галактики находятся внутри очень массивного и протяжённого тёмного гало, хотя часть ТМ может быть сосредоточена в диске [72, 73]. Нейтральный водород в таких галактиках, как правило, преобладает по массе над звёздным компонентом.

Среди LSB-галактик имеются как карлики, так и гигантские системы с радиусом 100 кпк и более. Несмотря на большие различия в размерах, LSB-галактики, как правило, имеют протяжённые кривые вращения, далеко выходящие за оптические границы диска [74]. Особый интерес представляют LSB-галактики с гигантскими массой и размером, такие как Malin-1, Malin-2 (рис. 11). Объяснение их формирования и природы — серьёзная проблема для существующих схем рождения галактик. Анализ данных наблюдений галактики Malin-2, масса которой в пределах измеренной кривой вращения превышает $10^{12} M_\odot$, проведённый в [75], показал наличие у этой галактики очень массивного гало с необычно низкой плотностью в центре. Авторы [75] также предположили существование больших масс так называемого тёмного газа в диске этой галактики, не наблюдаемого в радиолниях.

3. Дисперсия скоростей звёзд в диске: ограничения на тёмную массу

Протяжённые кривые вращения с $V \simeq \text{const}$ свидетельствуют о наличии скрытой массы (при условии, что нам известно, как пространственно распределена плотность барионного вещества), но ничего не говорят о местонахождении и пространственной структуре ТМ. В принципе ТМ может иметь сфероидальную форму, образуя тёмное

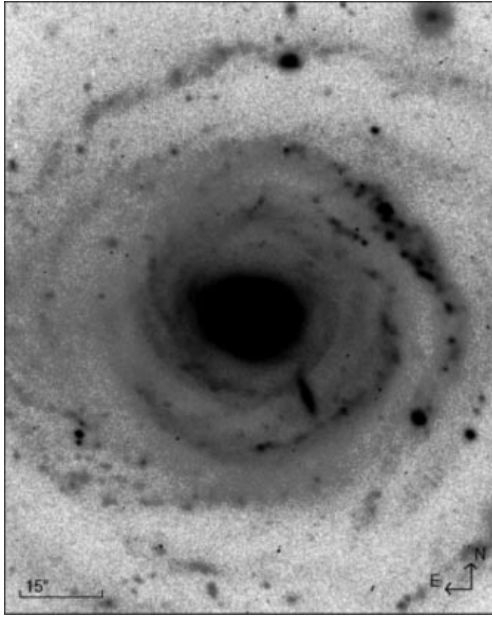


Рис. 11. Одна из крупнейших LSB-галактик Malin-2 (Телескоп Gemini-North) (см. [75]).

гало, а может быть сосредоточена в диске, обуславливая высокую скорость его вращения. Исследование динамических процессов в диске позволяет установить дополнительные независимые ограничения на характер распределения гравитирующего вещества. В первую очередь это относится к анализу дисперсии скоростей старых, возраст не менее нескольких миллиардов лет, звёзд диска, на долю которых приходится основная масса звёздного населения.

До середины 1990-х годов число галактик с известными радиальными профилями дисперсии скоростей вдоль луча зрения за пределами балджа не превышало десяти. За последние 15–20 лет благодаря новым наблюдательным методам удалось измерить дисперсии скоростей звёзд в дисках для большого числа галактик, причём эти данные относятся не только к центральным областям диска, в которых доминирует балдж, но и к сравнительно далёким от центра областям диска, что играет ключевую роль для построения реалистичных моделей галактик с учётом тёмной массы и её распределения.

Информация о дисперсии скоростей старых звёзд является ключевой для выяснения не только масс диска и гало и измерения отношения M/L , но и феноменов крупномасштабных структур в звёздном диске (спирального узора, баров, изгибов, колец и др. [76–79]). Это важно также для определения глубины создаваемой диском потенциальной ямы, в которой находится межзвёздный газ, концентрирующийся в направлении к плоскости галактики. В свою очередь распределение потенциала в существенной мере определяет условия образования гигантских молекулярных облаков (ГМО) в газопылевом компоненте [80–83], области звездообразования и его эффективность [84–91].

3.1. Использование условия гравитационной устойчивости дисков

Динамика звёздного диска характеризуется не только кривой вращения, но и дисперсиями скоростей звёзд по

тремя направлениями: c_r , c_ϕ , c_z . Газовый диск, в отличие от звёздного, имеет локальную дисперсию скоростей, близкую к изотропной, поскольку представляет собой столкновительную диссипативную среду. Дисперсию скоростей газа обычно относят к скоростям турбулентных движений. Для звёздных дисков вследствие их бесстолкновительности можно ожидать различной дисперсии скоростей по разным направлениям. В эпициклическом приближении, в котором дисперсия скоростей в плоскости диска мала по сравнению с круговой скоростью, с хорошей точностью выполняется соотношение Линдблада $c_r/c_\phi = 2\Omega/\kappa$, где κ — эпициклическая частота (частота осцилляций малой амплитуды относительно круговой орбиты), $\Omega = V/r$ — угловая скорость диска. Для областей диска с плоской кривой кругового вращения $\kappa = \sqrt{2}\Omega$.

Большая часть спиральных галактик обладает динамически холодными звёздными дисками, поскольку дисперсия радиальных скоростей даже для старых звёзд, составляющих основную массу звёздного населения диска, мала по сравнению со скоростью вращения: $c_r/V \simeq 0,1–0,3$ (за исключением близких к центру областей), что оправдывает применение эпициклического приближения. В отсутствие недисковых компонентов (тёмного гало, балджа) диск был бы самогравитирующим и, как показывают численные расчёты, дисперсия скоростей звёзд значительно превышала бы наблюдаемую вследствие развития гравитационной неустойчивости в самогравитирующей системе.

Условие гравитационной устойчивости к радиальным возмущениям ограничивает снизу дисперсию скоростей c_r звёздного диска [92]:

$$c_r \geq c_T = \frac{3,36 G \Sigma_*}{\kappa}, \quad (7)$$

или, с использованием параметра Тоомре, $Q_T = c_r/c_T \geq 1$. Это соотношение справедливо для тонкого изотермического диска в эпициклическом приближении. Конечная толщина диска делает его более устойчивым. Однако наличие более холодных компонентов (например, газового диска), а также нерадиальных возмущений и глобальных мод способствует неустойчивости диска. Эти обстоятельства усложняют соотношение (7) и приводят к тому, что критическое значение Q_T на границе устойчивости для реальных дисков может быть как близким к единице, так и большим единицы, особенно на большом расстоянии от центра. С осторожностью надо использовать критерий Тоомре и для центральной части галактик, в которой амплитуда эпициклических движений становится сопоставимой со средним радиусом орбит, что противоречит эпициклическому приближению.

Различные критерии гравитационной устойчивости галактических дисков обсуждаются, например, в [46, 77, 93, 94]. Эти критерии дают непротиворечивые результаты и показывают, что на границе устойчивости $Q_T^{\text{crit}} \sim 1–3$, в зависимости от локальных параметров диска [77, 95, 96]. Однако не существует простого аналитического выражения для критической дисперсии скоростей, учитывающего перечисленные выше факторы, влияющие на устойчивость, поэтому в общем случае для проверки устойчивости требуется численное моделирование.

Достаточно холодный диск ($Q_T < 1$) всегда гравитационно неустойчив, и в нём нарастают возмущения, что

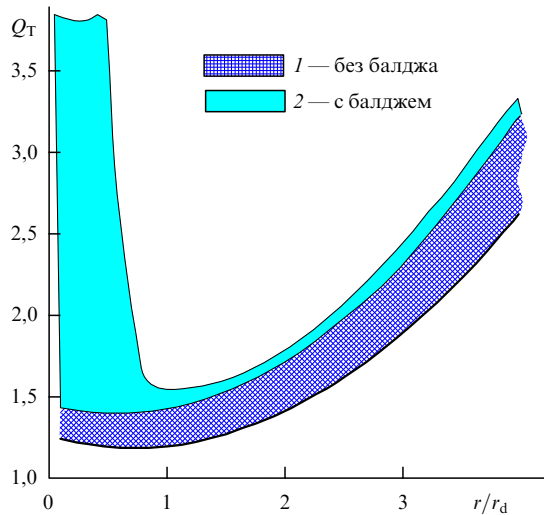


Рис. 12. (В цвете онлайн.) Границы гравитационной устойчивости для большого количества моделей N тел маргинально устойчивого звёздного диска: 1 — модели без балджа, 2 — модели с балджем размером $r_{\text{bulge}} < r_d$.

на нелинейной стадии приводит к разогреву звёздного диска — увеличению дисперсии скоростей. Эффективность нагрева модельных звёздных дисков короткоживущими (транзистентными) спиралями хорошо изучена в численных экспериментах в рамках задачи N тел [59, 77, 84, 97]. После диссипации транзистентных спиралей диск становится устойчивым ($Q_T > 1$). Поскольку более массивный диск для устойчивости должен быть более "горячим", модель максимального диска (см. раздел 2.2) требует больших значений дисперсии скоростей звёзд: если основная масса галактики в пределах двух-трёх радиальных масштабов диска сосредоточена в диске, то относительная дисперсия скоростей на удвоенном радиальном масштабе диска, где вклад диска в круговую скорость максимален, составит $c_r(2r_d)/V_{\text{max}} \sim 0,5-0,8$, что противоречит данным наблюдений, согласно которым $c_r(2r_d)/V_{\text{max}} \leq 0,5$ для многих дисковых галактик.

В реальных условиях неоднородного дифференциально вращающегося трёхмерного (3D) звёздного диска Q_T^{crit} изменяется вдоль радиальной координаты (рис. 12). Как показывают численные эксперименты, развитие гравитационной неустойчивости в области, где масса диска составляет основную долю массы, прекращается при $Q_T \approx 1-1,5$, но если гравитационное поле создаётся в основном сфероидальными компонентами (балдж во внутренней области галактики, гало — во внешней), то возрастание минимального значения дисперсии скоростей для чисто звёздного диска продолжается при значениях Q_T вплоть до $Q_T \geq 3$.

Анализ дисперсии скоростей позволяет сузить круг возможных моделей галактик, объясняющих наблюдаемую кривую вращения. Основная идея заключается в использовании при моделировании распределения масс в галактиках дополнительного условия, которое можно сформулировать следующим образом: для звёздного диска, достигшего стационарного состояния, наблюдаемые значения дисперсии скоростей на различных расстояниях от центра должны быть равны модельным значениям, рассчитанным для пороговой (маргинальной) устойчивости, или превышать их, тогда диск будет устойчивым.

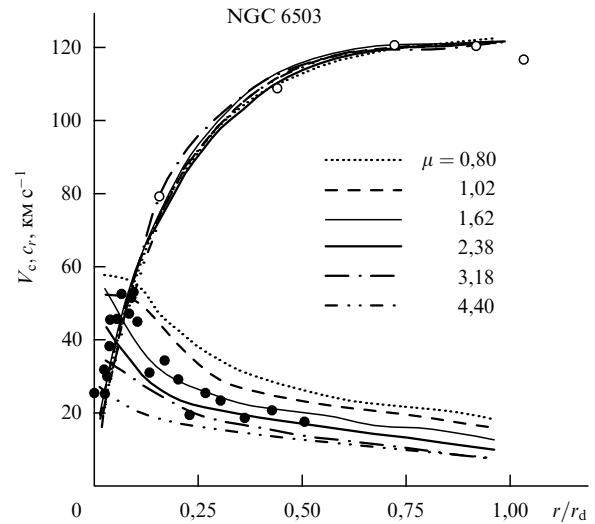


Рис. 13. Радиальные распределения круговой скорости и дисперсии скоростей по лучу зрения для различных моделей NGC 6503 [59], кружки — данные наблюдений. В моделях с $\mu < 1,6$ наблюдаемые дисперсии скоростей звёзд оказываются меньше расчётных.

Если диск обладает маргинальной устойчивостью, т.е. его параметры $\Sigma_*(r)$, $V(r)$, $c_r(r)$ соответствуют границе гравитационной устойчивости, то оценка $\Sigma_*(r)$, найденная из этого условия, позволяет ограничить сверху реальную массу диска, независимо от того, какая материя его образует, а следовательно, ограничить массы остальных компонентов. Описанный выше подход применён к галактике NGC 6503 (рис. 13). Объяснить наблюдаемую $V^{\text{obs}}(r)$ можно в рамках моделей с различным соотношением сферической и дисковой подсистем, $\mu = M_s/M_d = 0,8-5$. Согласование радиальной зависимости наблюдаемой дисперсии скоростей звёзд $c_r^{\text{obs}}(r)$ с моделями галактики на границе устойчивости при различных значениях μ позволяет получить более жёсткие ограничения на массу гало (см. рис. 13).

Если в области, содержащей основную массу диска, критическое значение Q_T и скорость вращения V можно принять примерно постоянными, то ожидаемое отношение дисперсии скоростей к скорости V окажется зависящим от относительной массы сферического компонента (т.е. балджа или гало) $\mu = M_s/M_d$. Это следует из простых соотношений, приведённых ниже.

Пусть интересующая нас область диска ограничена радиусом R , в n раз превышающим радиальный масштаб диска, $R = nr_d$. В приближении баланса центробежной и гравитационной сил полная масса галактики в пределах R составляет $M_{\text{tot}} = M_s + M_d \approx V^2 R/G$. Учитывая, что масса диска $M_d \propto \Sigma_* R^2$, для диска на границе гравитационной устойчивости имеем $c_r \propto \Sigma_*/\Sigma_* \propto \Sigma_* R/V \propto M_d/RV$ (см. уравнение (7)), что даёт зависимость $c_r/V \propto M_d/M_{\text{tot}} \propto (1 + \mu)^{-1}$. Данный эффект демонстрирует рис. 14, построенный по результатам численного моделирования. На рисунке показаны рассчитанные последовательности точек (каждая точка — отдельная модель), которые соответствуют значениям c_r/V для галактик с маргинально устойчивыми дисками, имеющими различные начальные значения толщины. Из рисунка видно, что при небольшой массе компонентов, принадлежащих сфероидальной подсистеме, дисперсия

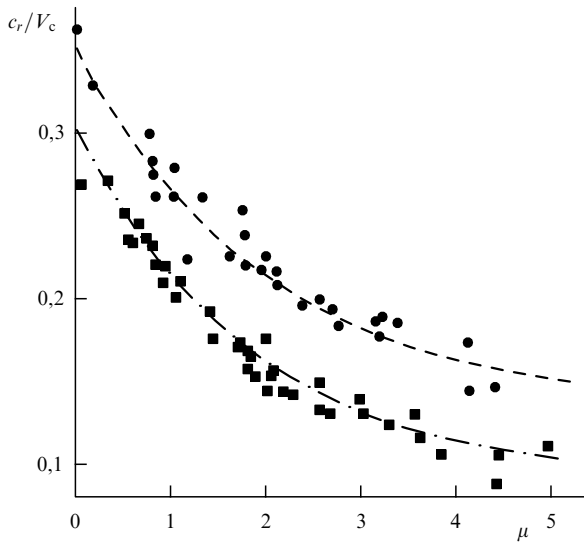


Рис. 14. Зависимость отношения c_r/V_c на радиусе $r = 2r_d$ от относительной массы сфероидальной подсистемы μ по результатам динамического моделирования для различных параметров моделей маргинально устойчивых дисков. Каждый символ (кружок или квадрат) соответствует отдельной численной модели. Кружки соответствуют малой начальной толщине звёздных дисков. Все модели эволюционируют от первоначально неустойчивого состояния.

скоростей звёзд в диске должна составлять существенную долю от скорости вращения.

Приведённые выше соотношения указывают на ещё одно любопытное ограничение, касающееся геометрии маргинально устойчивых дисков. Вертикальный размер (полутолщина) звёздного диска определяется его поверхностной плотностью и дисперсией скоростей по z -координате: $z_* \sim c_z^2/\Sigma_d$. Дисперсия скоростей c_z , минимальное значение которой связано с изгибной неустойчивостью, и дисперсия в радиальном направлении c_r примерно пропорциональны друг другу (из наблюдений следуют характерные значения $c_z/c_r = 0,5-0,8$). Поэтому, считая c_z пропорциональным критическому значению c_r , получаем $z_* \sim \Sigma_d R^2/V^2$, а значит, $z_*/R \sim \Sigma_d R^2/(V^2 R) \sim M_d/M_{\text{tot}}$. Отсюда следует, что существует предел относительной толщины диска, при толщинах, меньших которого, диск будет неустойчив, и чем больше относительная масса тёмного гало, тем ниже этот предел. Наблюдения действительно указывают на наличие корреляции между относительной толщиной диска и его относительной массой [98].

Относительные толщины дисков галактик поздних типов (практически без балджей), видимых "с ребра", были измерены Бизяевым и Митроновой [99] на основе ИК-фотометрии с учётом ослабления света в межзвёздной среде в галактике. Проведённый анализ подтвердил существование корреляции между z_*/r_d и депроцированной поверхностной яркостью дисков, согласующейся с предположением о маргинальной устойчивости дисков. Получено, что относительная толщина z_*/r_d дисков мало изменяется с изменением радиуса и в среднем равняется $1/6$, чему соответствует отношение массы тёмного гало к массе диска $M_h/M_{\text{opt}} \approx 1,3$ в пределах оптического радиуса (принимавшегося равным $4r_d$). Без привлечения к рассмотрению тёмного гало нельзя объяснить небольшую относительную толщину z_*/r_d таких звёздных дисков.

Следует, однако, иметь в виду приближённый характер полученных соотношений. Например, наличие массивного компактного балджа, нередко встречающегося у галактик S0–Sb, влияет на развитие изгибной неустойчивости диска, усложняя соотношение между дисперсиями скоростей c_r и c_z (см. дискуссию, отражённую в работе [100], а также приведённые там ссылки). Любопытно, однако, что аккуратная двумерная фотометрия галактик, видимых с ребра, не выявила зависимости между относительной толщиной диска z/r_d и вкладом балджа в интегральную светимость галактики [96].

Таким образом, существование звёздных дисков с малой дисперсией скоростей $c_r \approx (0,1-0,3)V_c$ требует, чтобы достаточно большая доля полной массы находилась вне диска. Звёздный диск в отсутствие гало ($\mu = 0$) является динамически горячим, $c_r/V_c \gtrsim 0,3-0,4$ (см. рис. 14). Кроме того, если $\mu \ll 1$, то различие между скоростью вращения газопылевого диска $V_c(r)$ и скоростью вращения звёздного диска $V_*(r)$ становится значительным, достигая на периферии величины $V_*/V_c \approx 0,5-0,7$, что у галактик встречается крайне редко.

Подход к декомпозиции масс диска и гало с учётом дисперсии скоростей звёзд, применённый к нескольким выборкам галактик [59, 101–103], подтвердил, что требование гравитационной устойчивости звёздного диска для Sab–Sd-галактик предполагает наличие более массивного тёмного гало, чем это следует из модели максимального диска.

Важное значение имеет вывод о том, что для устойчивости диска при наблюдаемой величине дисперсии скоростей звёзд основное количество ТМ внутри галактики должно образовывать сфероидальную или по крайней мере несильно сплюснутую подсистему и не может быть сконцентрированным внутри звёздного диска в виде, например, тёмного газа. В противном случае большое количество ТМ внутри диска внесёт соответствующий вклад в самогравитацию диска, увеличивая критическое значение дисперсии скоростей звёзд, требуемое для его устойчивости.

Подчёркнём, что условие пороговой (маргинальной) гравитационной устойчивости в общем случае даёт лишь верхний предел плотности диска при данной дисперсии скоростей звёзд (или нижний предел радиальной дисперсии скоростей при данной плотности). В принципе диск может быть динамически перегретым, т.е. обладать запасом устойчивости [104]. По-видимому, часто реализуется такая ситуация, в которой диск маргинально устойчив в широком интервале галактоцентрических расстояний, но является "перегретым" на периферии — вследствие низкой плотности он может быть легко подвержен динамическому нагреву.

Для проверки того, насколько применимы условия пороговой устойчивости к наблюдаемым дисковым галактикам, в работе [102] поверхностные плотности дисков галактик типов S и S0, найденные из условия пороговой (маргинальной) устойчивости на фиксированном расстоянии $r \approx 2r_d$, были сопоставлены со светимостью звёздного населения на единицу площади диска на том же расстоянии от центра. Полученные отношения M/L сравнивались с ожидаемыми для модели звёздного населения с известным показателем цвета. Оказалось, что для спиральных (S) галактик зависимость цвет–отношение M/L , полученная с использованием условия устойчивости, хорошо согласуется с зависимостью, вы-

текающей из фотометрических моделей звёздного населения, а следовательно, условие пороговой устойчивости действительно может использоваться для оценки массы галактических компонентов. Однако для линзовидных (S0) галактик ситуация оказалась более "пёстрой": примерно половина из них демонстрирует "перегретость" дисков [102, 104]. Последнее означает, что их диски при той же плотности обладают более высокой дисперсией скоростей и, по-видимому, большей толщиной, чем это следует из условия маргинальной устойчивости.

Очевидно, что с оценкой массы диска и степени его динамического нагрева связано решение вопроса об относительной массе тёмного гало в оптически наблюдаемой области галактики, а следовательно, о том, как звёздная галактика формировалась и эволюционировала (см., например, [105]).

3.2. Оценки плотности диска по измерениям дисперсии вертикальных скоростей

3.2.1. Локальные значения плотности ТМ. Наблюдаемая толщина звёздных дисков определяется в первую очередь вертикальной компонентой дисперсии скоростей c_z и объёмной плотностью диска. Поэтому плотности дисков могут быть оценены на основе измерений c_z при известном вертикальном профиле плотности звёзд. Для нашей Галактики в окрестности Солнца такой подход был применён ещё в первой четверти XX в. [106, 107], и он до сих пор активно используется. Сопоставление полной плотности материи с независимыми измерениями плотности барионных составляющих Галактики даёт возможность оценить локальную плотность ТМ в нашей окрестности (см. ниже).

Скорости вертикальных движений звёзд, характеризующие дисперсией $c_z(z)$, связаны с плотностью вещества в диске $\rho(z)$. Вертикальный баланс сил определяется из z -компоненты уравнения Джинса для бесстолкновительного звёздного диска (уравнения Пуассона), которое совместно с условиями $\rho(z=0) = \rho_0$, $d\rho(0)/dz = 0$, $\int_{-\infty}^{\infty} \rho(z; r) dz = \Sigma(r)$ для заданного распределения поверхностной плотности Σ определяет вертикальную структуру диска на фиксированном радиусе r . При $c_z = \text{const}$ получаем решение

$$\rho(z) = \frac{\Sigma}{2z_0} \left(\cosh \frac{z}{z_0} \right)^{-2} \quad (8)$$

с характерным вертикальным размером $z_0 = \sqrt{c_z^2 / 2\pi G \rho(0)} = c_z^2 / \pi G \Sigma$. Закон (8) наряду с экспоненциальным законом распределения плотности в плоскости диска с вертикальным масштабом h_{exp}

$$\rho(z) = \rho(0) \exp \left(-\frac{z}{h_{\text{exp}}} \right) \quad (9)$$

часто используют для аппроксимации наблюдаемых профилей яркости для галактик, наблюдаемых с ребра¹ [109–111].

Для нашей Галактики анализ наблюдаемого распределения плотности звёзд вдоль вертикальной координаты, перпендикулярной плоскости диска, в совокупно-

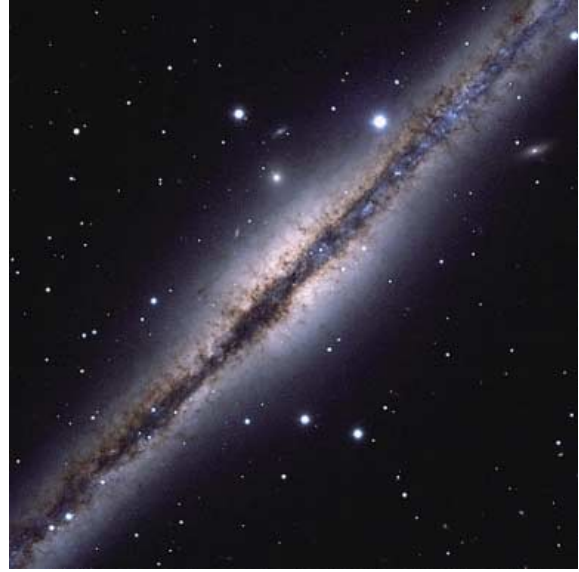


Рис. 15. Галактика NGC 891, видимая с ребра (космический телескоп Хаббла). Внутри звёздного диска хорошо виден более тонкий газопылевой диск.

сти с оценками их скоростей позволяет измерить локальную плотность диска в окрестности Солнца, что в свою очередь даёт возможность уточнить разделение кривой вращения Галактики на компоненты и выделить составляющую, относящуюся к тёмному гало. Часто с этой целью используются данные для красных карликов — объектов, вносящих основной вклад в массу звёздного населения, хотя можно обратиться и к не столь многочисленным красным гигантам или к звёздам главной последовательности, для которых более надёжно оцениваются расстояния. В любом случае результирующие оценки плотности, найденные из кинематики звёзд, будут относиться к полной плотности диска. Сопоставляя найденную локальную плотность в плоскости диска с независимыми оценками плотности звёзд и газа, можно получить ограничения на плотность ТМ в диске.

Учитывая малую толщину диска по сравнению с его радиальными размерами, удобно ограничиться балансом

$$\frac{d(v(z)c_z^2)}{dz} = -v \frac{d\Psi}{dz}, \quad (10)$$

где v — относительная плотность звёзд выборки (рис. 15).

Но даже для окрестностей Солнца результаты различных авторов дают заметно различающиеся оценки локальной плотности материи. Например, в работе Корчагина и др. [112] для поверхностной плотности диска внутри слоя толщиной ± 350 пк получено значение $\Sigma(|z| < 350 \text{ пк}) = (42 \pm 6) M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$. С учётом неопределённости оценок барионной плотности это значение совместимо с отсутствием заметного количества ТМ в диске. Биенайм и др. [113] для барионной поверхностной плотности нашли сходную величину, $(44 \pm 4) M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$, но только для более толстого слоя, толщиной ± 1 кпк. Объёмная плотность ТМ в окрестности Солнца в [113] найдена равной $\rho_{\text{DM}} = (0,0143 \pm 0,0011) M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$. Близкая оценка $\rho_{\text{DM}} = 0,016 M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$ получена по спектральному обзору звёзд G и K главной последовательности

¹ Для ряда галактик привлекалась также зависимость $\rho \propto \cosh^{-1}(z/h_{\text{ch}})$ (где h_{ch} — вертикальный масштаб диска) [108].

[114]. Мак-Ки и др. [115], сопоставляя плотности барионных компонентов с динамическими оценками плотности, пришли к значению полной плотности материи в окрестности Солнца $(0,097 \pm 0,013)M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$, из которой на плотность ТМ приходится $(0,013 \pm 0,003)M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$. Таким образом, на долю ТМ, по-видимому, принадлежащей гало, в окрестности Солнца приходится немногим более 10 % полной плотности вещества.

Обзор различных оценок локальной плотности ТМ и полной массы тёмного гало Галактики, а также тех сложностей, с которыми связано их определение, можно найти в работе Фаме [116].

3.2.2. Оценки массы диска по вертикальной дисперсии скоростей. Поскольку мы не имеем возможности оценить для других галактик z -составляющую скоростей звёзд с одновременным прямым измерением объёмной плотности звёздного населения, для оценки локальных плотностей диска требуется определить как толщину галактики, так и дисперсию скоростей. Здесь применяются два подхода.

Во-первых, по наблюдениям галактик, видимых с ребра, можно непосредственно измерять толщину звёздного диска, а для дисперсии скоростей использовать, например, её маргинальное значение для гравитационной устойчивости или эмпирическое соотношение между дисперсией скоростей и скоростью вращения [117]. Но точность при этом невысока.

Во-вторых, при определении плотности диска можно исходить из локальных оценок дисперсии скоростей, измеренных непосредственно, но при этом толщину диска приходится считать априори заданной (обычно она принимается постоянной, соответствующей определённой доле радиального масштаба или фотометрического размера диска, хотя это довольно грубое приближение). Такой подход удобнее всего реализовать для галактик с углом наклона $i = 20^{\circ} - 30^{\circ}$ [118]. Для таких объектов можно получить с достаточной точностью кривую вращения (при $i = 0$ скорость вращения направлена перпендикулярно лучу зрения и поэтому её нельзя измерить), а измеренная дисперсия скоростей звёзд будет близка к дисперсии, перпендикулярной плоскости диска.

Оба указанных подхода приводят к выводу о том, что в большинстве галактик диски "субмаксимальны": вклад диска в массу на двух радиальных масштабах, где вклад диска в кривую вращения наиболее существен, составляет лишь немногим более половины [118, 119]. Доля барионной материи в этих пределах возрастает при переходе от небольших галактик к массивным и быстро-вращающимся системам [62].

Для галактик, видимых с ребра, предпочтительнее рассматривать равновесный газовый диск вместо звёздного, если угловое разрешение радиотелескопа позволяет оценить толщину слоя газа, поскольку дисперсия скоростей газа слабо изменяется как вдоль радиуса, так и от галактики к галактике. При этом дисперсия скоростей газа либо измеряется непосредственно [120], либо принимается постоянной (около 10 км с^{-1}). Поскольку газовый слой находится в гравитационном поле звёздного диска, его толщина и дисперсия скоростей позволяют оценить локальное значение объёмной плотности диска. Если толщина звёздного диска известна, то можно перейти к его поверхностной плотности на различных расстояниях от центра и таким образом оценить полную

массу диска. Вычленив составляющую кривой круговых скоростей, относящуюся к диску, из наблюдаемой кривой вращения, удаётся не только оценить массу гало [121, 122], но и получить информацию о его сплюснутости [123].

3.3. Оценка массы эллиптических галактик

Эллиптические галактики (Е-галактики) почти никогда не обладают протяжёнными газовыми дисками, а скорости их вращения много меньше дисперсии скоростей звёзд, поэтому методы оценки масс, описанные в разделе 3.2, для них неприемлемы. Звёзды движутся по вытянутым незамкнутым орбитам, так что понятие круговой скорости V_c , часто применяемое к этим галактикам, имеет чисто формальный смысл скорости условных пробных частиц на круговых орбитах. Форма некоторых Е-галактик может заметно отличаться от осесимметричной, что усложняет оценку массы по динамическим измерениям.

Основными способами оценки масс Е-галактик являются следующие.

- Строятся динамические равновесные модели, основанные на измерении дисперсии скоростей звёзд или шаровых скоплений по лучу зрения на разных расстояниях от центра. Построение численных моделей зависит от априори неизвестного характера движения звёзд: орбиты, близкие к круговым, орбиты с изотропным распределением скоростей и орбиты, близкие к радиальным, дадут заметно различающиеся результаты. Однако если считать, что $V_c(r)$ является постоянной или медленно изменяющейся, то можно обойти эти неоднозначности, анализируя совместно распределение яркости и радиальной дисперсии скоростей. Как указано в работе Лысковой с соавторами [124] (см. также приведённые там ссылки), наблюдения позволяют выбрать такой интервал радиальных расстояний (вблизи эффективного радиуса R_e), в котором оценка V_c и, следовательно, массы очень слабо зависят от характера движения звёзд (см. описание метода и результаты его применения для нескольких галактик в [124]).

- При наличии горячего газа, наблюдаемого по рентгеновскому излучению, строятся равновесные модели для газовых корон в гравитационном поле галактик, которые описываются уравнением гидростатического равновесия

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = \frac{V_c^2}{r} = \frac{GM(r)}{r^2},$$

где $P = \rho k_B T / (\mu m_p)$ — тепловое давление газа, $\mu \approx 0,6$ — средний атомный вес.

- Применяются методы слабого и сильного линзирования (см. раздел 4), обладающие большой эффективностью для оценки массы галактик.

Перечисленные методы оценки масс приводят к выводу о том, что распределение гравитационного потенциала в Е-галактиках, как и в дисковых галактиках, на больших r близко к изотермическому, что означает возрастание отношения массы ТМ к массе барионных компонентов с удалением от центра. Если в центральных областях галактик вклад ТМ в массу мал и отношение M/L близко к ожидаемому для чисто звёздных моделей, то на более далёких расстояниях это отношение многократно возрастает, свидетельствуя о наличии протяжённого

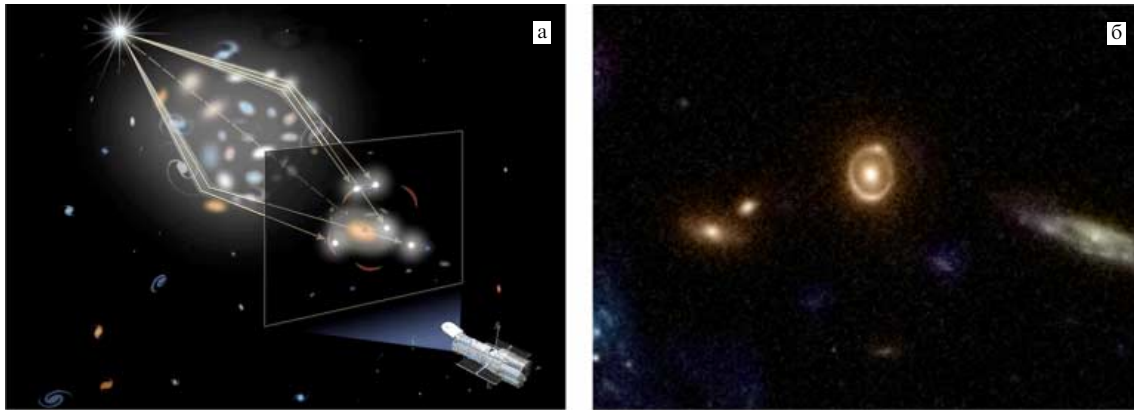


Рис. 16. (а) Иллюстрация хода лучей в гравитационной линзе. (б) Изображение почти идеального кольца Эйнштейна на гравитационной линзе 0038 + 4133 (телескоп Хаббла).

ных тёмных гало, радиальный ход плотности которых удовлетворительно описывается NFW-профилем (3), по крайней мере при больших r (см., например, [125–127]). Есть основание полагать, что содержание ТМ в Е-галактиках в пределах оптических границ выше, чем в спиральных [126]. Ситуация, однако, может значительно меняться от галактики к галактике. В редких случаях (например, в NGC 7507 — одиночной Е-галактике с двухкомпонентным звёздным гало) динамическое моделирование вообще не выявило наличия тёмного гало [128].

4. Тёмная масса по данным гравитационного линзирования и наблюдениям в рентгеновском диапазоне и гамма-диапазоне

Развитие наблюдательной техники привело к появлению новых методов изучения распределения массы, в том числе массы невидимого компонента. Наиболее впечатляющие результаты получены на основе исследования гравитационного линзирования источников, свет которых реагирует на гравитационное поле объекта, вблизи которого (или через который) он проходит. Здесь мы не будем углубляться в методику извлечения информации о гравитационном поле астрономических объектов. Для детального ознакомления с методом линзирования отсылаем читателя к работам [129, 130].

4.1. Эффекты гравитационного линзирования

При использовании метода гравитационного линзирования большую важность представляет не только возможность наблюдения далёких объектов с многократным увеличением яркости, но и сама линза, поскольку её свойства определяются пространственным распределением гравитирующего вещества, включающего в себя ТМ (рис. 16). Гравитационная линза не обладает точкой фокуса, в котором сходятся параллельные лучи, правильнее говорить о проходящей через линзу и наблюдателя фокусной прямой линии, которую на разных расстояниях пересекают лучи далёкого объекта, находящегося за линзой, в зависимости от того, насколько далеко лучи прошли от центра линзы. Искривление пространства, вызванное гравитационным полем линзы, приводит к тому, что наблюдатель может видеть несколько искажённых изображений одного и того же источника,

как правило, сильно различающихся по яркости. В идеальном случае, когда линза осесимметрична, а объект находится точно за ней, его изображение растягивается в кольцо (кольцо Эйнштейна). Такие кольца были обнаружены по наблюдениям как в радиодиапазоне, так и в оптическом диапазоне. Первая оптическая фотография кольца Эйнштейна, построенного с помощью линзы-галактики, была получена [131] на телескопе Хаббла в 1997 г.

Различают микролинзирование, в котором линзами служат тела с небольшими массами (природа их неважна), сильное и слабое линзирование. Микролинзирование даёт уникальную возможность для исследования ТМ в гало нашей Галактики. Этот метод представляет собой поиск и статистический анализ эффектов линзирования отдельных звёзд объектами любой природы, который в принципе может выявить наличие компактных невидимых тел с массами начиная от масс планет и до значительно больших. Поиски эффектов микролинзирования по однократному усилению яркости звезды, случайно оказавшейся на одном луче зрения с гравитирующим телом, — это сложный и трудоёмкий, связанный с необходимостью отсеивания физически переменных звёзд, процесс, требующий проведения длительного мониторинга нескольких миллионов звёзд в областях неба с большой плотностью звёздных изображений. С этим методом и его возможностями можно ознакомиться по работам [132–135]. Отметим только, что результаты нескольких независимых групп по поиску микролинз сводятся к тому, что их суммарная масса может составить лишь небольшую долю от требуемой массы тёмного гало Галактики: по-видимому, обнаруженный эффект обусловлен обычными маломассивными звёздами, что подтверждает небарионную природу ТМ [136]. Единственное обстоятельство, которое может оказаться неучтённым, — это неожиданно большие массы тел, более $100 M_{\odot}$ (первичные чёрные дыры?), которые не обнаруживаются методами микролинзирования из-за большой шкалы времени изменения яркости источников [137]. Однако нет никаких наблюдательных данных, подтверждающих возможность существования столь экзотических компонентов тёмных гало.

При сильном линзировании изображение исходного источника (галактики, реже квазара) расщепляется на несколько изображений, наблюдаемых в виде дуг, а

иногда и более сложных фигур. Изображение в случае сильной линзы позволяет оценить её массу или распределение плотности, если известны расстояния до линзы и до далёкого источника (определяемые по красному смещению). Как правило, в качестве сильной линзы выступает скопление галактик, поэтому линзирование позволяет оценить массу центральной части скопления. В ряде случаев роль линзы играет галактика [138] или её центральная часть [139].

Укажем на интересную возможность определения внутренней структуры гравитирующего вещества в случае сильного линзирования (квадрупольных линз) квазаров с аномальными отношениями потоков у наблюдаемых кратных изображений, которые не описываются простой моделью распределения масс, но могут быть объяснены микролинзированием на неоднородностях (звёздах?) внутри галактики-линзы. Это даёт возможность оценить вклад массы, принадлежащей звёздам, в полную массу галактики-линзы. В работе Пули и др. [140], посвящённой анализу 14 рентгеновских квадрупольных изображений квазаров, сделан вывод о существенном преобладании распределённого ТМ-компонента для среднего расстояния от центра галактик (в проекции) 6,6 кпк, что, однако, плохо согласуется с полученными другими методами результатами, свидетельствующими о том, что во внутренних областях галактик нормальной яркости вклад тёмного гало в общую массу значительно меньше, чем вклад звёзд.

При использовании эффектов слабого линзирования для большого количества галактик фона статистическими методами выявляют систематические искажения форм далёких галактик фона, связанные с линзированием на более близкой галактике (речь идёт о тангенциальном растяжении изображений, обычно составляющих в каждом отдельном случае менее 1 %) (см. рис. 16). Благодаря эффекту слабого линзирования удаётся реконструировать распределение масс как вокруг отдельных галактик, так и в скоплениях и получить оценку массы ТМ, которая в соответствии с ожиданиями оказывается преобладающей над другими формами материи [141].

Для слабого гравитационного линзирования важное значение имеют обзорные проекты, например CFHTLS (Canada – France – Hawaii Telescope Lensing Survey) [142], RSCS (Red-Sequence Cluster Survey) [143], SDSS (Sloan Digital Sky Survey) [144], COSMOS (Cosmological Evolution Survey) [145] и др. В отличие от динамических методов (см. разделы 2, 3), слабое линзирование позволяет определять свойства линз (т.е. пространственного распределения гравитирующей материи) на более значительном расстоянии от центра системы. Это относится не только к скоплениям галактик, но и к отдельным массивным галактикам.

Для оценки характерных параметров гало галактик исследуются на статистическом уровне эффекты слабого линзирования одной галактикой (с известным красным смещением) других, более слабых, галактик дальнего фона (galaxy – galaxy lensing) с помощью сложения изображений большого числа объектов [146]. В работе [146] такой подход, выполненный на основе данных обзора SDSS, привёл, в частности, к выводу о том, что галактики с оптически наблюдаемыми активными ядрами не отличаются от обычных галактик по массе окружающего их гало, однако радиоизлучающие (radio-loud) активные ядра обладают примерно вдвое более массивными гало

при тех же значениях звёздных масс галактик — заключение далеко не бесспорное, если считать радиоизлучающие квазары кратковременной активной стадией их эволюции. Другой вывод, полученный тем же методом, касается различия масс тёмных гало "активных" галактик со звездообразованием (голубая группа) и "пассивных" галактик (красная группа), в которую входят преимущественно эллиптические галактики и часть дисковых: при той же массе звёздного населения у пассивных галактик масса гало по крайней мере вдвое выше [147].

Важно иметь в виду, что даже если первоначальный профиль плотности в формирующейся галактике соответствовал NFW-профилю, то в процессе формирования "барионной" галактики внутри тёмного гало распределение интегральной плотности, как и форма тёмного гало, может измениться. Авторы работы [147] применение метода слабого линзирования к эллиптическим галактикам по обзору SDSS привело к заключению о том, что профили плотности внешних областей гало согласуются с профилем NFW. При этом сопоставление модели NFW с кинематическими оценками звёздного населения во внутренней, т.е. "барионной", области галактик выявляет разногласие, которое указывает на то, что тёмные гало галактик, по-видимому, испытали адиабатическое сжатие под действием гравитации барионного вещества.

Ранее попытка совместить данные о плотности во внутренних областях эллиптических галактик (по сильному линзированию) и во внешних областях тех же галактик (по слабому линзированию) была предпринята Гаваззи и др. [148]. Авторы [148] пришли к выводу о том, что интегральный профиль плотности может быть представлен в рамках двухкомпонентной модели: профиль Вокулёра, хорошо описывающий внутреннюю область галактики, плюс NFW-профиль для более далёких от центра областей. При этом суммарный профиль удовлетворяет эмпирическому соотношению $\rho \propto r^{-2}$, обычно используемому для псевдоизотермического гало.

Применение различных методов, включая слабое линзирование, в целом позволяет сделать непротиворечивый вывод о существенном преобладании (на порядок и более) массы тёмного гало в пределах вириального радиуса гало над массой барионного вещества (звёзд и газа) [148 – 150]. Для центральных областей галактик гравитационное линзирование указывает лишь на незначительное наличие тёмной массы — в согласии с динамическим методом моделирования кривых вращения. Например, по параметрам изображённого на рис. 17 креста Эйнштейна сделан вывод, что в балдже в пределах $r = 2/3 R_e$ на долю ТМ приходится не более 20 % массы [139]. Согласно работе [148] в пределах эффективного радиуса Е-галактик тёмная масса составляет в среднем около 1/4 от общей массы вещества. Причём вириальная масса гало в несколько десятков раз превышает массу барионного вещества (хотя в стандартной космологической модели отношение массы барионного вещества к массе тёмного должно быть близким к 1/6).

Заметим, что все описанные подходы, связанные с линзированием, не затрагивают галактик небольшой светимости с массой звёзд $\sim 10^{10} M_\odot$ и ниже.

На рисунке 18, взятом из работы [149], отношения M_{vir}/M_* полной массы галактики в пределах вириального радиуса к массе барионного вещества (звёзд) сопоставляются с массой M_* по результатам различных



Рис. 17. Пример креста Эйнштейна для квазара QSO 2237+0305 (телескоп Хаббла).

работ для галактик ранних (красные символы и полоса на рис. 18а) и поздних (синие символы и полоса на рис. 18б) типов. Оценки M_{vir} получены несколькими методами: по анализу кинематики спутников галактик, по слабому линзированию, по параметрам групп галактик, а также методом, который заключается в сопоставлении частоты встречаемости галактик с различной звёздной массой (т.е. функции светимости галактик) с частотой встречаемости гало различных масс (т.е. с функцией масс гало), вытекающей из космологических бесстолкновительных моделей N тел. Последний метод в англоязычной литературе носит название halo abundance matching (HAM). При этом предполагается существование однозначного соответствия между сравниваемыми величинами. Как видно из рис. 18, имеется значительное расхождение между оценками, полученными разными мето-

дами, но по совокупности оценок можно заключить, что отношение вириальной массы гало к массе звёздного населения составляет более 30, причём это отношение систематически выше для галактик ранних типов с большими массами, для которых оно может превышать 100. Относительная масса звёздного вещества составляет менее 30 % от среднего значения, ожидаемого в стандартной космологической модели.

Возрастание вириальной массы гало с увеличением массы звёздного населения галактик и их групп отчётливо прослеживается и в более поздней работе [151] (рис. 19), хотя хорошего согласия между оценками, полученными различными методами, пока не достигнуто.

Для анализа эффектов слабого гравитационного линзирования вокруг пассивных (красных) и звездообразующих (голубых) галактик в работе [152] были использованы обзор обширной области неба CFHTLS, охватывающий 154 квадратных градуса небесной сферы, в совокупности с фотометрическим обзором, проведённым на том же телескопе. При этом, что важно, учитывалось гравитационное влияние барионного компонента на общее распределение потенциала. Подтверждено, что корреляции между звёздной массой и массой ТМ различны для голубых и красных галактик. С увеличением звёздной массы M_* и светимости галактик вириальная масса гало M_{vir} возрастает быстрее для объектов со старым звёздным населением ($\sim M_*^{1,5}$), чем для галактик со звездообразованием ($\sim M_*^{0,8}$), что, по-видимому, отражает различные условия их формирования.

4.2. Тёмное вещество

и горячие газовые короны вокруг галактик

К настоящему времени благодаря работе космических обсерваторий XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror Mission), Chandra и ROSAT (от нем. Röntgensatellit) опреде-

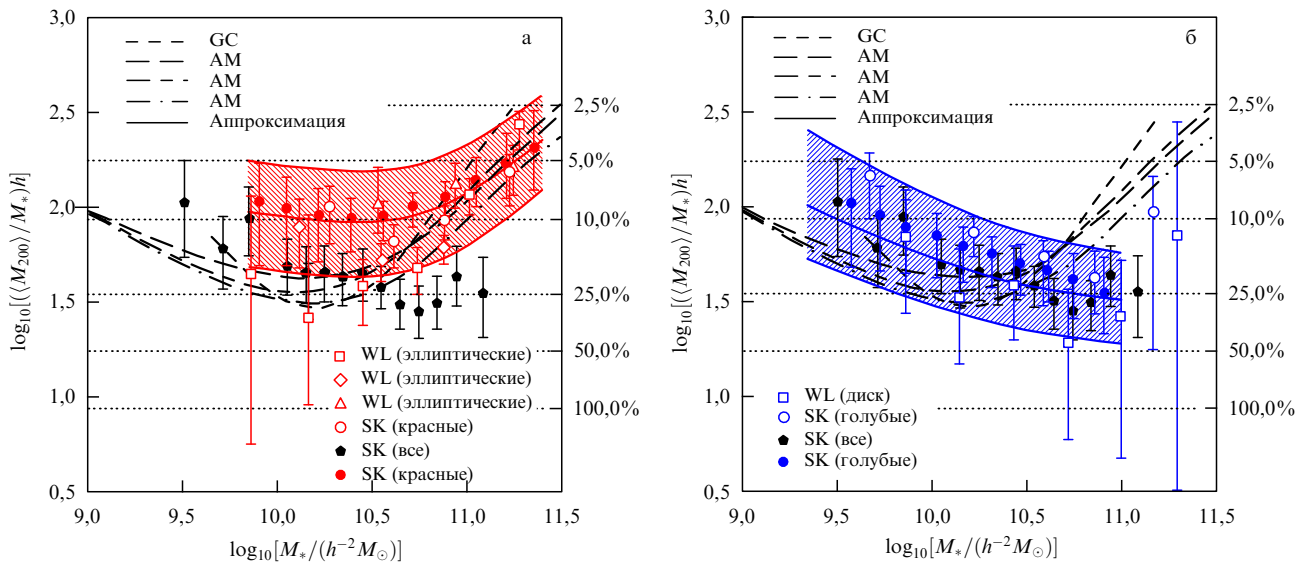


Рис. 18. Отношение вириальной массы к массе звёздного компонента M_{vir}/M_* для галактик с различной массой M_* по литературным данным (по работе Даттон и др. [149]). Красные символы и полоса на рис. а и синие символы и полоса на рис. б относятся к галактикам ранних и поздних типов соответственно. Использовались методы: SK — кинематика спутников галактик, WL — слабое линзирование, AM — метод HAM, GC — по параметрам групп галактик (см. подробности в [149]). Тёмные кривые и символы, одинаковые на рис. а и б, — зависимости, полученные безотносительно к типам галактик. На правых осях ординат отложена доля барионов, приходящаяся на звёзды, по отношению к ожидаемой в космологических моделях. Для параметра Хаббла принято значение $H_0 = 100h \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, масса звёзд выражается в единицах $h^{-2} M_\odot$, масса тёмного гало — в единицах $h^{-1} M_\odot$.

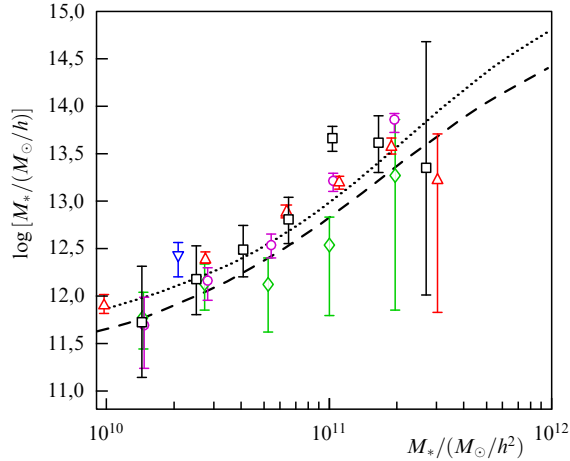


Рис. 19. (В цвете онлайн.) Сравнение вириальных масс тёмных гало, определённых по слабому линзированию для галактик и групп галактик, с массой их звёздного населения. Разные символы соответствуют результатам различных исследований (см. подробности в [151]).

лены характеристики горячего газа с температурой $\sim 10^6$ К внутри и вокруг ряда гигантских эллиптических галактик и в нескольких дисковых галактиках [153–156].

Существование рентгеновских корон свидетельствует о наличии значительной тёмной массы, в отсутствие которой галактика не могла бы удержать вокруг себя горячий газ (см., например, [157]). Наблюдаемые параметры горячего газа позволяют оценить массу, необходимую для его удержания, и проследить изменение полной массы $M(r)$ с увеличением расстояния от центра галактики. Для оценок можно ограничиться простой формулой равновесия горячего газа в гравитационном поле галактики с учётом массивного гало в приближении центральной симметрии в распределении тепловых скоростей газа $c_g \sim \sqrt{GM/R}$. Отсюда для температуры следует $T \sim GMm_p/(3k_B r)$, где m_p — масса протона, k_B — постоянная Больцмана. Например, при $M = 10^{12} M_\odot$ и $r = 20$ кпк температура $T \simeq 10^6$ К.

Одновременный анализ температуры и интенсивности рентгеновского излучения газовых корон вокруг ярких эллиптических галактик позволяет построить суммарный гравитационный потенциал, который указывает на наличие массивного протяжённого тёмного гало. Причём у ряда ярких эллиптических галактик наблюдается заметное возрастание $V_c(r)$ [158, 159]², тогда как в дисковых галактиках круговая скорость $V_c(r)$ за пределами оптического радиуса обычно постоянна. При $r \geq 2R_e$ (R_e — эффективный радиус галактики) тёмная масса доминирует над барионной. Близкий вывод относительно параметров тёмного гало получен и при использовании кинематики планетарных туманностей [160, 161].

Источники неопределённостей при решении задачи о ТМ, влияющие на свойства рентгеновского газа вокруг галактик, — это прежде всего наличие неразрешаемых двойных систем с рентгеновскими источниками, ультракомпактных молодых объектов (Young Stellar Object —

YSO) и рентгеновских остатков эволюции массивных звёзд. Гидростатическое равновесие также может быть слишком грубым приближением, особенно для галактик, в которых газ подвергался воздействию активного ядра.

Несмотря на указанные выше трудности оценок ТМ по рентгеновским коронам спиральных галактик, появились пионерские работы, в которых исследуется горячий газ, находящийся за пределами оптических дисков (галактики NGC 1961, NGC 6753 [154, 156]). Относительная масса барионов в пределах области радиусов $(0,05–0,15)R_{\text{vir}}$, где R_{vir} — вириальный радиус, для этих галактик оказалась порядка 0,1, что уже близко к значению, предсказываемым космологическими моделями. Это означает, что в таких галактиках газ в гало может содержать ощутимую долю всего барионного вещества.

4.3. Гало и гамма-излучение

Одним из методов косвенного подтверждения существования слабо взаимодействующих массивных частиц (Weakly Interacting Massive Particles — WIMPs), составляющих ТМ, является поиск теоретически предсказываемого высокоэнергичного гамма-излучения или нейтринного излучения, связанных с аннигиляцией при редких столкновениях частиц и античастиц ТМ. Рождение высокоэнергетичных фотонов при аннигиляции частиц может вносить существенный вклад в космический гамма-фон (Cosmic Gamma-ray Background — CGB) в широком диапазоне энергий (см. обзор [162]). В принципе аннигиляционное излучение может быть зарегистрировано из областей, в которых плотность частиц ТМ особенно велика. Для нашей Галактики — это область галактического центра, но в его окрестности имеется много гамма-источников другой природы, которые затрудняют выделение аннигиляционного излучения, если оно действительно существует. Более подходящими объектами являются карликовые сфероидальные галактики, в которых отсутствуют молодые звёзды, а ТМ многократно превосходит по массе барионное вещество.

Детектирование сигналов аннигиляции частиц ТМ могло бы пролить свет на их природу и дало бы возможность найти дополнительные независимые ограничения на параметры тёмных гало. Однако ситуация осложняется двумя обстоятельствами. Во-первых, рождение квантов при аннигиляции может происходить по нескольким разветвлённым каналам, что влечёт за собой большую неопределённость в оценке ожидаемого гамма-потока и его спектра. Во-вторых, вывод о наличии аннигиляционного избытка зависит как от модели распределения ТМ, так и от трудно учитываемых фоновых источников, не связанных с ТМ. Поскольку количество актов аннигиляции в единице объёма при столкновении частиц ТМ пропорционально произведению относительной скорости частиц на эффективное сечение аннигиляции частиц и на квадрат их концентрации, поток от аннигиляции (число фотонов на 1 см^2 в 1 с) может быть выражен в виде

$$F = \frac{N_\gamma \langle \sigma v \rangle}{2 m_{\text{DM}}^2} \int_V \frac{\rho_{\text{DM}}^2(\mathbf{x})}{4\pi d^2(\mathbf{x})} d^3x, \quad (11)$$

где N_γ — число фотонов за один акт аннигиляции, $\langle \sigma v \rangle$ — усреднённое произведение относительной скорости на

² Напомним, что круговая скорость формально определяется как скорость вращения пробной частицы по круговой орбите. Сама галактика при этом может вообще не вращаться.

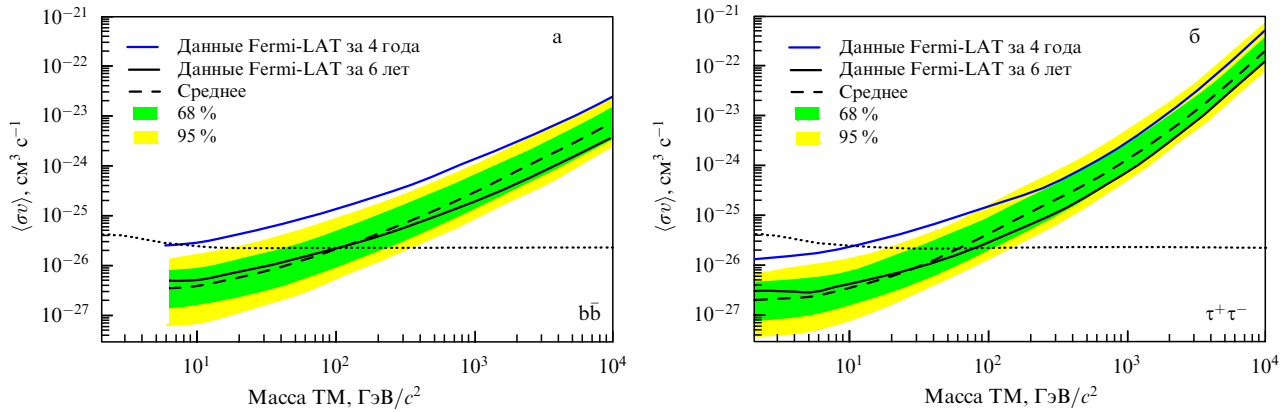


Рис. 20. (В цвете онлайн.) Ограничения на сечение аннигиляции частиц ТМ (WIMPs) в зависимости от их массы для двух возможных каналов аннигиляции: (а) $b\bar{b}$ и (б) $\tau^+\tau^-$ — по результатам поиска избыточного гамма-излучения в направлении на 25 карликовых сфероидальных галактик (данные Fermi Large Area Telescope — Fermi-LAT). Ширины цветных полос соответствуют уровням достоверности 68 % и 95 %. Синяя сплошная кривая — результаты предыдущих измерений 15 галактик в течение четырёх лет. Пунктирная почти горизонтальная кривая — сечение, рассчитанное для изотропного фонового аннигиляционного излучения реликтовых WIMPs. (Из работы [167].)

эффективное сечение аннигиляции, ρ_{DM} — плотность тёмной материи, V — пространственный объём гало, m_{DM} — масса частицы тёмной материи, d — расстояние между гало и наблюдателем.

Избыточное γ -излучение было обнаружено в направлении на центральную область нашей Галактики [163], причём мощность сигнала была достаточно велика для того, чтобы измерить спектр и угловое разрешение. Однако по-прежнему довольно трудоёмкой и неоднозначной является задача о выделении сигнала аннигиляции и излучения из сигналов других процессов, изобилующих в центре Галактики. По данным [164] профиль ТМ в Галактике имеет касп с логарифмическим наклоном $> 1,5$. Однако последующий анализ данных H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) привёл к противоположному результату — в центре Галактики распределение ТМ имеет ядро без указания на центральный касп [165]. В итоге, данные о гамма-излучении из центральной области Галактики пока не получили однозначной интерпретации. Несмотря на возможность объяснить наблюдения без привлечения ТМ, уверенно утверждать, что они противоречат предсказаниям моделей распределения ТМ, пока преждевременно ввиду неопределённостей, которые связаны с источниками ближнего и дальнего фона.

Другой канал информации об аннигиляции WIMPs заключается в поиске избыточного гамма-излучения по наблюдениям галактик, в которых масса ТМ значительно превышает массу барионной материи. Это карликовые галактики типа dSph — спутники нашей Галактики. Поскольку карликовые галактики не обладают интенсивным звездообразованием, излучение от них в гамма-диапазоне практически не зашумлено γ -фоном, что позволяет надеяться на получение от них более чётких сигналов аннигиляции ТМ. Эти галактики исследуются как космическими обсерваториями, так и наземными черенковскими гамма-телескопами в области наиболее высоких энергий. Хотя и здесь результаты поиска пока отрицательны, они не исключают имеющиеся модели ТМ ввиду неопределённостей ожидаемых оценок потока и сложности учёта фона гамма-излучения [166]. Тем не менее наблюдательные данные уже сейчас позволяют наложить определённые ограничения на параметры частиц ТМ [167, 168].

На рисунке 20, взятом из работы [167], приведены верхние пределы сечения аннигиляции для различных масс WIMPs, рассчитанные для двух возможных каналов аннигиляции, по наблюдениям 25 галактик dSph космической обсерваторией "Ферми" (телескоп Fermi-LAT), проводившимся в течение шести лет. Пунктирная линия, близкая к горизонтальной, — рассчитанное сечение аннигиляции для фонового излучения реликтовых WIMPs в предположении, что они составляют всю тёмную материю и на раннем этапе расширения Вселенной находились в тепловом равновесии. Несмотря на отсутствие наблюдаемых потоков аннигиляционного излучения, можно получить предельные оценки сечений аннигиляции и масс WIMPs, хотя степень неопределённости пока остаётся высокой.

5. Форма и структура тёмного гало

Космологические модели, описывающие эволюцию бесстолкновительной ТМ, демонстрируют образование триаксиальных гало ТМ (рис. 21). Различия в значениях масштабных шкал профилей плотности по разным направлениям соответствуют эллиптичности ε порядка 0,3 (для сферического гало $\varepsilon = 0$). Взаимодействие с диссипативной составляющей приводит к изменению

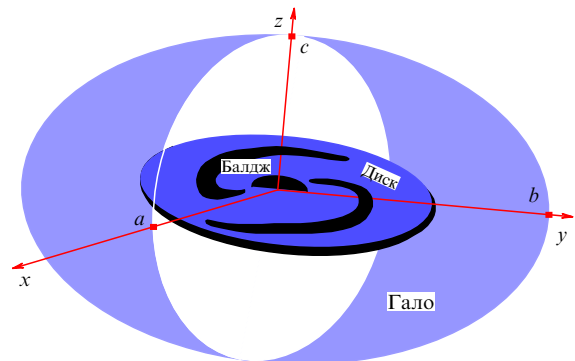


Рис. 21. (В цвете онлайн.) Структура галактики в триаксиальном гало с полуосями a , b , c . Показаны разрезы гало перпендикулярными плоскостями.

эллиптичности в центре, но на периферии гало влияние этого взаимодействия незначительно [169].

Уточнение формы тёмных гало и их структур — это способ проверки моделей их формирования, а следовательно, и формирования галактик. Более того, любое статистически достоверное свидетельство о несферичности гало из ТМ является аргументом против объяснения эффекта ТМ без привлечения тёмной массы, как это предлагается в рамках модифицированной ньютоновской динамики, где отличие от классического ньютоновского поля привязывается к значению гравитационного ускорения частиц или к радиальной координате, но не нарушает изотропности.

В нашей Галактике анизотропия дисперсии скоростей звёзд гало даёт основание говорить о его структурности и возможной асимметрии тёмного гало, в гравитационном поле которого формировался звёздный компонент [170]. Статистический анализ формы дисков в других спиральных галактиках косвенным образом указывает на наличие асимметрии потенциала в плоскости диска по крайней мере части галактик, что может свидетельствовать о движении звёзд диска в поле триаксиального гало. Так, согласно [171], в фотометрической полосе K_s эллиптичность дисков составляет 0,02 для спиральных галактик поздних типов Sc–Sd (т.е. их диски практически круглые), однако достигает 0,30 для галактик ранних типов. Но, несмотря на наличие косвенных доказательств трёхосного распределения плотности в гало, его форма и эллиптичность для конкретных галактик пока плохо известны, более того, иногда оценки формы гало носят противоречивый характер.

В ряде работ, например [172–178], изучались различные аспекты влияния неосесимметричного гравитационного потенциала на динамику галактических дисков. В частности, обращалось внимание на то, что триаксиальная форма гало усложняет интерпретацию кривой вращения и полей скоростей в галактиках, особенно там, где тёмное гало доминирует даже во внутренней области диска (например, в галактиках низкой поверхностной яркости) [177, 179]. Галактики с изгибами дисков (warped galaxies) также хорошо описываются численными моделями N тел с триаксиальным тёмным гало [180, 181]. Значительными могут быть и эффекты отклика уже существующего бара на трёхосные возмущения со стороны гало [176, 182–185]. Обмен угловым моментом между частицами гало и бара может привести к разрушению бар-структуры [186].

Тем не менее приходится признать, что роль асимметрии гало в динамической эволюции звёздно-газовых дисков остаётся не вполне ясной. Поскольку количественные оценки сплюснутости или триаксиальности гало известны лишь для единичных случаев, важную роль в изучении их формы и влияния на динамику диска играет анализ численных моделей.

5.1. Форма гало согласно численным моделям

Космологические модели N тел позволяют получить большое количество информации о вероятной структуре тёмного гало, в частности о форме, распределении массы и кинематике ТМ. Обычно изначально принимается, что в общем случае тёмные гало обладают триаксиальной формой, уравновешенной анизотропным распределением дисперсии скоростей [178, 187–190], причём азимутально усреднённый профиль плотно-

сти имеет достаточно универсальный характер в широком диапазоне масс и красных смещений (NFW-профиль в уравнении (3)) (см., например, [55, 191–193]).

При рассмотрении эволюции гало нельзя пренебрегать наличием барионного компонента среды, который при формировании галактики сосредоточивается по направлению к центру гало, образуя там звёздно-газовую систему, и влияет на общее распределение массы, в том числе на профиль ТМ. Модели, учитывающие обратное влияние со стороны барионного вещества, включая роль звездообразования и активного ядра в энергетической подпитке газа, позволяют установить ограничения на параметры тёмного гало, дополнительные к ограничениям, накладываемым классическим подходом N тел [55, 194].

При формировании в центральной области гало звёздных компонентов галактики обмен угловым моментом между тёмной и барионной составляющими галактики должен был привести к изменению начальной формы гало [195]. Эффективное радиационное охлаждение обеспечивает скапливание в центре гало барионов, образующих диск, уравновешенный вращением. В таком сценарии тёмное гало, гравитационно взаимодействуя с диском, становится более сплюснутым с примерно постоянным вдоль радиуса отношением полуосей распределения плотности $s = c/a \approx 0,85$ [196, 197].

В различных бесстолкновительных космологических моделях холодной тёмной материи (Cold Dark Matter — CDM) отношение осей s для гало ТМ получается неодинаковым. Оно зависит от выбранных начальных условий и убывает с возрастанием вириальной массы гало, а при данной массе это отношение больше на меньших красных смещениях (рис. 22) (см. [189]). Для современной эпохи ($z = 0$) форма гало получается более близкой к сферической, чем на более ранних этапах эволюции. Примечательно, что трансформация формы гало происходит уже после иерархического образования гало ТМ на красных смещениях $z < 2$.

Космологические модели дают зависимость отношений b/a (в плоскости диска) и c/a от расстояния до центра гало [178, 179, 189]. Как правило, форма гало в централь-

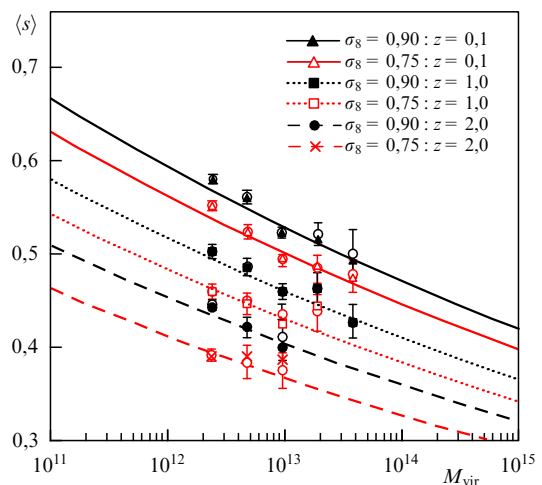


Рис. 22. Отношение полуосей $s = c/a$ гало ТМ в зависимости от вириальной массы гало для трёх значений красного смещения z и различных значений параметра σ_8 , описывающего спектр флуктуаций в Λ CDM-модели. (Из работы [189].)

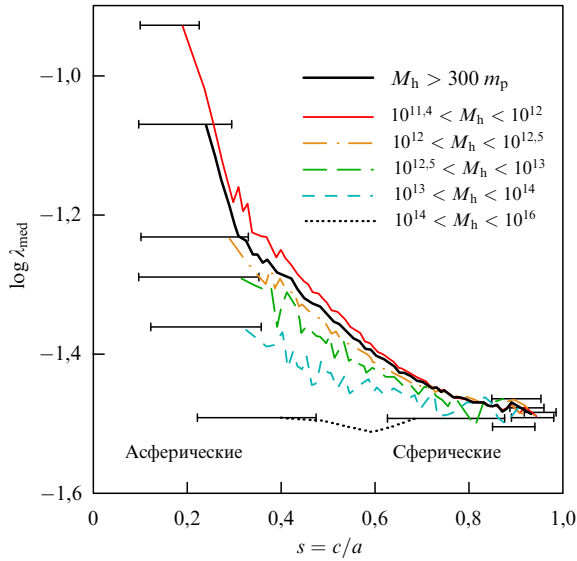


Рис. 23. (В цвете онлайн.) Зависимости формы гало при $z = 0$ от медианного значения спина λ_{med} по результатам моделирования задачи N тел (из работы [190]) для гало с различной вириальной массой. Тёмная кривая — усреднение по всем гало, содержащим более 300 частиц. Горизонтальные отрезки показывают для каждой зависимости величину диапазона, по которому проводилось усреднение. Имеет место антикорреляция между спином и отношением полуосей гало ТМ, наиболее сильная для асферических гало.

ной области более асимметрична, чем на периферии, где b/a и c/a асимптотически стремятся к единице. Этот эффект выявляется в большинстве численных космологических моделей, в том числе с большим числом частиц, $N \geq 10^8$ (например, в проекте Via Lactea [198]). Однако количественно результаты моделирования в разных работах могут заметно различаться в зависимости не только от параметров численной модели, но и от заданного спектра флуктуаций начальных возмущений (см. рис. 22).

Вопрос о возможном вращении гало также решается пока только на основе численных космологических моделей. Гало ТМ, несмотря на то что они в целом уравновешены не вращением, а дисперсией скоростей, могут иметь интегральный ненулевой момент вращения. Анализ различных бездиссипативных космологических расчётов позволяет увидеть, что более "круглые" гало вращаются значительно медленнее, чем неосесимметричные (см., например, работы [190, 199]) (рис. 23). Заметим, что надёжность модельных зависимостей страдает от того, что гало не являются системами с окончательно завершённой релаксацией и, кроме того, они могут быть подвержены приливному влиянию со стороны близких галактик.

5.2. Полярные галактические кольца и приливные потоки как маркеры тёмного вещества

Полярными кольцами называют протяжённые замкнутые или незамкнутые кольца из звёзд и газопылевой среды, которые обращаются вокруг центра галактики в плоскости, наклонённой (в случае дисковых галактик) под большим углом к основному галактическому диску (рис. 24) [200–204]). Известно около 300 галактик с полярными кольцами (ГПК) [205]. В редких случаях угол δ между галактикой и полярным кольцом может значительно отличаться от 90° , например $\delta = 73^\circ$ у галактики SPRC-7 [206].

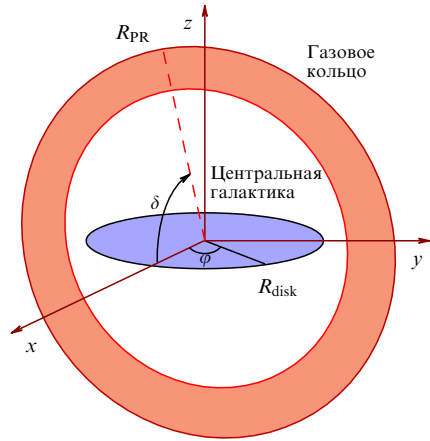


Рис. 24. (В цвете онлайн.) Структура галактики с полярным кольцом (PR). Синим цветом показана центральная галактика (чаще всего типа S0), красным — полярное кольцо, в основном состоящее из газа.

Считается, что полярные кольца вокруг галактик образуются либо в результате близкого прохождения соседней галактики (спутника), сопровождавшегося потерей части вещества последней [207, 208] или её полным разрушением приливными силами [209], либо они являются результатом аккреции на галактику холодного газа из космологических филаментов [210, 211]. Независимо от сценария формирования, существование двух связанных галактических подструктур, вращающихся в двух взаимно ортогональных (или образующих между собой значительный угол) плоскостях, позволяет оценивать трёхмерное распределение гравитационного потенциала в галактике, в том числе массу и форму гало ТМ [204, 212]. Первоначально наклон колец к диску мог быть любым. Преобладание полярных орбит говорит о том, что плоскости колец быстро эволюционируют к ортогональной ориентации. Важным доводом в пользу неосесимметричного гало в ГПК является устойчивость полярных орбит именно для такой конфигурации гравитационного потенциала [213].

Первая выборка, состоящая из подтверждённых галактик, кандидатов в ГПК и наиболее вероятных ГПК, была опубликована в работе [207]. Список известных ГПК был существенно расширен на основе данных SDSS [205]. Полярные кольца наблюдаются в основном вокруг галактик типа Sa–S0, в которых нет значительного количества газа на периферии и поэтому не происходит сложного взаимодействия сверхзвуковых газовых потоков. Вследствие малого содержания холодного газа и слабой эмиссии кривая вращения таких галактик известна, как правило, лишь для внутренних областей, но спектральные наблюдения кольца, размер которого в несколько раз превышает экспоненциальный масштаб диска основной галактики, дают возможность определить круговую скорость на периферии галактики. Для сопоставления скоростей вращения диска и кольца очень важно "продлить" до как можно больших расстояний от центра кривую вращения диска по абсорбционным линиям звёздного населения и сопоставить её с кинематикой газа в полярном кольце [214–216].

Оценки массы и формы тёмного гало для нескольких галактик с полярными кольцами были получены ещё в 1980-х годах [217]. Однако и в настоящее время результаты остаются довольно противоречивыми. Так,



Рис. 25. Одна из наиболее изученных галактик с полярным кольцом NGC 4650A (телескоп Хаббла).

для самой изученной галактики с полярным кольцом NGC 4650A первые измерения формы гало, основанные на форме изолиний гравитационного потенциала, указывали на гало, близкое к сферическому с отношением полуосей $c/a \sim 0,86 \pm 0,21$ [217]. Похожий результат получен ещё для двух ГПК (ESO 415-G26 и A0136-0801) при сравнении максимальных значений скорости вращения в полярном кольце и диске центральной галактики. Позднее более тщательный анализ кривых вращения, основанный на декомпозиции круговой скорости в двух взаимно перпендикулярных направлениях, для NGC 4650A (рис. 25) привёл, однако, к выводу о сильной сплюснутости гало к плоскости центральной галактики: $c/a \sim 0,3-0,4$ [214].

Йодиче и др. [215] сделали попытку оценить отклонения гравитационного потенциала от сферической формы по положению ГПК на диаграмме Талли–Фишера, связывающей скорость галактики с её светимостью. Используя в качестве индикатора скорости вращения наблюдаемую доплеровскую ширину интегрального профиля линии H α , авторы [215] нашли, что положение ГПК на диаграмме Талли–Фишера заметно отличается от такового обычных спиральных галактик: большинство ГПК смещены в сторону больших значений скоростей [215]. Сравнение с модельными галактиками, содержащими диск и полярное кольцо, позволило интерпретировать указанную особенность как отклик кольца на гало, вытянутое вдоль малой оси диска [218, 219]. Для галактики NGC 4650A отношение полуосей гало c/a оказывается близким к двум [215]. На рисунке 26 приведены литературные данные о форме тёмного гало.

Эффективным подходом для определения параметров гало оказывается метод, основанный на построении численной газодинамической самосогласованной модели N тел для диска и полярного кольца с учётом фиксированного потенциала тёмного гало. Согласование результатов численного моделирования с фотометрическими и кинематическими параметрами звёздно-газового диска основной галактики и полярного кольца позволяет определить все основные характеристики гало. В ряде случаев получается достаточно сложный характер распределения тёмной массы [206]. Например, у NGC 4262 форма тёмного гало оказалась зависящей от радиуса: оно сильно сплюснуто в непосредственной близости от галактического диска ($c/a \simeq 0,4$), но оказывается вытянутым вдоль малой оси на большом удалении от центра ($c/a \sim 2$) [206]. Подобный сложный характер распределения ТМ получается и в рамках численных космологических экспериментов по формированию ГПК. В работе [208] обнаружена смена пространственной ориен-

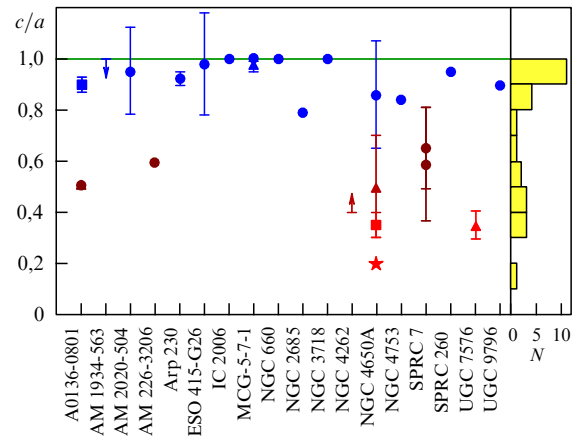


Рис. 26. (В цвете онлайн.) Сплюснутость гало c/a в галактиках с полярными кольцами по литературным источникам. В правой части рисунка приведено число галактик с данным отношением полуосей. Источники: A0136-0801 [214, 220], AM 1934-563 [221], AM 2020-504 [222], AM 226-3206 [217], Arp 230 [223], ESO 415-G26 [224], IC 2006 [225], MCG-5-7-1 [223, 226], NGC 660 [227], NGC 2685 [228], NGC 3718 [229], NGC 4262 [206], NGC 4650A [200, 214, 217, 230], NGC 4753 [231], NGC 5122 [226], NGC 5907 [232], SPRC 7 [206], SPRC 260 [233], UGC 4261 [234], UGC 7576 [235], UGC 9796 [236]. (Данные по NGC 5122, NGC 5907 и UGC 4261 см. в указанных ссылках.)

тации главной полуоси гало, что фактически означает изменение характера формы гало с изменением расстояния от центра. Так, в центральной части гало может быть сплюснуто к плоскости центральной галактики, тогда как вдали от центра наблюдается сплюснутость гало к перпендикулярной плоскости. При такой сложной форме гало неудивительна противоречивость оценок степени его сплюснутости для галактик типа NGC 4650A. Подтверждение изменчивости формы гало для галактик с полярными кольцами может привести к существенному пересмотру наших представлений о структуре и массе тёмного вещества и в обычных дисковых и эллиптических галактиках.

Другим источником информации о форме гало являются обнаруженные в гало нашей Галактики и некоторых других галактик звёздные приливные потоки, имеющие вид арок или струй, которые являются результатом приливного разрушения карликовых галактик (см., например, обзор В. Белокурова [237], а также [238–241]). Фактически это пробные объекты гало, изменение скоростей звёзд вдоль которых отражает характер распределения вещества вдали от диска. Динамика разрушающихся спутников зависит от характера распределения основной массы гало, поэтому пространственные и кинематические параметры образований, наблюдаемых вдали от плоскости диска, могут являться важнейшими маркерами свойств тёмного гало, его формы и ориентации.

Результаты измерений наблюдаемой формы и распределения лучевых скоростей вдоль приливных потоков могут существенно ограничить возможную форму эквипотенциальных поверхностей гало [242]. По наблюдениям приливного потока Стрельца [239] (Sagittarius tidal stream, Sagittarius dSph) получено отношение осей гало $c/a \geq 0,8$, т.е. гало может быть сферическим [243], но если этот поток динамически молод, то требуется принять $c/a \simeq 0,6$ [244]. Позднее была построена трёхмерная модель N тел движения потока в трёхосном гало, одно-

временно объясняющая его положение и кинематику при отношении осей гало $c/a = 0,72$, причём малая ось гало лежит в плоскости звёздного диска (!) [245].

Многообещающими представляются исследования структуры тёмного гало по данным наблюдений потока GD-1 [246]. Поток GD-1 является длинным и очень тонким образованием с хорошо различимыми разрывами в плотности (их около десяти) вдоль длины. На основе результатов численной модели было выдвинуто предположение, что одним из объяснений разрывов может быть пролёт субгало вблизи потока. Для этого требуется, чтобы в пределах радиального расстояния до апоцентра орбиты потока (около 30 кпк) в Галактике находилось порядка 100 субгало с массами $\leq 10^6 M_\odot$.

Для звёздного приливного потока в галактике NGC 5907 получена оценка для гало $c/a = 0,5$ [247, 248].

5.3. Другие источники информации о форме гало

Форма гало отражается на распределении и скоростях движения всех его компонентов. Так, анализ кинематики шаровых звёздных скоплений и карликовых спутников Туманности Андромеды указывает на вытянутую (prolate) форму тёмного гало, большая ось которого перпендикулярна плоскости звёздного диска [249]. Заметим, что обширное звёздное гало Туманности Андромеды, простирающееся на несколько оптических радиусов, имеет форму, исключаящую сильную сплюснутость внешнего гало к плоскости диска, и скорее свидетельствует о вытянутости в перпендикулярном направлении [241].

Впрочем, вопрос о соответствии форм тёмного и звёздного гало в галактиках остаётся открытым. Так, форма последнего определялась для нашей Галактики по анализу пространственного распределения звёзд, находящихся вблизи точки поворота на главной последовательности, полученного по обзору на канадско-французском телескопе на Гавайях (CFHTLS). Для звёздного гало было найдено отношение осей $c/a = 0,70 \pm 0,10$ (в пределах галактоцентрического расстояния 5–35 кпк), что практически совпадает с оценкой $c/a = 0,72$, полученной для тёмного гало по кинематике потока в Стрельце [245]. Однако направления малых осей гало, найденные в этих работах, совершенно не согласуются между собой.

Для оценки характерных значений отношения осей гало на статистическом уровне результативным методом является гравитационное линзирование, хотя оно надёжно реализуется только для осесимметричных моделей гало. Для определения формы гало наиболее надёжным является использование слабого гравитационного линзирования: изначально задаётся эллипсоидальная модель гало и определяются её параметры, наилучшим образом описывающие наблюдательные данные [250]. Впервые такие измерения эллиптичности гало были проведены в работе [251], где для отношения эллиптичности гало ϵ к эллиптичности распределения яркости излучения получено значение $0,77^{+0,18}_{-0,21}$ — гало оказались более "круглыми", чем распределение видимой материи. Учёт эллиптичности линз позволил получить для эллиптичности гало ТМ величину 0,3. Согласно результатам работы [252] гало вокруг эллиптических галактик, по-видимому, ещё более сплюснуто.

Метод слабого линзирования был применён в работе [253] примерно к 70 тыс. гигантских эллиптических галактик (из цифрового обзора неба SDSS) с вириальной

массой $\geq 10^{13} M_\odot$. Полученные результаты наилучшим образом согласуются с моделью гало с отношением осей $c/a = 0,78$. Гало оказывается круглее, чем для галактик, которые на порядок меньше по массе ($c/a = 0,62$ согласно работе [254]). Однако учёт возможного различия между осями симметрии в распределении тёмной массы и яркости галактик, которого можно ожидать исходя из численных космологических моделей, уменьшает результирующее значение c/a и делает эти оценки для галактик с разными массами согласованными.

Сильное линзирование использовалось для оценки степени сжатия тёмных гало отдельных галактик лишь в нескольких случаях. Например, данные сильного линзирования в сочетании с результатами анализа кинематики звёзд и газа в галактике SDSS J2141 на красном смещении $z = 0,14$ привели к выводу о том, что галактика обладает значительной (но не преобладающей в пределах оптического диска) массой ТМ-гало, которое удовлетворительно описывается NFW-профилем и, по-видимому, является немного "поджатым" к плоскости галактики ($c/a = 0,75^{+0,27}_{-0,16}$) [255].

Ещё одним каналом информации о форме гало является измерение толщины слоя холодного газа в диске. Равновесная толщина газового слоя зависит как от плотности звёздного диска, так и от плотности гало и самого газа, вклад которого в общий гравитационный потенциал диска возрастает с увеличением радиального расстояния. С другой стороны, кривая вращения даёт информацию о распределении суммарного гравитационного потенциала в плоскости диска. Поэтому данные о форме тёмного гало в пределах оптического радиуса галактики и в ближайшей окрестности теоретически можно получить, анализируя изменение толщины газового слоя HI с удалением от центра (flaring gas layer), считая дисперсию турбулентных скоростей газа изотропной. Конечно, наиболее достоверные результаты могут быть получены для галактик, видимых с ребра, поскольку для них толщину слоя газа можно измерить непосредственно [256, 257]. В работе [258] показано, что радиальный профиль толщины слоя HI в нашей Галактике лучше согласуется с моделью гало, вытянутого (prolate) вдоль малой оси Галактики, чем с моделью сферического гало: отношение осей достигает величины $c/a = 2$ на $r = 24$ кпк. Однако для видимой с ребра галактики UGC 7321 по данным наблюдений HI получается распределение гравитационного потенциала, близкое к таковому в сферической модели изотермического гало [256]. Радиальная зависимость вертикальной шкалы HI в M31 лучше всего согласуется с моделью сплюснутого гало с отношением $c/a = 0,4$ [259].

Таким образом, для разных галактик получены противоречивые результаты. Стоит отметить, что к методам определения формы гало по толщине плоских составляющих следует относиться с осторожностью, поскольку результаты модельно зависимы и мало чувствительны к характеру распределения плотности гало на больших расстояниях от плоскости диска. Кроме того, для периферийных областей газового слоя предположение о его статическом равновесии может оказаться слишком грубым.

Итак, имеющиеся методы определения форм тёмного гало указывают на вероятное отклонение плотности гало от сферической симметрии, причём не только вблизи диска, но и далеко за его пределами, хотя количествен-

ные оценки формы гало для конкретных галактик не всегда согласуются между собой и общая картина остаётся довольно противоречивой. Тем не менее постепенно мы пришли к пониманию того, что гало может иметь трёхосное пространственное распределение и, более того, ориентации осей диска и гало могут сильно расходиться (см. модели из работы [260]).

Назовём вероятные процессы, способные повлиять на форму гало. Бездиссипативные космологические модели предсказывают трёхосные гало, форма которых отражает анизотропный характер сжатия образующей их материи. Учёт гидродинамических процессов в барионном веществе (газе), образующем диссипативную среду внутри бесстолкновительного гало, должен приводить к уменьшению эффекта трёхосности, приближая форму гало к сфере (см., например, [195]). В то же время формирование массивных дисков в центре гало неизбежно приводит к дополнительному уплощению гало к галактической плоскости. Эффективность этих процессов различна на разных пространственных масштабах, что усложняет картину. Кроме того, аккреция вещества на гало из межгалактического пространства, как и уход газа из галактических дисков, продолжается и после формирования галактики, что не может не сказаться на общей картине распределения массы. Наиболее общее утверждение заключается в том, что распределение массы в гало может быть не изотропным и различным на разных расстояниях от центра. Будет также правильным считать, что галактики могут обладать неодинаковой формой гало.

5.4. Субгало

Обратим также внимание на вероятную структурность тёмного гало: протяжённые гало галактик могут включать в себя, помимо пространственно распределённой ТМ, более мелкие структуры, в большом количестве образовавшиеся при возрастании гравитационных возмущений (см. [261, 262] и приведённые там ссылки на более ранние работы). Космологические модели с очень высоким разрешением демонстрируют системы субструктур внутри больших гало, известных в литературе как субгало (subhalo), минигало (minihalo), микрогало (microhalo) (можно называть их "галушки"). Типичное число таких "галушек" с массой $\gtrsim 10^{-6} M_{\text{vir}}$ (примерно $10^6 M_{\odot}$) в крупном гало размером $R_{\text{vir}} = 400$ кпк в модели Via Lactea превышает 10^4 [262], а в моделях Via Lactea II, GHALO (Galactic dark matter halo) их число достигает 10^5 внутри области, ограниченной радиусом 200 кпк. Эти гравитационно связанные образования в свою очередь являются триаксиальными структурами с $a \neq b \neq c$, слабо изменяясь на космологических временах. Их средние относительные масштабы характеризуются отношениями осей $\langle q \rangle = b/a = 0,8-0,9$, $\langle s \rangle = 0,6-0,9$, при этом они обладают сложным спектром масс, размеров, спина и внутренней кинематики [198]. Имеются указания на внутреннюю структуру и самих "галушек", поэтому можно считать, что в тёмном гало формируется сложная иерархическая система масштабов — от нескольких сотен килопарсеков до малой доли килопарсека.

Функции масс гало, вытекающие из численных моделей формирования структур, согласуются со спектром масс (внутренних скоростей) галактик и их систем, однако наблюдаемое число карликовых галактик-спутников у Млечного Пути или других близких крупных галактик

оказывается слишком малым по сравнению с числом более массивных галактик [263, 264]. Поэтому задача обнаружения субгало малых масс остаётся актуальной, являясь дополнительной количественной верификацией космологических моделей. Представляя собой смесь тёмного и барионного вещества, субгало могут как содержать звёзды, так и являться полностью беззвёздными. В первом случае они должны наблюдаться как карликовые спутники галактик с преобладающим вкладом ТМ в массу, тогда как во втором случае их будет очень сложно обнаружить. Возможно существование большого количества совершенно тёмных карликовых галактик, в которых барионное вещество практически отсутствует: газ потерян в процессе эволюции в результате ионизации или выметания при движении в среде, а звёзды так и не смогли возникнуть. Если это подтвердится, то потребуется уточнение самого термина "галактика".

Отношение динамической массы к барионной для карликовых галактик с очень малой массой достигает нескольких сотен солнечных единиц, что, по-видимому, связано с отсутствием условий для активного звездообразования в этих объектах на всех этапах их эволюции из-за низкой плотности или малого количества газа. При наличии холодного газа субгало могут наблюдаться как компактные облака HI с очень малой или даже с необнаружимой оптической светимостью, но их трудно отличить от облаков приливного происхождения, наблюдаемых вблизи взаимодействующих галактик, без анализа их внутренних движений [265]. Любопытно, что недавно в одном из облаков HI, расположенном вблизи карликовой галактики Leo T, были обнаружены признаки регулярного вращения газа, позволившие грубо оценить его динамическую массу ($\sim 10^8 M_{\odot}$), которая оказалась в несколько десятков раз больше массы наблюдаемого газа. Признаки существования звёзд в облаке отсутствуют [266], т.е. отношение массы к светимости запредельно велико: звёзды в этой структуре, по-видимому, так и не возникли.

Вопрос о несоответствии наблюдаемого числа карликовых спутников предсказаниям Λ CDM-модели для совокупности субгало остаётся открытым и активно обсуждается в литературе (см., например, [267–269] и приведённые там ссылки). Проблема частично разрешается при учёте воздействия барионного вещества и звездообразования на распределение и радиальный профиль плотности ТМ внутри субгало [269]. Один из предлагавшихся вариантов решения проблемы — переход к такой космологической модели с "тёплой" ТМ, в которой маломассивные субгало будут иметь низкую плотность в центре, что меняет соотношение между наблюдаемым и предсказываемым числом карликовых спутников с данной скоростью внутренних движений [270]. Не исключено также, что количество субгало действительно очень велико, но в подавляющем большинстве случаев они не содержат достаточного количества барионов для того, чтобы их можно было обнаружить по излучению.

6. Тёмное гало и структурные детали дисков

6.1. Тёмное гало и бары галактик

Значительная часть S-галактик относится к галактикам типа SB, в центре которых выделяется овалоподобная

звёздная структура, называемая баром. Типичные размеры звёздного бара варьируются в широких пределах, $r_{\text{bar}} \simeq (0,1-0,5)R_{\text{opt}}$, т.е. достаточно протяжённые бары заведомо выходят за пределы области, в которой преобладает гравитационное влияние балджа, и, следовательно, бары контролируются гравитационным полем диска и гало. Звёздный бар формируется в результате развития гравитационной неустойчивости так называемой бар-моды. Основной прогресс в её изучении связан с численными моделями N тел начиная с классической работы [271], в которой был получен критерий устойчивости диска относительно глобальной бар-моды: $T_{\text{tot}} < 0,28T$, где T — полная кинетическая энергия звёзд, T_{tot} — кинетическая энергия вращения. Гравитационное поле гало уменьшает влияние самогравитации диска, препятствуя формированию бара за счёт стабилизации гравитационной неустойчивости.

Поскольку для бесстолкновительной гравитирующей системы $T_{\text{tot}}/T \sim V^2/(V^2 + 2c_r^2)$, по порядку величины имеем $c_r \sim V$, т.е. в отсутствие сфероидального компонента галактики для стабилизации бар-моды диск должен быть очень горячим. Условия стабилизации бар-моды в зависимости от относительной массы гало определяются большим количеством факторов (характером пространственного распределения плотности вещества в подсистемах, кинематическими параметрами, наличием и свойствами балджа) [46], однако при прочих равных условиях более массивное гало обеспечивает стабилизацию бар-моды при меньших значениях дисперсии скоростей звёзд в диске.

Хорошо различимые бары наблюдаются примерно в одной трети дисковых галактик, а с учётом более слабых баров, заметных лучше всего на инфракрасных изображениях, доля галактик, в которых наблюдаются бары, превышает половину. Это говорит о долгоживучести баров в галактиках. Тем не менее бар, вращаясь твердотельно внутри галактики, может эволюционировать и разрушаться, гравитационно взаимодействуя с медленно вращающимися составляющими (гало и/или балджем). Это взаимодействие аналогично динамическому трению массивного тела, движущегося относительно окружающих его звёзд. Вследствие потери углового момента длина бара r_{bar} со временем должна возрастать, а его угловая скорость вращения Ω_{bar} — убывать, и со временем бар должен "рассасываться", динамически нагревая при этом внутреннюю область диска, в которой он находился (см., например, [272, 273]). Бар, однако, не будет долгоживущим при высокой плотности вещества в центре галактики (результат рассеяния звёздных орбит), которая могла существовать изначально или возникнуть, например, вследствие перемещения части газа к центру диска.

Если учитывать не только действие гало на диск и его структуру, но и обратную реакцию бара на гало, т.е. перейти в моделях от "жёсткого" гало к "живому", то картина оказывается не столь простой: хотя на начальной стадии роста бара его формирование происходит быстрее в самогравитирующем диске, на нелинейной стадии благодаря резонансным эффектам взаимодействия с гало бар достигает большей амплитуды, если масса гало сопоставима с массой диска или даже несколько превышает её [184]. Иными словами, возрастание амплитуды бара внутри "живого" осесимметричного гало происходит даже в том случае, когда диск не явля-

ется самогравитирующим: он связан с передачей углового момента от бара к медленно вращающемуся или невращающемуся гало. Трёхосность "живого" тёмного гало ещё более усложняет картину его взаимодействия с баром и может привести к разрушению бара, имеющего иную, чем гало, угловую скорость [176].

Резюмируя, можно сказать, что влияние гало на формирование и время существования бара в галактическом диске представляется очевидным и подтверждается численными экспериментами, но картина взаимодействия бар–гало оказывается достаточно сложной, так что однозначного соответствия между параметрами гало и наличием бара в галактиках не наблюдается.

6.2. Триаксиальность тёмного гало и спиральная структура диска

Отсутствие центральной симметрии в распределении тёмной массы, вытянутость или трёхосность гало, обсуждавшаяся в разделе 5, ставит вопрос о влиянии такой особенности на динамику галактического диска [174, 274, 275]. Различным аспектам влияния неосесимметричности гравитационного потенциала на динамику диска посвящены работы [172, 173, 177, 178, 276]. Триаксиальность гало предлагалась для объяснения особенностей полей скоростей газа в галактиках, в частности в LSB-галактиках [177, 178]. Подробно изучался вопрос о генерации центрального бара и особенности его динамики при наличии неосесимметричного гало (см., например, [182, 277, 278]). Моделирование диска в триаксиальном гало позволяет также объяснить природу наблюдаемых изгибов (warps) на периферии галактических дисков [180, 181].

Особый интерес представляет возможность объяснения возникновения и поддержания упорядоченной спиральной структуры галактик в результате взаимодействия диска с неосесимметричным гало. Численные модели наглядно показали, как неосесимметричность потенциала массивного гало в плоскости диска приводит к генерации двухрукавного спирального узора в газовом [172] и звёздном [173] дисках. Рисунок 27 иллюстрирует этот процесс для модели звёздного диска. Изображения, представленные на рисунке, соответствуют различным моментам времени с начала эксперимента (в выбранной системе единиц период обращения периферийных частей диска равен трём). Звёздный диск модельной галактики полагается достаточно горячим, чтобы исключить возможность развития гравитационной неустойчивости как в плоскости диска, так и в перпендикулярном направлении. При тех же самых начальных условиях, но в отсутствие асимметрии гало диск остаётся осесимметричным на протяжении нескольких десятков периодов обращения (порядка 10 млрд лет).

Несмотря на заметную асимметрию гало (эллиптичность $\varepsilon = 0,2$) и связанное с этим возмущение в виде двухрукавной спиральной волны, на поздних этапах эволюции диск в целом сохраняет симметричный вид. В процессе формирования спиральной структуры и далее в течение многих оборотов вращения диска усреднённые по азимутальному углу параметры диска (поверхностная плотность, три компонента локальной дисперсии скоростей звёзд (c_r, c_ϕ, c_z), скорость вращения V и толщина диска h_z) не испытывают сколько-нибудь заметных систематических изменений: не происходит ни нагрева диска, ни перераспределения вещества вдоль радиуса. Тем

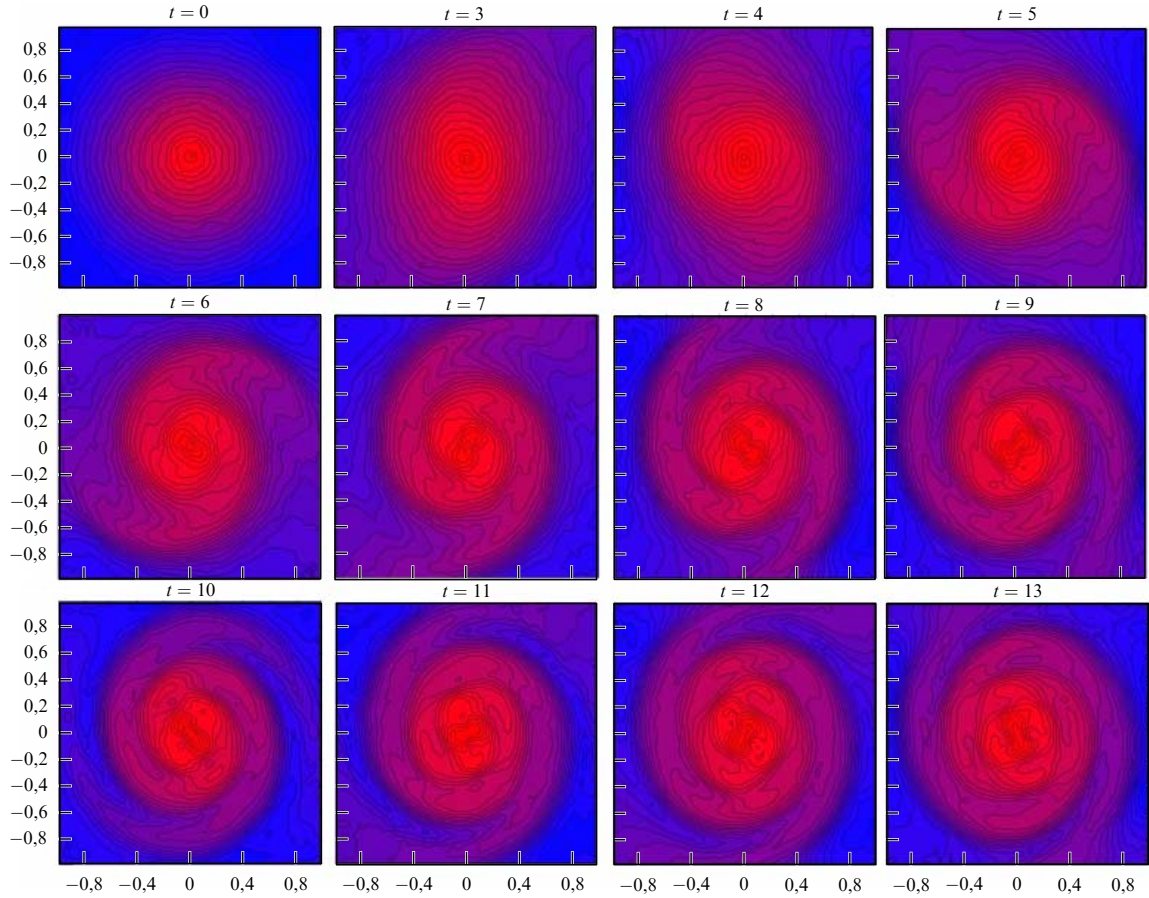


Рис. 27. (В цвете онлайн.) Изолинии логарифма поверхностной плотности звёздного диска в модели N тел в гравитационном поле неосесимметричного массивного тёмного гало в разные моменты времени t для $\varepsilon = 1 - b/a = 0,2$.

самым сохраняется исходный источник генерации спиральной структуры, обеспечивая долгоживущий спиральный узор. Отсутствие разогрева диска является важным отличием от динамики спиральных волн, вызванных гравитационной неустойчивостью, которая сопровождается увеличением дисперсий скоростей c_r , c_ϕ , c_z [173].

Неосесимметричное гало существенно влияет на динамику не только звёздной, но и газовой подсистемы. В численных моделях происходит формирование долгоживущей квазистационарной спиральной структуры [172]. Двухрукавная волна охватывает практически весь газовый диск, за исключением самого центра, в котором наблюдаются более сложные образования (рис. 28). При типичных значениях параметров диска и гало амплитуда волн возрастает до нелинейного уровня, образуя систему глобальных ударных волн. Массивное неосесимметричное гало способно генерировать нелинейные волны в газовом компоненте даже при малых значениях эллиптичности, $\varepsilon \simeq 0,01$, но время возрастания амплитуд волн в этом случае увеличивается, достигая восьми периодов обращения периферийных областей диска. Геометрия спирального узора зависит от кривой вращения $V(r)$, характера распределения плотности ТМ в гало, радиальных профилей поверхностной плотности газа $\Sigma_g(r)$ и скорости звука $c_s(r)$.

Триаксиальное гало может быть ответственным ещё за один феномен, присущий некоторым галактикам (NGC 1512, NGC 2841, NGC 2915, NGC 3198, NGC 3359,

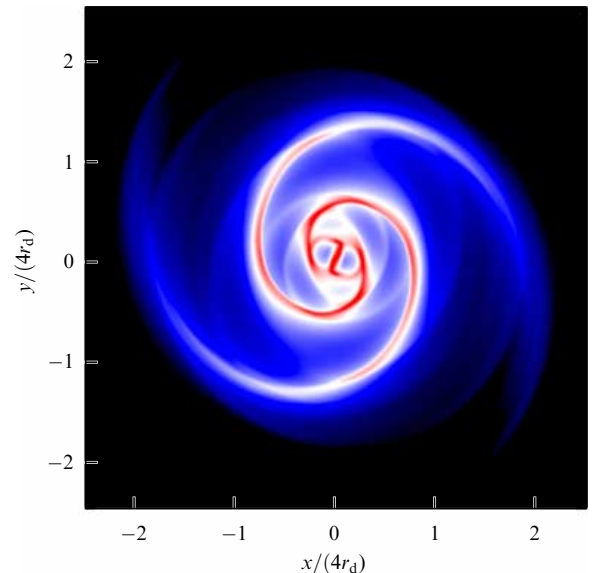


Рис. 28. Результаты моделирования динамики газового диска в неосесимметричном потенциале гало (показано распределение поверхностной плотности газа).

NGC 5055, NGC 5236, NGC 6744, NGC 6946, NGC 7793), у которых далеко за пределами звёздного диска в газовом компоненте наблюдается протяжённая достаточно правильная глобальная спиральная структура

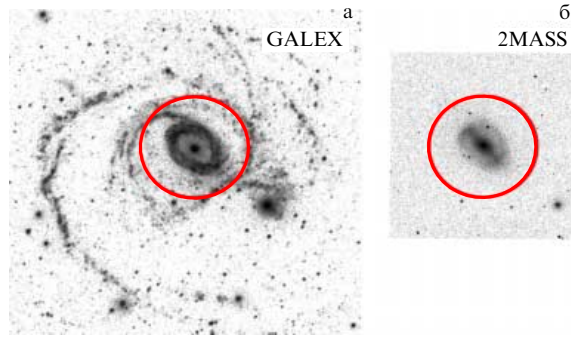


Рис. 29. (В цвете онлайн.) Галактика NGC 1512 [279]. Изображения (а) в ультрафиолетовом диапазоне по данным космического телескопа GALEX (Galaxy Evolution Explorer) и (б) в ближнем ИК-диапазоне по данным обзора 2MASS (Two Micron All Sky Survey), характеризующие распределение звёздного компонента. Красная окружность соответствует R_{opt} .

(рис. 29). Такой внешний спиральный узор обнаруживается по данным наблюдений в HI, UV и даже в H_α [280, 281]. Плотность газа за пределами радиуса R_{opt} , по-видимому, недостаточна для формирования спиральной волны за счёт развития гравитационной неустойчивости. В этой ситуации массивное неосесимметричное гало способно оказаться эффективным генератором волны плотности во внешней газовой подсистеме галактики, на что указывают результаты численных газодинамических экспериментов [279].

6.3. Проблема центрального каспа

Широко известная проблема центрального каспа вытекает из сравнения результатов многочисленных космологических моделей формирования галактик с наблюдениями. Суть проблемы состоит в том, что в численных моделях объёмная плотность ρ в центре гало стремится к бесконечности, образуя так называемый центральный касп, в то время как наблюдения, как правило, не обнаруживают резкого возрастания плотности в направлении к центру. Профиль плотности в тёмном гало на малых r обычно аппроксимируется как $\rho \propto r^\alpha$ при $-1.5 < \alpha < -1$. Напомним, что для наиболее часто используемого профиля NFW [191]

$$\rho \propto \frac{\rho_0}{(r/r_s)(1 + (r/r_s))^2}, \quad (12)$$

где r — расстояние от центра, ρ_0 и r_s — модельные параметры, описывающие радиальный профиль гало. Очевидно, что в этом случае $\alpha = -1$. Если реальный профиль плотности приводит к уверенной оценке $\alpha > -1$, то его называют распределением типа "ядро". Для получения профиля ТМ из наблюдений обычно используют данные о кривых вращения (или дисперсии скоростей) в центральных областях галактик. При этом предпочтение отдаётся карликовым галактикам или галактикам низкой яркости, в которых можно ожидать существенного вклада ТМ в скорость вращения не только на периферии галактики, но и в области центра, так что вклад ТМ легче отделить от вклада звёздно-газовых компонентов.

В абсолютном большинстве случаев кривые вращения и модели звёздного населения для внутренних об-

ластей дисков плохо согласуются с условием $\alpha = -1$; как правило, кривые $V(r)$ лучше описываются псевдоизотермической моделью, которая соответствует профилю типа "ядро" (см., например, [54, 67, 74, 282–284] и приведённые там ссылки). Достаточно полный обзор проблемы можно найти в работе [285].

Предложено несколько сценариев формирования и эволюции галактик, в которых устраняется противоречие с космологической схемой рождения галактик. В литературе рассматриваются две возможности: либо касп возникает, но быстро размывается в результате перераспределения барионного вещества, либо в силу определённых причин он так и не формируется.

Первый подход подразумевает, что при формировании гало касп образуется, но затем быстро исчезает в результате гравитационного взаимодействия между ТМ и газом, поскольку при интенсивном звездообразовании в центре галактики энергия, сообщаемая массивными звёздами газу (взрывы сверхновых, звёздный ветер, давление излучения), приводит к его оттоку от центра. Этот сценарий поддерживается результатами численных гидродинамических моделей, учитывающих обратную связь между барионной материей и ТМ [196, 286–288]. Критичными параметрами для процесса "уплощения" центрального градиента плотности являются интенсивность звездообразования в эпоху, следующую за эпохой формирования каспа, а также общая масса и степень сосредоточения вещества к центру. У галактик с массой звёздного населения порядка $10^9 M_\odot$ глубокая потенциальная яма в центре будет сдерживать отток газа, препятствуя размытию каспа, а у маломассивных карликовых галактик, в которых масса звёзд составляет порядка $10^6 M_\odot$ и менее, касп может сохраниться, благодаря тому что звездообразование не было достаточно интенсивным. Наиболее эффективен процесс разрушения каспа для галактик с промежуточными массами, звёздная масса которых составляет несколько сотен миллионов масс Солнца [268]. Формирование балджа делает центральный профиль плотности немного более крутым, однако даже для массивных галактик с балджами логарифмический наклон α в центре всё равно остаётся меньшим единицы по модулю [289].

Во втором подходе решение проблемы ищется в определённых, нетривиальных свойствах ТМ и начальных условиях возрастания возмущений плотности. Например, предлагается переход от модели с холодной ТМ к модели с тёплой ТМ [290] или берётся модель, предполагающая наличие гипотетических ультралёгких частиц — аксионов — в качестве частиц ТМ, при которых квантово-механическое давление препятствует формированию каспа [291]. Все эти направления сталкиваются с определёнными теоретическими сложностями и, главное, являются трудно проверяемыми. Дорошкевич и др. [292] предложили иное решение. В рамках стандартной космологической модели авторы [292] аналитически показали, что случайные движения материи статистического характера в коллапсирующих протогало "нагревают" ТМ на стадии коллапса, подавляя образование каспа. В более поздней работе [293] для решения проблемы каспа предлагается модифицированная версия ТМ, которая может быть неоднородной и включать в себя частицы, сильно различающиеся по массе (например, содержать наряду с массивными частицами стерильные нейтрино). Такая смесь холодной и тёплой ТМ меняет

форму спектра возрастающих возмущений, подавляя возникновение мелкомасштабных флуктуаций, и может в принципе дать решение проблемы как отсутствия каспа, так и недостаточного количества маломассивных гало (карликовых галактик) по сравнению с ожидаемым согласно Λ CDM-модели (см. раздел 5.5).

7. Статистические зависимости между массой тёмного гало и другими параметрами галактик

В изучении природы ТМ и оценке её массы одну из ключевых ролей играют поиск и анализ статистических связей между массой тёмных гало и другими наблюдаемыми характеристиками галактик. В качестве таких характеристик выступают, например, светимость, масса звёздного населения, поверхностная яркость или показатель цвета галактик (разность звёздных величин, определённая в различных фотометрических фильтрах) и др. Рассмотрим важнейшие из этих зависимостей подробнее.

7.1. Барийная зависимость Талли–Фишера

Очевидным проявлением тесной связи между массой тёмного гало в пределах оптических границ и массой звёздного населения является впервые установленная в работе [294] зависимость между скоростью вращения галактик и их светимостью, которая впоследствии была названа в честь Талли и Фишера [295], догадавшихся использовать её для оценки расстояний до галактик. Эта зависимость связывает круговую скорость на большом расстоянии от центра галактики, определяемую в первую очередь массой и степенью концентрации тёмного гало, и интегральную светимость галактики, которая непосредственно зависит от массы звёздного населения.

С момента своего открытия зависимость Талли–Фишера (ТФ) была неоднократно воспроизведена в работах разных авторов для светимостей в различных фотометрических диапазонах и для скоростей вращения, оценённых как по ширине линии H β , так и более точно — по кривым вращения (см., например, [296]). Формально в эту зависимость можно включить и галактики без дисков (эллиптические), если использовать для последних оценки круговой скорости вращения, найденные из динамических моделей. Зависимости ТФ, построенные отдельно для галактик различных морфологических типов, показывают, что галактики ранних типов (например, S0) имеют меньшую светимость при той же круговой скорости по сравнению со светимостью спиралей (см., например, [297, 298]), что вполне ожидаемо, по крайней мере на качественном уровне, поскольку старение звёздной системы приводит к медленному уменьшению её интегральной светимости. Действительно, если построить барийную зависимость Талли–Фишера (БТФ), в которой вместо светимости используется барийная масса (суммарная масса звёздного населения и газа), то различие между положением галактик ранних и поздних типов на диаграмме ТФ исчезает (см. [297]). Эта корреляция более тесная, чем при "классической" ТФ-зависимости (см., например, [299]) и более физичная, поскольку не зависит от свойств звёздного населения. При этом надо иметь в виду сложность оценки барийной массы, связанную с тем, что её основная часть в массивных галактиках приходится на звёзды, оценка интегральной массы ко-

торых зависит от используемого отношения массы к светимости. На оценку этого отношения влияет не только принимаемая модель эволюции звёзд различной массы, но и форма начальной функции звёздных масс, особенно плохо известная для маломассивных звёзд, дающих большой вклад в массу звёздного населения.

БТФ-зависимость в принципе может быть использована для проверки предсказаний теории MoND (см. [300] и приведённые там ссылки). Наклон зависимости БТФ (в логарифмических шкалах) лежит, по разным оценкам, между 3,5 и 4, MoND предсказывает коэффициент 4. В работе [301] на основе надёжных данных по многоцветной фотометрии в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах, а также скоростей вращения в области плоского участка кривых вращения получено, что коэффициент наклона зависимости не противоречит требованиям MoND, и подтверждён вывод о том, что массивные и карликовые галактики лежат на единой линейной БТФ-зависимости. Однако было найдено меньшее значение наклона, близкое к 3,5, на основе большого статистического материала (903 галактики) в работе [299], где БТФ-зависимость получена с довольно малым разбросом точек (0,18 dex в логарифмической шкале). Критичным для оценки наклона зависимости является, однако, положение карликовых галактик на диаграмме. Во многих карликовых галактиках газ по массе преобладает над звёздным населением, поэтому барийная масса слабо зависит от оценок звёздной массы, так что положение богатых газом карликов на БТФ-диаграмме используется для её калибровки (в предположении линейного характера логарифмической зависимости), что подтверждает возможность достаточно точно определять по скорости вращения массу барийной составляющей галактик, а следовательно, и массу тёмного гало.

БТФ-диаграмму легко перестроить, получив соотношение, связывающее барийную массу с динамической массой в пределах оптического радиуса, $M_{\text{dyn}} = V^2 R_{\text{opt}} / G$, которая включает в себя как барийную, так и небарийную составляющие галактики (см. рис. 30,

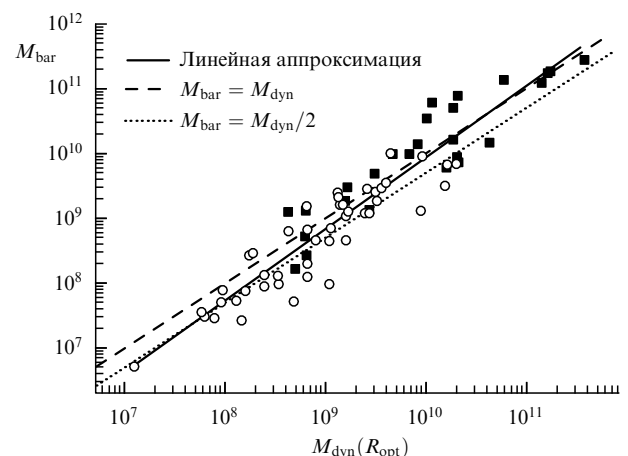


Рис. 30. Сопоставление барийной и полной массы (в единицах M_{\odot}) в пределах оптического радиуса (по данным [301]). Сплошная линия — аппроксимация методом наименьших квадратов. Пунктирная и штриховая линии показывают ожидаемые зависимости для случая равных масс тёмного и барийного вещества и в отсутствие тёмной материи соответственно. Тёмные и светлые символы относятся к галактикам с доминирующим вкладом в барийную массу звёзд и газа соответственно.

построенный по БТФ-зависимости [301]). В выборку, используемую в работе [301], входят как массивные галактики (тёмные символы), так и карликовые с доминирующим по массе вкладом газа (светлые символы). Штриховой и пунктирной линиями на рис. 30 показаны зависимости, ожидаемые при отсутствии ТМ и для случая равных масс тёмной и барионной материи соответственно. Оценки масс найдены с точностью до множителя 2–3, поэтому в действительности корреляция между сравниваемыми величинами должна быть очень высокой. Галактики, находящиеся выше штриховой линии, — результат случайных ошибок, поскольку динамическая масса не может быть меньше барионной. Из рисунка видно, что карликовые и массивные галактики характеризуются близкими зависимостями, причём отношение масс слабо изменяется при переходе от карликов к массивным системам: $\log M_{\text{бар}} = (-1,02 \pm 0,43) + (1,09 \pm 0,04) \log (M_{\text{dyn}}(R_{\text{opt}}))$, коэффициент корреляции $R = 0,94$. Таким образом, можно считать, что M_{dyn} и $M_{\text{бар}}$ связаны соотношением, близким к линейному. Поскольку $M_{\text{dyn}} = M_{\text{бар}} + M_{\text{DM}}$, отношение тёмной массы к барионной в пределах оптического радиуса $\eta = M_{\text{dyn}}/M_{\text{бар}}$ в среднем оказывается равным 1,5–2 для галактик с низкой массой и ~ 1 для массивных систем, что говорит об уменьшении вклада ТМ в общую массу с ростом массы галактик. Однако большая дисперсия точек на диаграмме не позволяет получить точные оценки η .

Физические причины существования тесных (с малым разбросом значений) зависимостей ТФ или БТФ активно обсуждаются до сих пор. В принципе зависимость может вытекать из теоремы вириала, связывающей интегральную массу и скорость вращения, но при этом, если не рассматривать теорию MoND, она требует определённой "настройки" между массами и радиальными масштабами диска и тёмного гало (см., например, [302, 303] и приведённые там ссылки). Очень важно, что БТФ-зависимость, близкую к наблюдаемой, удаётся получить в космологических численных моделях формирования и эволюции галактик в рамках ньютоновской гравитации [304], хотя результаты остаются модельно зависимыми.

Поскольку, как отмечалось выше, оценка звёздной составляющей барионной массы через отношение M/L зависит от выбранной модели звёздного населения и имеет свои источники неопределённости (прежде всего — выбор начальной функции масс звёзд), важно проверить существование БТФ-зависимости, построенной без использования моделей звёздного населения. На рисунке 31 представлена такая зависимость, полученная на основании оценок массы диска различными динамическими методами. Серой линией показана аппроксимация методом наименьших квадратов (МНК): $\log M_d = (4,5 \pm 0,3) + (2,67 \pm 0,15) \log V$, коэффициент корреляции $R = 0,85$ (оценки, полученные методом максимального диска, не учитывались). Основной разброс значений связан с погрешностями в оценках массы диска. Хотя зависимость характеризуется большим разбросом значений, чем при определении массы диска на основе фотометрических данных, она не вступает в противоречие с последней. Заметна, однако, тенденция к наличию более высоких динамических оценок массы диска для тех галактик, для которых они получены методом максимального диска (см. обсуждение этого вопроса в разделе 3).

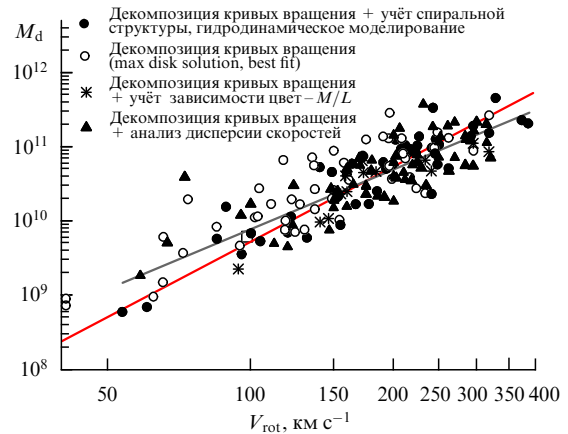


Рис. 31. (В цвете онлайн.) Барийная зависимость ТФ, полученная с использованием динамических методов оценки массы диска. Серая линия — аппроксимация методом наименьших квадратов. Красная линия — зависимость, полученная в работе [305], где массы дисков определялись по фотометрии. Разными символами отмечены результаты различных методов оценок.

7.2. Тёмная масса и морфологический тип галактик

Отдельный интерес представляет связь между массой тёмных гало в пределах оптических границ и морфологическим типом галактик. Наличие корреляции между ними может указывать на то, что морфологические свойства галактик зависят, в частности, от совместной эволюции тёмного гало и барионного вещества галактики.

Как показано в работе [306], колонковая плотность тёмных гало (произведение центральной объёмной плотности на радиус ядра гало) оказывается выше для галактик с большей светимостью и более ранних морфологических типов (Sa–Sbc), для которых, как правило, существен вклад балджа в светимость. Формирование балджа, таким образом, может быть непосредственно или косвенно связано с массой и центральной плотностью гало. Этот вопрос заслуживает более глубокого анализа и ждёт своего решения. Любопытно, что сходное возрастание колонковой плотности было найдено и с увеличением полной (вириальной) массы гало [307]. Колонковая плотность тёмного гало слабо чувствительна к трудно учитываемому воздействию барионного вещества на распределение объёмной плотности гало, и поэтому она удобна для сопоставления с результатами численного моделирования [307].

На рисунке 32 масса тёмного гало в пределах оптических границ сопоставляется с морфологическим типом галактики согласно работе [306]. Морфологический тип t_{dv} дан в численной кодировке де Вкулёра (типы S0, Sa, Sb, Sc, Sd и Irr соответствуют $t_{\text{dv}} = -1, 1, 3, 5, 7$ и > 7). Светлыми символами отмечены карликовые сфероидальные галактики (dSph). На рисунке они образуют отдельную группу, что отражает их более низкую светимость по сравнению со светимостью спиральных галактик. Из рисунка видно, что если исключить из рассмотрения карликовые сфероидальные галактики, то очевидной становится тенденция к увеличению массы тёмного гало при переходе к галактикам более ранних типов: $\log (M_h(R_{\text{opt}})) = (11,3 \pm 0,1) - (0,18 \pm 0,01)t_{\text{dv}}$ с коэффициентом корреляции 0,68. Эта зависимость является в значительной мере следствием статистической

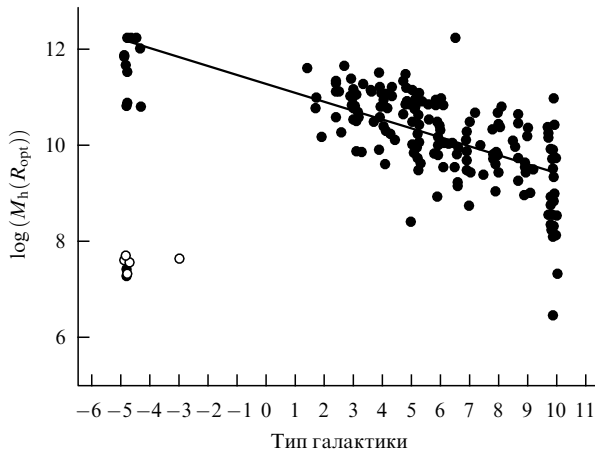


Рис. 32. Сопоставление массы тёмного гало в пределах оптического радиуса и морфологического типа галактики t_{dv} . Светлыми кружками отмечены карликовые сфероидальные галактики.

зависимости между морфологическим типом и светимостью галактик, поскольку отношение масс барионного и тёмного вещества остаётся примерно постоянным (с точностью до множителя ~ 2) вдоль морфологической последовательности. В работе [306] отмечалось также наличие зависимости между массой гало и показателем цвета галактики — более красные системы с наиболее эволюционировавшим звёздным населением и низким содержанием газа (преимущественно относящиеся к более ранним типам) обладают в среднем более высокой массой ТМ в пределах R_{opt} .

Как отмечалось, наибольшее отношение тёмной массы к барионной имеет место в карликовых галактиках, особенно в dSph (см. раздел 2.3). Но и в карликах dIrr, содержащих газ и обладающих, в отличие от dSph, вращающимся газовым диском, тёмное гало может составлять основную долю массы: для многих из карликов dIrr кривая вращения продолжает возрастать даже на значительных расстояниях от центра, за пределами оптически наблюдаемого диска (см., например, [85, 308, 309]).

В целом, карликовые галактики представляют собой неоднородный класс объектов, и вклад ТМ в их массу изменяется в широких пределах (см. раздел 2). На рисунке 33, взятом из работы [310], отношение M_{dyn}/M_{bar} сопоставляется с барионной массой в пределах трёх радиальных масштабов диска для карликовых неправильных галактик (Irrs), голубых компактных галактик (Blue Compact Galaxies — BCGs) и карликовых галактик приливного происхождения (Tidal Dwarf Galaxies — TDGs). Последние представляют особый интерес, поскольку сформировались из вещества, входившего ранее в состав дисков взаимодействующих галактик. Поэтому можно ожидать, что приливные карлики практически лишены ТМ.

Последний вывод, по-видимому, подтверждается наблюдениями, хотя и нуждается в проверке. В работе [310], где использовались результаты оптических и HI-наблюдений шести приливных карликов, обладающих газовыми дисками, сделан уверенный вывод о совместимости динамической и барионной масс этих карликов: судя по положению на БТФ-диаграмме, они вращаются раза в два медленнее, чем обычные карликовые галактики, что

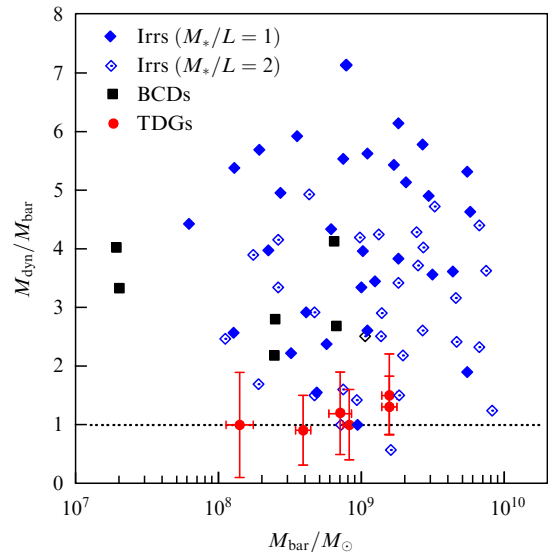


Рис. 33. (В цвете онлайн.) Сопоставление барионной массы (горизонтальная ось) с отношением динамической массы к барионной в пределах трёх радиальных масштабов диска для карликовых галактик различных типов [310]. Приливные карлики показаны кружками.

согласуется с отсутствием в них больших масс ТМ. Остаётся, правда, открытым вопрос о том, насколько хорошо измеренные скорости газа соответствуют скоростям равновесного кругового вращения в этих нестационарных системах.

Если говорить не о дисковых, а о массивных эллиптических галактиках, то оценки параметров их тёмного гало требуют более сложного анализа по сравнению с таковым для дисковых систем, поскольку холодного газа в таких галактиках, за очень редким исключением, почти нет, а звёзды движутся в разных плоскостях, что затрудняет кинематическую оценку их массы. Исходными данными для определения массы или плотности звёзд в зависимости от галактоцентрического расстояния r могут являться: а) дисперсия скоростей звёзд вдоль луча зрения и её изменение вдоль r ; б) радиальные распределения яркости и температуры рентгеновского излучения горячего газа, заполняющего галактику; в) эффекты слабого, а в отдельных случаях и сильного гравитационного линзирования (см. разделы 3.3 и 4).

Анализ данных слабого и сильного линзирования приводит к выводу о том, что суммарные профили плотности вещества эллиптических галактик хорошо описываются комбинацией профиля объёмной плотности звёздного населения, соответствующего формуле де Вокулёра для распределения поверхностной яркости ($\ln I(r) = -(r/R_e)^{1/4} + \text{const}$), и NFW-профиля тёмного гало, который следует из космологического моделирования (см. [148]). Массовая доля ТМ, найденная в [148], составляет $27 \pm 4\%$ в пределах одного эффективного радиуса R_e , где содержится (по определению) половина интегральной светимости галактики. Хотя существует большое расхождение в оценках этого отношения, все полученные оценки согласуются со значительным преобладанием звёздной массы над массой ТМ в пределах R_e . Исследование рентгеновского излучения горячего газа эллиптических галактик, так же как и данные линзирования, приводит к выводу о том, что профили

плотности тёмного гало за пределами R_e хорошо описываются законом NFW. При этом отношение полной массы к светимости увеличивается на порядок при возрастании r от $r = R_e$ до $r = 10R_e$ (по данным обсерватории Chandra), что говорит о большой интегральной массовой доле ТМ в галактиках [311].

Наиболее многочисленный материал — до 98000 объектов, содержащихся в обзоре SDSS, был использован для оценки динамической и звёздной (т.е. барионной) масс в пределах эффективного радиуса R_e в работе [312]. Масса звёздного населения определялась через светимость и показатель цвета для различных функций масс звёзд, а динамическая масса — через дисперсию скоростей на эффективном радиусе с использованием вириального соотношения. Получено [312], что в пределах R_e доля ТМ не превосходит нескольких процентов по массе. Это меньше значений, полученных другими методами, однако результирующая оценка зависит от принимаемой функции масс и предположения о её универсальности (см. обсуждение в цитируемой работе).

Напомним, что выше речь шла в основном о внутренних областях галактик. Если говорить о содержании ТМ в пределах больших радиальных расстояний, то предпочтение следует отдать методам линзирования и рентгеновским данным, которые указывают на возрастание отношения M/L с удалением от центра до нескольких десятков солнечных единиц на расстоянии в несколько R_e , так что отношение полной (вириальной) массы гало галактик к их интегральной светимости в диапазоне V оказывается более 100 [148]. При этом радиальный профиль полной плотности Е-галактик (включающей в себя плотность ТМ) в широком интервале радиальных расстояний r близок к изотермическому ($\rho \sim r^{-2}$), хотя на большом удалении от центра он может быть удовлетворительно описан профилем NFW [148].

Сравнение дисковых и эллиптических галактик по содержанию ТМ затруднительно, поскольку в обоих случаях результат сильно зависит от расстояния от центра, в пределах которого оценивается масса, а также от светимости галактик: относительная масса ТМ в галактиках обоих типов возрастает с удалением от центра, и она больше в карликовых системах. Однако если сравнивать относительное содержание ТМ в спиральных и эллиптических галактиках в пределах эффективного радиуса, то оно, по-видимому, меньше для эллиптических галактик. Действительно, оценки показывают, что роль ТМ для эллиптических галактик в области $r \leq R_e$ сравнительно мала (см. выше), в то время как для спиральных галактик это не так: радиус R_e для них лишь немного (на $\sim 22\%$) меньше радиуса, на котором вклад экспоненциального диска в кривую вращения максимален, причём его вклад в скорость вращения составляет 0,6–0,7 от наблюдаемой скорости вращения (см. раздел 3), что свидетельствует о заметном вкладе недискового тёмного компонента в полную массу. Впрочем, ситуация может сильно меняться от галактики к галактике, о чём говорит разнообразие форм их кривых вращения в пределах 2–3 радиальных масштабов.

7.3. Корреляция плотностей тёмной материи и нейтрального водорода

Любопытной особенностью, отмеченной ещё в начале 1980-х годов [313] и позднее подтверждённой (см. [314] и приведённые там ссылки), является то, что распределе-

ние плотности ТМ в проекции на плоскость диска оказывается во многих случаях пропорциональным распределению плотности газа, основная масса которого приходится на нейтральный водород. На этом основании была предложена гипотеза о том, что ТМ представляет собой трудно обнаружимый газ, распределённый в виде не связанных со звездообразованием небольших плотных и очень холодных молекулярных облаков, суммарная масса которых многократно превосходит массу наблюдаемого газа (см., например, [34]). "Тёмный" газ, не регистрируемый ни в радиоизлучении, ни в оптическом излучении, действительно существует в нашей Галактике, представляя, таким образом, барионную часть ТМ внутри галактик (см., например, [315, 316]). Косвенным образом такой газ проявляется в слабых потоках гамма-излучения, рождаемых при столкновении протонов космических лучей с атомами газа, или в избыточном тепловом излучении, связанном с пылью в этой среде. "Невидимость" газа может быть обусловлена как разрушением вследствие фотоионизации молекул СО, по радиоизлучению которых обычно определяют полное содержание молекулярного газа, так и очень низкой температурой среды. Часть газа также может оказаться скрытой от наблюдателя из-за большой оптической толщины облаков, что подтверждается наблюдениями [317].

В целом, тёмный газ может составить заметную часть полной массы холодного газа в нашей и соседних галактиках (см. обсуждение в [75, 317]), но его определённо не хватает для объяснения эффектов ТМ. Кроме того, если ТМ действительно сосредоточена в плоском слое, то этот слой должен быть очень толстым, чтобы такой самогравитирующий диск оставался в гравитационно устойчивом состоянии. Однако, как показано в [36], корреляцию между колонковыми плотностями ТМ и нейтрального водорода можно объяснить, не прибегая к экзотическим формам ТМ. Эта корреляция может возникнуть в результате того, что газовые диски в большинстве галактик находятся в состоянии, близком к маргинальной гравитационной устойчивости, а последнее условие уже диктует определённый радиальный профиль плотности газовой среды, который оказывается сходным по форме с ожидаемым распределением колонковой плотности (в проекции на плоскость диска) для псевдоизотермичного сферического гало.

7.4. Связь между тёмным гало и металличностью газа

Влияние тёмного гало на химическую эволюцию галактик проявляется в первую очередь как зависимость между металличностью звёзд и газа, с одной стороны, и массой галактики или её звёздного населения — с другой (зависимость масса–металличность или светимость–металличность). Менее массивные галактики обеднены металлами по сравнению с массивными галактиками. Очевидно, что такая зависимость является прежде всего результатом разных темпов звездообразования, пропорционально которым происходит выброс металлов в межзвёздное пространство, но на результат влияет также процесс обмена газа галактики с окружающей средой, зависящий от свойств тёмного гало. От массы гало зависит условие аккреции газа на диск, возможность выброса газа из галактики в результате активности звёзд, а также эффективность перемешивания газа в диске. Массивное гало, с одной стороны, служит резервуаром

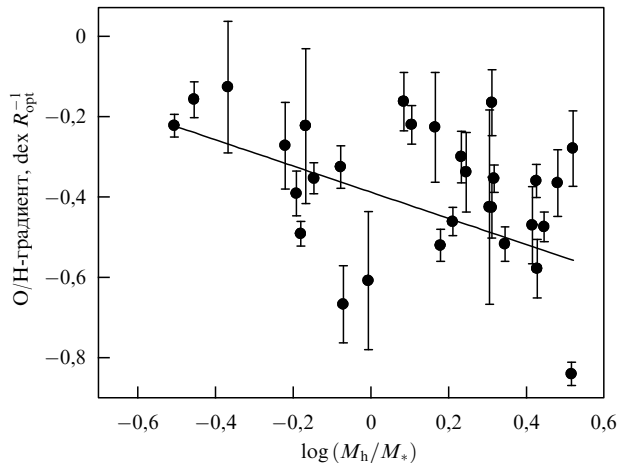


Рис. 34. Сопоставление радиального градиента содержания кислорода с отношением массы тёмного гало к массе звёзд в пределах оптического радиуса. (Из работы [318].)

горячего газа, который, остывая, пополняет газ в галактике низкообогащённой средой, а с другой — создаёт потенциальную яму, препятствующую выбросу газа из галактики, так что обогащённый тяжёлыми элементами газ возвращается в диск, хотя не обязательно на том же расстоянии от центра, на котором он находился ранее. Поэтому зависимость масса галактики — металличность можно рассматривать как проявление связи между массой гало и химической эволюцией галактики.

Поскольку отношение массы гало к массе звёзд или барионной материи лежит в достаточно широких пределах, представляет интерес выяснить роль, которую играет относительная масса гало (в оптических границах) M_h/M_* . Тесной связи между параметрами, описывающими химический состав газа, и M_h/M_* не обнаружено, однако было отмечено, что галактики с малой относительной массой гало, как правило, имеют также малые (по модулю) радиальные градиенты содержания кислорода (O/H) (рис. 34) [318]. Возможное объяснение такой зависимости, если она подтвердится на большем статистическом материале, заключается в более эффективном радиальном перемешивании газа в галактиках с наименьшей массовой долей тёмного гало, т.е. в дисках, находящихся в более мелкой потенциальной яме ТМ.

Наиболее интенсивное перемешивание газа происходит в тесно взаимодействующих системах. Взаимодействие может отразиться и на массах гало: результаты численного моделирования [319] показывают, что гало могут частично разрушаться. Эффективное перемешивание газа, которое приводит к плоским радиальным профилям содержания кислорода, может быть также связано с турбулентной вязкостью или аккрецией газа с небольшим угловым моментом (см. [320]), хотя вопрос о том, насколько эффективны эти процессы в галактиках с маломассивным гало, остаётся открытым.

7.5. Соотношение вириальная масса гало — барионная (звёздная) масса и проблема барионного дефицита

В разделах 7.1–7.4, если не оговаривалось специально, масса гало рассматривалась в пределах оптических границ галактики R_{opt} . Эта граница выбирается достаточно условно, поскольку галактика простирается дальше, а относительная масса гало продолжает непре-

рывно увеличиваться с возрастанием радиального расстояния r и за пределами R_{opt} . Полная, или вириальная, масса гало M_{vir} в пределах вириального радиуса R_{vir} примерно на порядок превышает M_h (см. раздел 4). Напомним, что вириальный радиус определяется как радиус, в пределах которого средняя плотность суммарного (барионного + тёмного) вещества в несколько раз превышает современное критическое значение плотности Вселенной. Отношение этих плотностей обычно принимается равным 200. Если гало не сильно сплюснуто, то вириальная масса $M_{\text{vir}} = V_{\text{vir}}^2 R_{\text{vir}} / G$, где R_{vir} — вириальный радиус, V_{vir} — круговая скорость на R_{vir} . Вириальная масса при таком её определении оказывается однозначно связанной с $R_{\text{vir}} \gg R_{\text{opt}}$ и V_{vir} , что даёт возможность оценить M_{vir} по кинематическим измерениям.

Как отмечалось в разделе 3, плоская часть (плато) на кривой вращения объясняется в рамках предположения о псевдоизотермичности гало, для которого $V_c = \text{const}$ на больших r . В отличие от круговой скорости в этой модели, круговая скорость $V_c^h(r)$ для гало с NFW-профилем, обычно принимаемым при расчётах, на больших расстояниях от центра r проходит через пологий максимум и затем начинает уменьшаться. Поэтому, хотя скорость V_{vir} часто принимается равной наблюдаемой скорости вращения дисков в области плато, в общем случае V_{vir} может заметно, на 20–30 %, отличаться от наблюдаемой скорости в ту или иную сторону. Соотношение между скоростью на плато наблюдаемой кривой вращения и скоростью на вириальном радиусе накладывает определённые ограничения на структуру гало и изменение его концентрации в процессе формирования галактики [321].

Вопрос об отношении M_{vir}/M_* или об отношении вириальной массы к барионной $M_{\text{vir}}/(M_* + M_{\text{gas}})$ рассматривался в целом ряде работ (см. раздел 4). Интерес к оценке относительной массы барионного вещества связан прежде всего с тем, что соотношение тёмной и барионной масс в природе в космологическом масштабе считается известным, поскольку определяется с хорошей точностью по совокупности космологических данных: на долю тёмной массы должно приходиться около 30 % критической плотности, а на долю барионной — около 5 %, так что соотношение между ними должно быть примерно 6:1. Сравнение этого значения с реально измеряемым в пределах вириального радиуса содержит информацию о различном характере эволюции столкновительной (барионной) и бесстолкновительной (тёмной) среды, об эффективности звездообразования при формировании галактик, а также о том, какая доля барионного вещества, первоначально перемешанного с ТМ, остаётся необнаруженной.

Упомянутый в разделе 4 метод сопоставления функций масс (или круговых скоростей) для галактик и модельных гало (НАМ) приводит к выводу о том, что дефицит барионов особенно значителен для маломассивных галактик и минимален для систем типа нашей Галактики с массой гало $M_{\text{vir}} \approx 10^{12} M_\odot$, однако отношение M_{vir}/M_* ни для каких масс не превышает 25–30 % от космологического значения [322]. Напомним, что внутри оптически наблюдаемой галактики ситуация обратная: там барионная и тёмная массы сопоставимы, в то время как в среднем на космологических масштабах плотность ТМ должна быть примерно в шесть раз выше, чем барионной. Природа этого барионного "дефицита", по-

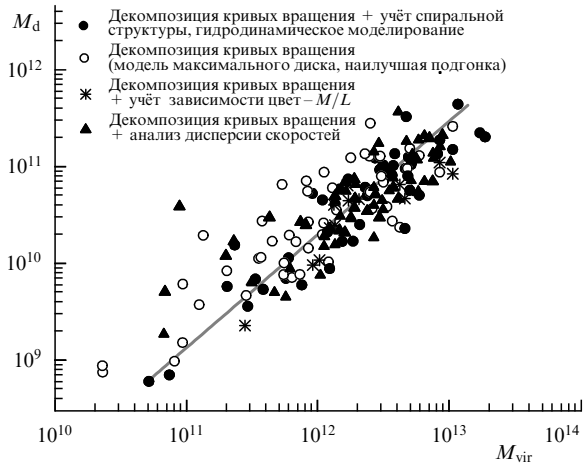


Рис. 35. Сопоставление вириальной массы гало с полной массой диска. Сплошная линия — аппроксимация методом наименьших квадратов. Разными символами отмечены оценки массы диска, полученные различными методами на основе данных по кинематике и фотометрии (см. текст).

видимому, различна для массивных и маломассивных галактик. В карликовых системах недостаток барионного вещества, вероятнее всего, связан с потерей газа галактикой в ту раннюю эпоху, когда он составлял основную долю барионной массы, а в массивных галактиках — с тем, что значительное количество газа имеет высокую температуру и находится за пределами диска, заполняя объём тёмного гало до вириального радиуса (см. ниже).

Вириальная масса, а следовательно, и отношение M_{vir}/M_* галактик могут быть оценены не только методами слабого линзирования или НАМ, каждый из которых имеет свои сложности, но и, что важно, с помощью альтернативных подходов. Например, для галактик, скорости вращения которых прослеживаются до расстояний, значительно удалённых от центра, можно экстраполировать кривые вращения с использованием NFW-профиля тёмного гало [323]. Массы $M_{\text{vir}} = M_{200}$ для нашей Галактики и Туманности Андромеды в цитируемой работе, найденные таким методом, равны $(81 \pm 7) \times 10^{10} M_{\odot}$ и $(193 \pm 15) \times 10^{10} M_{\odot}$ соответственно. Среднее значение отношения массы барионных компонентов — диска и балджа — к вириальной массе гало при этом составляет $6,2 \pm 1,8 \%$.

В дисковых галактиках основная масса барионного вещества (звёзды и межзвёздная среда) сосредоточена, как правило, в диске, массу которого можно оценить несколькими способами, упоминавшимися в настоящем обзоре. Для сравнения различных подходов на рис. 35 сопоставлены вириальные массы M_{vir} и массы дисков M_d , оценённые перечисленными ниже методами, базирующимися на фотометрических и кинематических оценках:

- фотометрическим методом, в котором при декомпозиции кривой вращения ограничение на поверхностную плотность диска и балджа берётся из наблюдаемого показателя цвета и зависимости M/L — цвет, полученной из моделирования методом популяционного синтеза (Kassin et al. [324]);
- методом, основанным на критерии маржинальной устойчивости с использованием оценок дисперсии скоростей звёзд [59, 117];

- посредством моделирования кривой вращения в рамках модели наилучшего соответствия или максимального диска (Yoshino, Ichikawa [325], Сабурова и др. [326], Moriondo et al. [327], Dicaire et al. [328], Ryder et al. [53], Barnes et al. [329]);

- с помощью методов, основанных на гидродинамическом моделировании движения газа в спиральных ветвях (Kranz et al. [330]) и на выполнении условия существования спиральных волн плотности (Athanasoulas et al. [76]).

Для перехода от массы внутри оптической галактики к вириальной массе полагалось, что скорость вращения на периферии диска галактики пропорциональна вириальной скорости вращения ($V_{\text{vir}}/V \approx 0,79$, согласно работе [331]), а масса M_{vir} непосредственно следует из V_{vir} (см., например, [332]).

Большая часть галактик, представленных на рис. 35, относится к галактикам со сравнительно большой массой и активным звездообразованием. Сплошная линия на рисунке — аппроксимация методом наименьших квадратов: $\log M_{\text{vir}} = (3,2 \pm 0,4) + (0,85 \pm 0,04) \log M_d$ (коэффициент корреляции 0,85). Несмотря на значительный разброс значений, результаты, полученные разными методами, согласуются с общей зависимостью, которая несколько отличается от линейной ($M_{\text{vir}} \sim M_d^{0,85}$) в широком интервале барионной массы (массы диска) галактик — от $10^9 M_{\odot}$ до $\sim 3 \times 10^{11} M_{\odot}$. Основную неопределённость вносят галактики с маломассивными гало.

Таким образом, вириальная (преимущественно тёмная) масса отличается от массы барионного вещества, сосредоточенного в диске, на 1,5–2 порядка, что существенно больше космологического отношения тёмной массы к барионной. Проблема барионного дефицита на масштабах вириального радиуса может быть существенно ослаблена или вообще устранена при учёте трудно обнаружимого газа в гало галактики далеко за пределами её оптических границ. Масса горячего газа с температурой около 10^6 К, наблюдаемого во внутреннем гало ряда массивных галактик, явно мала для объяснения недостатка барионов. Однако существование больших масс газа далеко за пределами оптической галактики "нащупывается" косвенным методом — по ультрафиолетовым линиям поглощения в спектрах далёких квазаров, наблюдаемых на небольших угловых расстояниях от сравнительно близких к нам галактик. Если красное смещение абсорбционной линии близко к красному смещению галактики, то можно говорить о том, что газ, ответственный за поглощение, непосредственно связан с газом в протяжённом гало вокруг неё. Подобным способом с использованием спектрографа на космическом телескопе "Хаббл" для нескольких десятков галактик с небольшим красным смещением были исследованы линии поглощения, принадлежащие иону кислорода OVI [333], а также Ly α [334]. Абсорбционные линии наблюдались на расстояниях до 150–250 кпк от галактик (порядка их вириального радиуса!) Этот газ имеет температуру около 10^5 К, и он гравитационно связан с галактиками. Анализ данных показал, что средняя плотность газа монотонно убывает с возрастанием r , а полная масса, по-видимому, многократно превышает массу межзвёздного газа в самой галактике. Пока остаётся неясным, достаточно ли этого газа для объяснения барионного дефицита. Для нашей Галактики, например по расчётам Фраермана и др. [335], недостающая барионная масса

порядка $10^{11} M_{\odot}$ вполне может быть заключена в горячем газе протяжённой короны, который проявляется в наблюдениях линий поглощения ионов кислорода. Надо также иметь в виду, что значительная часть галактик находится в составе групп и скоплений, также обладающих тёмными гало и газом с вириальной температурой, масса которого в гигантских скоплениях может превышать суммарную массу звёздных галактик.

Для оценок массы достаточно массивной группы или скопления галактик может быть применён, кроме того, оригинальный метод, который даёт оценку полной массы системы, включая массу за пределами вириального радиуса, если таковая имеется. Речь идёт о методе, основанном на исследовании лучевых скоростей галактик (хаббловских потоков) в окрестностях групп и скоплений и анализе отличия этого поля скоростей от ожидаемого для классического хаббловского закона расширения Вселенной, согласно которому относительные скорости галактик пропорциональны расстояниям между ними. Иными словами, оценивается результат гравитационного воздействия системы галактик на окружающие галактики, которое замедляет хаббловское расширение (хаббловский поток) в окрестности системы. Для этого, однако, надо иметь большое количество галактик в направлении на выбранную группу или скопление, расстояния до которых определены не с помощью закона Хаббла, а, например, по звёздам с известной светимостью.

Поле скоростей галактик в окрестностях скопления (группы) позволяет найти условный радиус сферы "нулевой" скорости галактик R_0 , в пределах которого гравитационное поле данной системы галактик успело за время, прошедшее с начала расширения Вселенной, полностью остановить космологическое расширение, в то время как вне этой сферы галактики продолжают удаляться от системы и их скорости удаления асимптотически выходят на закон Хаббла с возрастанием расстояния. Оценка R_0 позволяет определить интегральную массу системы галактик. Такой метод впервые был применён для оценки массы Местной группы галактик в работах Линдена-Белла [336] и Сэндиджа [337]. Увеличение числа галактик, расстояние до которых удалось определить, не опираясь на красное смещение, позволило развить этот подход и применить его для целого ряда систем (см. [41, 338] и приведённые там ссылки).

Важным является то обстоятельство, что оценки масс, как и радиальных распределений плотностей внутри больших объёмов пространства, требуют учёта космологических сил отталкивания (тёмной энергии), уменьшающих гравитационное взаимодействие достаточно удалённых друг от друга тел (см. подробнее в [338–340]). Без учёта этого эффекта масса в пределах R_0 окажется заметно заниженной. Масса нескольких систем галактик, для которых был измерен радиус нулевой скорости R_0 с учётом сил отталкивания, оказалась близкой к их вириальной массе M_{vir} , несмотря на то что вириальный радиус R_{vir} существенно меньше R_0 (см. [338] и приведённые там ссылки). Так, для ближайшего к нам массивного скопления Девы радиус поверхности нулевой скорости оказался равным около 7 Мпк, что в несколько раз больше вириального радиуса скопления, а масса в области, ограниченной R_0 , составляет $(8,0 \pm 2,3) \times 10^{14} M_{\odot}$ — в хорошем согласии с оценкой вириальной массы [338]. Это даёт основание считать, что за пре-

делами R_{vir} , а значит, и в пространстве между системами галактик тёмной материи мало.

Последний вывод согласуется с измерениями масс систем галактик методом слабого линзирования. Наиболее определённо это следует из работы Бакаллы и Кульера [341], в которой проведён анализ распределения ТМ по данным слабого линзирования посредством усреднения (сложения) более 100 тыс. систем галактик — от небольших их групп до скоплений — с красными смещениями $0,1 < z < 0,3$. Получено, что на всех масштабах — от нескольких сотен кпк до нескольких десятков Мпк — доля массы, приходящаяся на звёзды, является примерно постоянной величиной (около 1 % от полной массы) и эта величина не зависит от радиуса рассматриваемых областей. Отношение масса–светимость M/L за пределами нескольких сотен кпк от центра системы перестаёт существенно изменяться. Авторы [341] приходят к выводу о том, что интегральные массы групп и скоплений галактик, приходящиеся в основном на ТМ, равны сумме масс отдельных галактик, входящих в их состав, включая массу их тёмных гало. Там, где мало галактик, мало и ТМ.

Влияние гравитационных полей систем галактик на хаббловский поток в локальной области Вселенной вокруг нашей Галактики наглядно продемонстрировано в работах Макарова и Караченцева [342, 343], где исследовалось положение около 11 тыс. сравнительно близких галактик на хаббловской диаграмме скорость–расстояние внутри сферы вокруг Местной группы галактик с радиусом около 50 Мпк. Этот объём содержит большое количество систем галактик различного масштаба (в основном группы). Авторы [342, 343] оценили среднюю плотность материи, связанной с системами галактик различной кратности (материя должна быть в основном тёмной) в пределах расстояния 50 Мпк, и нашли, что она примерно втрое ниже ожидаемых 28 % от средней плотности вещества во Вселенной. Вопрос о том, какая доля ТМ содержится за пределами систем галактик, авторы оставили открытым, поскольку не исключено, что Местная группа находится внутри гигантской области с пониженной плотностью (внутри войда) диаметром в несколько сотен Мпк.

7.6. Тёмное гало и сверхмассивные чёрные дыры

В центре большинства галактик высокой светимости находятся массивные компактные объекты — ядерные звёздные скопления и сверхмассивные чёрные дыры (СМЧД). Последние могут быть ответственны за активность ядер галактик при наличии достаточно мощной аккреции на чёрную дыру. Активно обсуждаются [344, 345] формирование СМЧД, их роль в эволюции родительской галактики, как и связь с интегральными параметрами галактики и особенностями кинематики. СМЧД далёких квазаров должны были сформироваться и увеличить свою массу до нескольких сотен миллионов масс Солнца очень быстро, уже в первый миллиард лет после начала космологического расширения, когда процесс формирования галактики ещё не завершился — о чём говорит существование мощных квазаров на больших красных смещениях.

Фундаментальную роль в образовании и росте СМЧД играют динамика и концентрация массы в галактиках или недисковых компонентах галактик (балдж, гало). Об этом наглядно свидетельствует хорошо извест-

ная тесная корреляция между массой СМЧД и дисперсией скоростей звёзд балджа, а также угловой скоростью диска в центральной области размером 1–2 кпк (см. обсуждение в [344, 346]). Поскольку центральная дисперсия скоростей коррелирует, хотя и не очень тесно, с круговой скоростью на больших r , естественно ожидать наличия корреляции между массами СМЧД и скоростью вращения галактик, которая в свою очередь характеризует вириальную массу гало M_{vir} .

Тёмные гало галактик действительно могли играть большую роль в росте массы СМЧД, поскольку гравитационное поле гало задаёт глубину потенциальной ямы, в которой собирается газ в центре галактики, где формируются звёздный балдж и чёрная дыра. Вопрос о возможной взаимосвязи между M_{vir} и массой центральной чёрной дыры M_{BH} обсуждался во многих работах (см., например, [347–350]). Однако проверка зависимости M_{BH} от максимальной скорости вращения V_c галактики не дала убедительных результатов, хотя на статистическом уровне зависимость, безусловно, имеет место, поскольку наиболее массивные чёрные дыры не встречаются в галактиках с низкой светимостью, обладающих сравнительно небольшими гало. Тесная корреляция M_{BH} со скоростью вращения, полученная в некоторых работах, является скорее результатом использования косвенных оценок масс или скоростей, основанных на эмпирически найденных зависимостях этих параметров от дисперсии скоростей. Прежде всего это касается эмпирической связи между M_{BH} и центральной дисперсией скоростей [344], которая оказывается особенно сильной для эллиптических галактик. Прямые измерения V_c и M_{BH} , однако, показали, что связь между этими параметрами является довольно "рыхлой" (см., например, [346, 351] и приведённые там ссылки). Согласно Корменди и Бендеру [352] масса M_{BH} в дисковых галактиках тесно коррелирует лишь с параметрами балджа, а корреляция со скоростью V_{max} возникает только как результат связи между круговыми скоростями вращения балджа и диска (bulge-disk conspiracy). Кроме того, как отмечено в обзоре Корменди и Хо [350], если бы масса центральных чёрных дыр была тесно связана с массой тёмного гало, то чрезвычайно массивные чёрные дыры должны были бы наблюдаться в центральных галактиках скоплений, поскольку скопления обладают на несколько порядков более массивными гало, чем отдельные галактики.

При сопоставлении масс центральных чёрных дыр с массами ТМ надо иметь в виду, что оценка вириальной массы по скорости вращения галактики не вполне корректна: непосредственно измеряемые скорости вращения дисков могут не совпадать с круговой скоростью на вириальном радиусе, а следовательно, они не дают однозначной оценки M_{vir} гало. Авторы работы [353], используя оценку масс галактик по сильному гравитационному линзированию для 43 галактик (преимущественно ранних типов), нашли связь M_{BH} с вириальной массой M_{vir} гало, которая имеет вид $\log M_{\text{BH}} = (8,18 \pm 0,11) + (1,55 \pm 0,31)(\log M_{\text{vir}} - 13,0)$, но в работе [353] были взяты не непосредственные оценки M_{BH} , а оценки, полученные из эмпирической зависимости M_{BH} – центральная дисперсия скоростей. Позднее Богдан и Годинг [354] получили схожую зависимость:

$$M_{\text{BH}} \sim M_{\text{vir}}^{1,8^{+0,7}_{-0,8}},$$

для более чем трёх тысяч эллиптических галактик, но они также использовали эмпирические соотношения, а не прямые оценки: M_{BH} находилась по дисперсии скоростей звёзд, а M_{vir} — через зависимость этой массы от рентгеновской светимости галактик $L_X \sim M_{\text{vir}}^{2,4}$, найденной в работе [355].

В любом случае формирование СМЧД — процесс сложный, и какую бы роль ни играла в нём ТМ, результирующее значение их массы в значительной степени должно зависеть от эволюции барионных составляющих галактик, которая имеет различный характер для галактик с большой и малой массой (см. обзор [350]).

Существование физической связи между массами тёмных гало и СМЧД проявляется также в численных или теоретических моделях роста СМЧД (см., например, [356, 357]). При этом, как следует из теоретических модельных расчётов, масса СМЧД определяется не только массой гало, но и в значительной мере его плотностью в центре [356].

В целом проблема влияния тёмного гало на рост массы чёрных дыр в ядрах галактик ещё далека от решения. Связь между массами гало и СМЧД, которая, по видимому, является слабой в современную эпоху, могла быть более сильной в эпоху молодости галактик, когда формировались центральные чёрные дыры [358].

8. Заключение. Тёмная материя и процессы в галактиках

Основная цель настоящего обзора состояла в том, чтобы показать, что вывод о наличии тёмной, не наблюдаемой прямыми методами, материи основывается на большом количестве фактов и поэтому является достаточно надёжным, несмотря на то что природа ТМ ещё далеко не ясна. Роль тёмных гало в эволюции галактических дисков сейчас является одной из наиболее актуальных проблем в физике галактик.

Подводя итог, подчеркнём, что самый важный (но не единственный) параметр тёмного гало — его масса. Все способы оценки массы ТМ сводятся к определению полной массы (плотности) — локальной или в пределах определённого радиуса — и вычитанию из полученного значения массы (плотности) наблюдаемого вещества: звёзд и газа. Напомним основные способы оценки массы ТМ в галактиках (без учёта оценок по эмпирически найденным соотношениям), обсуждавшиеся выше.

- Построение динамических моделей галактик, основанных на измерении кривых вращения и дисперсии скоростей звёзд с привлечением данных фотометрии для уточнения вклада звёзд в интегральную массу и данных по радиоизлучению в линиях H I и CO для оценки массы газа.

- Использование данных о лучевых скоростях и дисперсии скоростей объектов гало (звёзд гало и шаровых скоплений, карликовых спутников, приливных звёздных потоков), а также измерений температуры горячего газа гало. При этом предполагается выполнение вириального соотношения между кинетической и гравитационной энергиями компонентов.

- Использование условия гравитационной устойчивости диска к возмущениям в плоскости диска и устойчивости диска к изгибным возмущениям.

- Построение моделей галактических полярных колец, а также моделей приливных образований взаимодействующих галактик, опирающихся на измерения скоростей и пространственной структуры образований.

- Применение методов сильного и слабого гравитационного линзирования для оценки массы галактики-линзы.

- Построение равновесных моделей для звёздных дисков и слоёв холодного газа в плоскости диска с привлечением данных о скоростях вращения и дисперсии скоростей звёзд и газа.

- Использование условия распространения волн плотности, а также расчёт гидродинамики газа, пересекающего спиральную ветвь, для оценки плотности диска [76, 330].

Преобладание на больших пространственных масштабах ТМ над обычным веществом, состоящим из атомов, следует из анализа динамики как звёзд и газа в галактиках, так и систем галактик, подтверждается методами гравитационного линзирования и хорошо вписывается в космологическую концепцию формирования крупномасштабных структур, которое началось более чем 13 млрд лет назад. Исходя из того что суммарная плотность звёзд и газа в галактиках значительно меньше плотности барионной материи, которая следует из стандартной космологической модели горячей Вселенной, определённая доля тёмного вещества должна приходиться на недостающую часть барионов (по-видимому, на горячий газ), однако основное количество тёмного вещества должно иметь небарионную природу (см. раздел 1).

Возникает естественный вопрос: как существование ТМ отражается на процессах внутри галактик? Некоторые аспекты этого влияния затрагивались выше. Здесь, подводя итоги, мы кратко рассмотрим возможные каналы влияния ТМ, точнее — её гравитации, на то, что происходит внутри массивных гало.

Во внутренних областях большинства галактик нормальной яркости, как дисковых, так и эллиптических, преобладает барионная масса и лишь небольшая доля материи может быть отнесена к ТМ, поэтому ни на движение газа и звёзд, ни на процессы звездообразования или эволюции звёзд, ни на активность галактических ядер наличие ТМ непосредственно не влияет³. Тем не менее от массы и распределения ТМ может зависеть целый ряд процессов, определяющих наблюдаемые свойства галактик и характер их эволюции. Перечислим наиболее очевидные из них.

1. Массивные тёмные гало создают глубокую потенциальную яму, в которой находится галактика. Для эллиптических галактик это приводит к большой дисперсии скоростей звёзд и к возможности удержания внутри галактик наблюдаемого горячего газа. Для дисковых галактик это, прежде всего, означает более высокие линейную и угловую скорости вращения газа и звёзд,

которые делают диск более устойчивым к гравитационным возмущениям. Если звёздный диск находится в состоянии, близком к маргинальной устойчивости, то быстрое вращение соответствует наиболее низкой дисперсии скоростей звёзд, что приводит к наименьшему вертикальному масштабу звёздного диска (см. раздел 2). В свою очередь это делает более сжатым и плотным газовый слой, находящийся в плоскости диска. Средняя объёмная плотность газа оказывается более высокой, чем таковая при той же поверхностной плотности газа в отсутствие гало, что отражается на локальном темпе звездообразования (см. обсуждение связи темпов звездообразования с объёмной плотностью газа в [87]).

2. На этапе формирования галактики сосредоточение ТМ к центру системы могло способствовать быстрому формированию сверхмассивных чёрных дыр. Аккреция на них ответственна за феномен активного ядра или квазара. Выброс большого количества энергии при активности ядра может повлиять на общее содержание газа и последующую эволюцию галактики. От степени концентрации тёмного гало зависит и условие формирования диска из барионного вещества, первоначально, до диссипации энергии, смешанного с ТМ. Аномально низкая центральная плотность и очень большой радиальный масштаб тёмного гало могут приводить к формированию очень разрежённых дисков. Подобный сценарий предложен, например, для гигантской галактики Malin-2 в работе [75].

3. Гало может играть важную роль, определяя условия формирования и поддержания крупномасштабных структур в диске (бар, спиральные ветви). Неосесимметричность внешнего гало, по-видимому, является ответственной за генерацию долгоживущих волн плотности в диске, объясняя упорядоченную спиральную структуру даже там, где диск обладает большим запасом гравитационной устойчивости (см. раздел 3). Это не единственный механизм поддержания долгоживущих спиралей, но он может оказаться достаточно распространённым. Если масса диска значительно меньше массы гало, в поле которого он находится (например, в LSB-галактиках), то гало не только стабилизирует рост локальных гравитационных возмущений в диске благодаря быстрому вращению, но и препятствует поддержанию мелкомасштабной волновой структуры, подавляя механизм усиления волн (swing amplification) [360]. Большую роль массивное гало играло и при образовании массивных (шаровых) звёздных скоплений в молодых формирующихся галактиках. Об этом свидетельствует наличие корреляции между числом или суммарной массой шаровых скоплений в галактике и массой её тёмного гало (см. [361] и приведённые там ссылки).

4. Наличие массивных гало увеличивает относительную скорость галактик в системах (парах, группах, скоплениях), что смягчает эффекты приливного взаимодействия между ними, которые вызывают искажения форм галактик и полей скоростей газа и звёзд. Учёт массы гало может кардинальным образом изменить оценки траекторий близких друг к другу галактик, их орбитальных периодов или частоты столкновений. Наглядным примером может служить система двух ближайших к нам, по-видимому, гравитационно связанных галактик: Большого и Малого Магеллановых Облаков. Для этих галактик измерены собственные движения звёзд, поэтому известны не только одномерные (по лучу зрения), как

³ Заметим, однако, что одним из возможных кандидатов в частицы ТМ являются так называемые асимметричные слабо взаимодействующие частицы (асимметрия состоит в неодинаковом количестве частиц и античастиц), которые, как и WIMPs, имеют очень малое сечение взаимодействия с барионами. Ничтожно малая доля этих частиц может, рассеиваясь при пролёте сквозь звёзды, терять кинетическую энергию и в течение длительного времени накапливаться в самом центре звёзд, влияя на процесс выделения и распространения в них энергии (см. [359] и приведённые там ссылки).

обычно, но и трёхмерные векторы скоростей. Это дало уникальную возможность оценить вероятные массы их протяжённых гало, которые оказались значительно превышающими суммарную массу звёзд и газа, а также уточнить их орбиты и характер их динамической эволюции [362]. Тёмная материя, заполняющая скопление галактик, за большие промежутки времени может "притормаживать" галактики во внутренней области скопления благодаря действию динамического трения, способствуя их более высокой концентрации по направлению к центру и формированию гигантских центральных cD-галактик [363], хотя вопрос об эффективности этого процесса остаётся открытым.

5. Массивное гало способствует поглощению (мерджингу от англ. *merging* — объединение, сливание) или разрушению спутников, влетевших в гало, в результате динамического трения и приливного воздействия со стороны галактики. Динамическое трение укорачивает большую полуось орбит у наиболее массивных карликов, а приливные силы приводят к их частичному или полному разрушению, способствуя попаданию дополнительных порций тёмной и барионной материи (включая газ) во внутреннюю область галактики-"хозяйки". Протяжённые приливные звёздные потоки, связанные с разрушающимися карликовыми системами, уверенно наблюдаются в нашей и других галактиках, и скорости движения звёзд в них отражают массу и плотность гало, в котором они находятся. Карликовые системы, поглощаемые галактикой, отдают ей запасы газа с низким содержанием тяжёлых элементов, влияя на химическую эволюцию галактики и содержание в ней газа.

6. Сходную с карликовыми галактиками роль могут играть многочисленные субгало (минигало), т.е. маломассивные, в том числе беззвёздные, образования, состоящие в основном или полностью из небарионной ТМ, и поэтому не обнаруживаемые или трудно обнаруживаемые оптически. Вопрос о их числе остаётся открытым. Наблюдаемые карликовые спутники галактик часто рассматриваются именно как маломассивные субгало, в которых могло сформироваться некоторое количество звёзд. Однако предсказываемое модельными расчётами количество субгало многократно превосходит количество непосредственно наблюдаемых карликовых спутников со сходными значениями непосредственно измеряемых круговых скоростей (см. раздел 5).

Тёмные субгало, если они существуют в достаточном количестве, могут проявлять себя в галактике-"хозяйке" по-разному. Тёмные субгало, например, могут заметно увеличивать дисперсию скоростей звёзд c_z , особенно на краю диска, могут возбуждать долгоживущие вертикальные колебания диска или даже стимулировать формирование в нём крупномасштабных структур (см. обсуждение в работе [364]). Проходя через газовый слой диска, субгало, если они содержат по крайней мере несколько процентов массы в виде газа, могут быть ответственными за появление участков с низкой плотностью ("дыр") в распределении газа и усиление звездообразования на их границах, что подтверждается результатами гидродинамических расчётов [365]. Как отмечают авторы [365], подобные образования действительно наблюдаются в галактиках, однако в слишком большом количестве, чтобы можно было считать субгало единственной причиной их существования. К сожалению, о роли субгало трудно говорить с определё-

ностью, поскольку остаются неизвестными их число и пространственная концентрация.

7. Масса тёмного гало и его плотность в центре определяют характер обмена газом между галактикой и окружающей средой. По-видимому, в этом заключается наиболее важная роль, которую играют гало в эволюции галактик. Из глубокой потенциальной ямы, образуемой гало, затруднён выброс газа (или галактический ветер) из диска в межгалактическое пространство, возникающий как результат активности молодых звёзд или высокой активности ядра. Газ, даже покидая галактику, может оставаться в пределах вириального радиуса гало и, остывая, может затем частично вернуться в галактику и продолжить своё участие в звездообразовании. С другой стороны, массивное гало способствует аккреции межгалактического газа, хотя газовая среда, заполняющая гало, усложняет процесс попадания аккрецирующего газа в центральную часть гало, т.е. на оптически наблюдаемую галактику.

Темп непосредственно наблюдаемой аккреции газа на нашу и другие подобные галактики оказывается ниже, чем это требуется для поддержания звездообразования, однако оценка темпа аккреции затруднительна: падающий газ в основном сильно разрежён и ионизован, что делает его обнаружение на большом расстоянии от диска сложной задачей. Тем не менее существует немало аргументов в пользу того, что аккреция газа на нашу и другие массивные галактики действительно имеет место, темп аккреции может быть сопоставимым с темпом звездообразования, особенно несколько миллиардов лет тому назад, и во многом определяет характер эволюции галактик и их газовых составляющих (см., например, [366–368]).

Гало галактик аккрецируют (или аккрецировали в прошлом) газ из межгалактического пространства. Аккрецирующие потоки должны содержать как газ, так и ТМ. Но если ТМ ведёт себя как бесстолкновительная среда, перемешиваясь с материей тёмного гало, то судьба газа не столь однозначна. Струи падающего газа могут непосредственно достигать галактического диска в форме облаков или отдельных потоков, но возможна и ситуация, в которой упавший газ попадёт в галактику с большой задержкой, по истечении 1 млрд и более лет, в зависимости от глубины потенциальной ямы, образуемой тёмным гало.

Теоретические расчёты и численные модели формирования галактик приводят к выводу о том, что аккреция на диск должна иметь различный характер в галактиках с маломассивными и массивными гало (см., например, модельные расчёты ван де Воорта и др. [369] или обзор [368] и ссылки в последнем). В случае массивных гало аккрецирующий газ заполняет их, нагреваясь при падении до температуры, близкой к вириальной (порядка 10^6 K). Продолжающиеся потоки падающего газа, попадая в гало, проходят через фронт ударной волны, нагреваются и растворяются в горячем газе. В галактику, в которой происходит образование звёзд, газ поступает из внутренних областей гало после остывания. Это так называемая горячая мода аккреции. Основная часть горячего газа имеет характерное время остывания, превышающее хаббловский возраст Вселенной, т.е. вообще может не попадать в диск галактики.

Для маломассивных галактик температура газа в гало ниже и время остывания газа меньше, чем для

массивных. Поэтому потоки относительно холодного и низкометаллического межгалактического газа, попадая в гало, не нагреваются до вириальных температур. Они фрагментируются и падают в разрежённом газе гало, достигая его центральных областей. Темпы аккреции газа на галактику в этом случае определяются не временем его остывания, а темпом аккреции на гало из межгалактического пространства. Этот режим называют холодной модой аккреции. В галактиках могут одновременно присутствовать обе моды, причём их роли со временем меняются. Холодная мода более эффективна, чем горячая, и в настоящее время она преобладает в галактиках, если только масса их гало не слишком велика (несущественно выше, чем у гало нашей Галактики), хотя на больших красных смещениях эта аккреция, по-видимому, играла доминирующую роль в росте массы всех галактик. В принципе обе моды аккреции могут присутствовать одновременно.

Холодный режим аккреции может объяснить наличие газа и областей звездообразования, иногда наблюдаемых в линзовидных галактиках. Обычно такие галактики лишены заметного количества холодного газа, чем и отличаются от других дисковых галактик, поэтому находящийся в некоторых из них газ, по-видимому, имеет внешнее происхождение. Однако имеется конкурирующий с аккрецией механизм — слияние галактик (мерджинг) либо поступление химически переработанного газа из соседних галактик. Измерения кинематических особенностей и металличности приобретённого галактикой газа дают возможность определить вероятный механизм его поступления (см. обсуждение в [370]). На основе анализа наблюдений изолированных линзовидных (S0) галактик Катков с соавторами [371] пришли к выводу о том, что морфологический тип и наблюдаемое количество газа дисковых галактик, не имеющих близких соседей с сопоставимой массой, могут целиком определяться условием попадания на галактику значительных масс газа в режиме холодной аккреции или в результате поглощения мелких спутников, содержащих газ. Очевидно, что в случае аккреции, как и в случае мерджинга, процесс поступления газа в галактику и его прохождения через гало к диску находится полностью под контролем гравитационного поля тёмного гало.

Тесное взаимодействие между близкими галактиками, как и обдувание галактик потоком межгалактического газа в скоплениях, усложняет картину обмена газом между галактикой и её окружением. Эти процессы влияют на массу и физическое состояние газа, заполняющего гало, и тем самым через него — на поступление газа и его эволюцию в дисках. Если аккреция на галактику по тем или иным причинам прекращается, то в отсутствие притока "свежего" газа звездообразование во внутренних областях галактических дисков должно практически сойти на нет за несколько миллиардов лет.

Таким образом, эволюция галактик определяется не только массой и структурой галактик, но и массой, степенью концентрации и формой их тёмных гало. Очень важно объяснить количественно (что является задачей на ближайшее будущее), как тёмная материя воздействовала на процессы в галактиках на различных красных смещениях и в различном окружении — от изолированных галактик до галактик в тесных группах и богатых скоплениях — и какую роль ТМ играла при формировании галактик тех или иных типов.

В обзоре использованы результаты работ по численному моделированию на суперкомпьютерах "Ломоносов" и "Чебышев" Научно-исследовательского вычислительного центра Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова. Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 14-22-03006, 15-02-06204, ННИО.а 15-52-12387, 15-52-15050, 16-02-00649, 16-32-60043), а также грантами Президента РФ (МК-4536.2015.2), Российского научного фонда (15-12-10017) (раздел 6.2 обзора) и государственного задания Министерства образования и науки РФ 2.7860.2017/БЧ (2.852.2017/ПЧ).

Список литературы

1. Morselli A *Acta Polytech.* **53** 545 (2013)
2. Oort J H *Science* **170** 1363 (1970)
3. Einasto J *Braz. J. Phys.* **43** 369 (2013)
4. Trimble V "History of dark matter in galaxies", in *Planets, Stars and Stellar Systems Vol. 5 Galactic Structure and Stellar Populations* (Eds T D Oswald, G Gilmore) (Dordrecht: Springer, 2013) p. 1091
5. Roos M J. *Mod. Phys.* **3** 1152 (2012)
6. Zwicky F *Astrophys. J.* **86** 217 (1937)
7. Zwicky F *Phys. Today* **6** (4) 7 (1953)
8. Oort J H *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **6** 249 (1932)
9. Караченцев И Д *УФН* **109** 761 (1973); Karachentsev I D *Sov. Phys. Usp.* **16** 279 (1973)
10. Караченцев И Д *УФН* **171** 860 (2001); Karachentsev I D *Phys. Usp.* **44** 818 (2001)
11. Einasto J, Kaasik A, Saar E *Nature* **250** 309 (1974)
12. Peterson C J et al. *Astrophys. J.* **208** 662 (1976)
13. Rubin V C, Thonnard N, Ford W K (Jr.) *Astrophys. J. Lett.* **225** L107 (1978)
14. Rubin V C et al. *Astrophys. J.* **289** 81 (1985)
15. Zeldovich Ya B, Einasto J, Shandarin S F *Nature* **300** 407 (1982)
16. Долгов А Д *УФН* **184** 211 (2014); Dolgov A D *Phys. Usp.* **57** 199 (2014)
17. Гурбатов С Н, Саичев А И, Шандарин С Ф *УФН* **182** 233 (2012); Gurbatov S N, Saichev A I, Shandarin S F *Phys. Usp.* **55** 223 (2012)
18. Schumann M "Dark matter 2014" *EPJ Web. Conf.* **96** 1027 (2015)
19. Bernabei R et al. *Int. J. Mod. Phys. A* **28** 1330022 (2013)
20. Блинников С И *УФН* **184** 194 (2014); Blinnikov S I *Phys. Usp.* **57** 183 (2014)
21. Рябов В А, Царев В А, Цховребов А М *УФН* **178** 1129 (2008); Ryabov V A, Tsarev V A, Tskhovrebov A M *Phys. Usp.* **51** 1091 (2008)
22. Березинский В С, Докучаев В И, Ерошенко Ю Н *УФН* **184** 3 (2014); Berezinsky V S, Dokuchaev V I, Eroshenko Yu N *Phys. Usp.* **57** 1 (2014)
23. Milgrom M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **437** 2531 (2014)
24. Milgrom M *Scholarpedia* **9** 31410 (2014)
25. Chan M H *Phys. Rev. D* **88** 103501 (2013)
26. Mannheim P D, O'Brien J G *Phys. Rev. D* **85** 124020 (2012)
27. Cardone V F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **423** 141 (2012)
28. Dodelson S *Int. J. Mod. Phys. D* **20** 2749 (2011)
29. Carignan C et al. *Astron. J.* **146** 48 (2013)
30. Santos-Santos I M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **455** 476 (2016)
31. Окунь Л Б *УФН* **177** 397 (2007); Okun' L B *Phys. Usp.* **50** 380 (2007)
32. Blinnikov S I, Dolgov A D, Postnov K A *Phys. Rev. D* **92** 023516 (2015)
33. Capela F, Pshirkov M, Tinyakov P *Phys. Rev. D* **87** 123524 (2013)
34. Pfenniger D, Combes F, Martinet L *Astron. Astrophys.* **285** 79 (1994)
35. Hoekstra H, van Albada T S, Sancisi R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **323** 453 (2001)
36. Засов А В, Терехова Н А *Письма в Астрон. журн.* **39** 323 (2013); Zasov A V, Terekhova N A *Astron. Lett.* **39** 291 (2013)
37. Караченцев И Д, Макаров Д И *Астрофиз. бюлл.* **63** 320 (2008); Karachentsev I D, Makarov D I *Astrophys. Bull.* **63** 299 (2008)
38. Makarov D, Karachentsev I, in *Dark Galaxies and Lost Baryons, Proc. of the 244th IAU Symp., Cardiff, Wales, United Kingdom, June 25–29, 2007* (IAU Symposium Proc., Vol. 244, Eds J I Davies, M J Disney) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2008) p. 370
39. Diaz J D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **443** 1688 (2014)
40. Karachentsev I D, Kudrya Y N *Astron. J.* **148** 50 (2014)
41. Karachentsev I D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **393** 1265 (2009)
42. Ilyina M A, Sil'chenko O K *Astron. Astrophys. Trans.* **27** 313 (2012)
43. Afanasiev V L, Moiseev A V *Baltic Astron.* **20** 363 (2011)
44. Pohlen M, Trujillo I *Astron. Astrophys.* **454** 759 (2006)

45. Barbosa C E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **453** 2965 (2015)
46. Фридман А М, Хоперсков А В *Физика галактических дисков* (М.: Физматлит, 2011)
47. Sofue Y *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **67** 75 (2015)
48. Rubin V C, in *Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies. Proc. of the Symp., Besancon, France, August 9–13, 1982* (IAU Symp., Vol. 100, Ed. E Athanassoula) (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1983) p. 3
49. Del Popolo A *Int. J. Mod. Phys. D* **23** 1430005 (2014)
50. Rubin V *Phys. Today* **59** (12) 8 (2006)
51. Tamm A, Tempel E, Tenjes P, in *The Galaxy Disk in Cosmological Context, Proc. of the 254th IAU Symp., Copenhagen, Denmark, June 9–13, 2008* (IAU Symp. Proc., Vol. 254, Eds J Andersen, J Bland-Hawthorn, B Nordström) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2009) p. 73
52. Сабурова А С, Засов А В *Письма в Астрон. журн.* **38** 163 (2012); Saburova A S, Zasov A V *Astron. Lett.* **38** 139 (2012)
53. Ryder S D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **293** 411 (1998)
54. de Blok W J G et al. *Astron. J.* **136** 2648 (2008)
55. Navarro J F, Frenk C S, White S D M *Astrophys. J.* **490** 493 (1997)
56. Burkert A *Astrophys. J. Lett.* **447** L25 (1995)
57. Fux R *Astron. Astrophys.* **327** 983 (1997)
58. Amorisco N C, Bertin G *Astron. Astrophys.* **519** A47 (2010)
59. Хоперсков А В, Засов А В, Тюрин Н В *Астрон. журн.* **78** 213 (2001); Khoperskov A V, Zasov A V, Tyurina N V *Astron. Rep.* **45** 180 (2001)
60. Kent S M *Astron. J.* **93** 816 (1987)
61. Sackett P D *Astrophys. J.* **483** 103 (1997)
62. Martinsson T P K et al. *Astron. Astrophys.* **557** A131 (2013)
63. Kauffmann G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **451** 878 (2015)
64. Meurer G R, Zheng Z, de Blok W J G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **429** 2537 (2013)
65. Karachentsev I D, Makarov D I, Kaisina E I *Astron. J.* **145** 101 (2013)
66. Моисеев А В *Астрофиз. бюлл.* **69** 1 (2014); Moiseev A V *Astrophys. Bull.* **69** 1 (2014)
67. Salucci P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **420** 2034 (2012)
68. Mateo M L *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **36** 435 (1998)
69. Walker M G, Mateo M, Olszewski E W *Astron. J.* **137** 3100 (2009)
70. Walker M G et al. *Astrophys. J.* **704** 1274 (2009)
71. Muñoz R R et al. *Astrophys. J. Lett.* **650** L51 (2006)
72. Сабурова А С *Астрон. журн.* **88** 446 (2011); Saburova A S *Astron. Rep.* **55** 409 (2011)
73. Fuchs B *Asrophys. Space Sci.* **284** 719 (2003)
74. de Blok W J G, McGaugh S S, Rubin V C *Astron. J.* **122** 2396 (2001)
75. Kasparova A V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **437** 3072 (2014)
76. Athanassoula E, Bosma A, Papaioannou S *Astron. Astrophys.* **179** 23 (1987)
77. Хоперсков А В, Засов А В, Тюрин Н В *Астрон. журн.* **80** 387 (2003); Khoperskov A V, Zasov A V, Tyurina N V *Astron. Rep.* **47** 357 (2003)
78. Khoperskov S A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **427** 1983 (2012)
79. Griv E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **415** 1259 (2011)
80. Miura R E et al. *Astrophys. J.* **761** 37 (2012)
81. Khoperskov S A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **428** 2311 (2013)
82. Dobbs C L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **447** 3390 (2015)
83. Khoperskov S A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **455** 1782 (2016)
84. Sellwood J A, Carlberg R G *Astrophys. J.* **282** 61 (1984)
85. Begum A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **383** 809 (2008)
86. Murray N *Astrophys. J.* **729** 133 (2011)
87. Абрамова О В, Засов А В *Письма в Астрон. журн.* **38** 843 (2012); Abramova O V, Zasov A V *Astron. Lett.* **38** 755 (2012)
88. Scoville N Z "Evolution of star formation and gas", in *Secular Evolution of Galaxies* (Eds J Falcón-Barroso, J H Knapen) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2013) p. 491
89. Dobbs C L, Pringle J E, Naylor T *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **437** L31 (2014)
90. Romeo A B, Agertz O *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **442** 1230 (2014)
91. Braun H et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **442** 3407 (2014)
92. Toomre A *Astrophys. J.* **139** 1217 (1964)
93. Морозов А Г, Хоперсков А В *Астрофизика* **24** 467 (1986); Morozov A G, Khoperskov A V *Astrophysics* **24** 266 (1986)
94. Romeo A B, Falstad N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **433** 1389 (2013)
95. Rafikov R R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **323** 445 (2001)
96. Jog C J *Astron. J.* **147** 132 (2014)
97. Хоперсков А В, Тюрин Н В *Астрон. журн.* **80** 483 (2003); Khoperskov A V, Tyurina N V *Astron. Rep.* **47** 443 (2003)
98. Засов А В и др. *Письма в Астрон. журн.* **28** 599 (2002); Zasov A V et al. *Astron. Lett.* **28** 527 (2002)
99. Bizyaev D, Mitronova S *Astrophys. J.* **702** 1567 (2009)
100. Mosenkov A V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **451** 2376 (2015)
101. Засов А В, Хоперсков А В, Тюрин Н В *Письма в Астрон. журн.* **30** 653 (2004); Zasov A V, Khoperskov A V, Tyurina N V *Astron. Lett.* **30** 593 (2004)
102. Засов А В, Хоперсков А В, Сабурова А С *Письма в Астрон. журн.* **37** 410 (2011); Zasov A V, Khoperskov A V, Saburova A S *Astron. Lett.* **37** 374 (2011)
103. Saburova A S, Zasov A V *Astron. Nachr.* **334** 785 (2013)
104. Засов А В и др. *Астрофиз. бюлл.* **67** 376 (2012); Zasov A V et al. *Astrophys. Bull.* **67** 362 (2012)
105. Засов А В, Сильченко О К *УФН* **180** 434 (2010); Zasov A V, Sil'chenko O K *Phys. Usp.* **53** 415 (2010)
106. Öpik E *Bull. Soc. Astr. Russie* **21** 150 (1915)
107. Kapteyn J C *Astrophys. J.* **55** 302 (1922)
108. de Grijs R, van der Kruit P C *Astron. Astrophys. Suppl.* **117** 19 (1996)
109. van der Kruit P C, Searle L *Astron. Astrophys.* **95** 105 (1981)
110. van der Kruit P C, Searle L *Astron. Astrophys.* **95** 116 (1981)
111. de Grijs R, PhD Thesis (Groningen, The Netherlands: Kapteyn Astronomical Inst., Univ. of Groningen, 1997)
112. Korchagin V I et al. *Astron. J.* **126** 2896 (2003)
113. Bienaymé O et al. *Astron. Astrophys.* **571** A92 (2014)
114. Xia Q et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **458** 3839 (2016); arXiv:1510.06810
115. McKee C F, Parravano A, Hollenbach D J *Astrophys. J.* **814** 13 (2015)
116. Famaey B, arXiv:1501.01788
117. Bottema R *Astron. Astrophys.* **275** 16 (1993)
118. Bershadsky M A et al. *Astrophys. J. Lett.* **739** L47 (2011)
119. Kregel M, van der Kruit P C, Freeman K C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **358** 503 (2005)
120. Olling R P *Astron. J.* **112** 457 (1996)
121. Сотникова Н Я, Родионов С А *Письма в Астрон. журн.* **32** 723 (2006); Sotnikova N Ya, Rodionov S A *Astron. Lett.* **32** 649 (2006)
122. Khoperskov A et al. *Astron. Nachr.* **331** 731 (2010)
123. O'Brien J C, Freeman K C, van der Kruit P C *Astron. Astrophys.* **515** A62 (2010)
124. Lyskova N et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **441** 2013 (2014)
125. Fukazawa Y et al. *Astrophys. J.* **636** 698 (2006)
126. Kalinova V et al. *AIP Conf. Proc.* **1551** 84 (2013)
127. Gavazzi R et al. *Astrophys. J.* **667** 176 (2007)
128. Lane R R, Salinas R, Richtler T *Astron. Astrophys.* **574** A93 (2015)
129. Brainerd T G, Blandford R D, Smail I *Astrophys. J.* **466** 623 (1996)
130. Treu T, Marshall P J, Clowe D *Am. J. Phys.* **80** 753 (2012)
131. King L J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **295** L41 (1998)
132. Гуревич А В, Зыбин К П, Сирота В А *УФН* **167** 913 (1997); Gurevich A V, Zybin K P, Sirota V A *Phys. Usp.* **40** 869 (1997)
133. Захаров А Ф, Сажин М В *УФН* **168** 1041 (1998); Zakharov A F, Sazhin M V *Phys. Usp.* **41** 945 (1998)
134. Bogdanov M B, Cherepashchuk A M *Asrophys. Space Sci.* **317** 181 (2008)
135. Tuntsov A V, Lewis G F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **371** 1259 (2006)
136. Mao S *Res. Astron. Astrophys.* **12** 947 (2012)
137. Frampton P H *Mod. Phys. Lett. A* **31** 1650064 (2016); arXiv:1511.08801
138. Treu T, Koopmans L V E *Astrophys. J.* **611** 739 (2004)
139. van de Ven G et al. *Astrophys. J.* **719** 1481 (2010)
140. Pooley D et al. *Astrophys. J.* **744** 111 (2012)
141. Schneider P "Weak gravitational lensing", in Schneider P, Kochanek C S, Wambsganss J *Gravitational Lensing. Strong, Weak and Micro* (Saas-Fee Advanced Courses, Vol. 33, Eds G Meylan, P Jetzer) (Berlin: Springer, 2006) p. 269; astro-ph/0509252
142. Heymans C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **427** 146 (2012)
143. Gladders M D, Yee H K C *Astrophys. J. Sup.* **157** 1 (2005)
144. York D G et al. *Astron. J.* **120** 1579 (2000)
145. Koekemoer A M et al. *Astrophys. J. Sup.* **172** 196 (2007)
146. Mandelbaum R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **393** 377 (2009)
147. Mandelbaum R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **457** 3200 (2016); arXiv:1509.06762
148. Gavazzi R et al. *Astrophys. J.* **667** 176 (2007)
149. Dutton A A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **407** 2 (2010)
150. Schulz A E, Mandelbaum R, Padmanabhan N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **408** 1463 (2010)
151. Han J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **446** 1356 (2015)
152. Velander M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **437** 2111 (2014)
153. Dai X et al. *Astrophys. J.* **755** 107 (2012)
154. Bogdán Á et al. *Astrophys. J.* **772** 98 (2013)
155. Anderson M E, Bregman J N *Astrophys. J.* **737** 22 (2011)
156. Bogdán Á et al. *Astrophys. J.* **772** 97 (2013)
157. Samurovic S *Publ. Astron. Observ. Belgrade* (81) 1 (2007)
158. Das M et al. *Astrophys. J.* **693** 1300 (2009)
159. Doherty M et al. *Astron. Astrophys.* **502** 771 (2009)
160. de Lorenzi F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **385** 1729 (2008)
161. Napolitano N R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **411** 2035 (2011)
162. Bringmann T, Weniger C *Phys. Dark Universe* **1** 194 (2012)
163. Murgia S, in *Fifth Fermi Symp., Nagoya, Japan, 20–24 October 2014*
164. Ascasibar Y et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368** 1695 (2006)

165. Abramowski A et al. (H.E.S.S. Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **114** 081301 (2015)
166. Calore F et al. *Phys. Rev. D* **91** 063003 (2015)
167. Ackermann M et al. (The Fermi-LAT Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **115** 231301 (2015)
168. Abramowski A et al. (H.E.S.S. Collab.) *Phys. Rev. D* **90** 112012 (2014)
169. Kazantzidis S et al. *Astrophys. J. Lett.* **611** L73 (2004)
170. Morrison H L et al. *Astrophys. J.* **694** 130 (2009)
171. Ryden B S *Astrophys. J.* **641** 773 (2006)
172. Хоперсков А В и др. *Астрон. журн.* **89** 19 (2012); Khoperskov A V et al. *Astron. Rep.* **56** 16 (2012)
173. Khoperskov A V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **431** 1230 (2013)
174. El-Zant A A, Haßler B *New Astron.* **3** 493 (1998)
175. Ideta M, Hozumi S *Astrophys. J. Lett.* **535** L91 (2000)
176. Berentzen I, Shlosman I, Jogee S *Astrophys. J.* **637** 582 (2006)
177. Hayashi E, Navarro J F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **373** 1117 (2006)
178. Hayashi E, Navarro J F, Springel V *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **377** 50 (2007)
179. Widrow L M *Astrophys. J.* **679** 1232 (2008)
180. Dubinski J, Chakrabarty D *Astrophys. J.* **703** 2068 (2009)
181. Roškar R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **408** 783 (2010)
182. Machado R E G, Athanassoula E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **406** 2386 (2010)
183. Kazantzidis S, Abadi M G, Navarro J F *Astrophys. J. Lett.* **720** L62 (2010)
184. Athanassoula E *Astrophys. J. Lett.* **569** L83 (2002)
185. Dubinski J, Berentzen I, Shlosman I *Astrophys. J.* **697** 293 (2009)
186. Berentzen I, Shlosman I *Astrophys. J.* **648** 807 (2006)
187. Frenk C S et al. *Astrophys. J.* **327** 507 (1988)
188. Jing Y P, Suto Y *Astrophys. J.* **574** 538 (2002)
189. Allgood B et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367** 1781 (2006)
190. Bett P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **376** 215 (2007)
191. Navarro J F, Frenk C S, White S D M *Astrophys. J.* **462** 563 (1996)
192. Navarro J F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **349** 1039 (2004)
193. Navarro J F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **402** 21 (2010)
194. Tenneti A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **453** 469 (2015)
195. Abadi M G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **407** 435 (2010)
196. Хоперсков С А, Шустов Б М, Хоперсков А В *Астрон. журн.* **89** 736 (2012); Khoperskov S A, Shustov B M, Khoperskov A V *Astron. Rep.* **56** 664 (2012)
197. Gustafsson M, Fairbairn M, Sommer-Larsen J *Phys. Rev. D* **74** 123522 (2006)
198. Diemand J, Moore B *Adv. Sci. Lett.* **4** 297 (2011)
199. Macciò A V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **378** 55 (2007)
200. Combes F, Arnaboldi M *Astron. Astrophys.* **305** 763 (1996)
201. Reshetnikov V P, Combes F *Astron. Astrophys.* **291** 57 (1994)
202. Reshetnikov V P *Astron. Astrophys.* **416** 889 (2004)
203. Brosch N et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **401** 2067 (2010)
204. Moiseev A et al. *Baltic Astron.* **24** 76 (2015)
205. Moiseev A V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **418** 244 (2011)
206. Khoperskov S A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **441** 2650 (2014)
207. Whitmore B C et al. *Astron. J.* **100** 1489 (1990)
208. Snaith O N et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **425** 1967 (2012)
209. Reshetnikov V, Sotnikova N *Astron. Astrophys.* **325** 933 (1997)
210. Stanonik K et al. *Astrophys. J. Lett.* **696** L6 (2009)
211. Spavone M et al. *Astrophys. J.* **714** 1081 (2010)
212. Combes F, Moiseev A, Reshetnikov V *Astron. Astrophys.* **554** A11 (2013)
213. Steiman-Cameron T Y, Durisen R H *Astrophys. J. Lett.* **263** L51 (1982)
214. Sackett P D et al. *Astrophys. J.* **436** 629 (1994)
215. Iodice E et al. *Astrophys. J.* **585** 730 (2003)
216. Khoperskov S et al., in *Multi-Spin Galaxies. Proc. of a Conf. 30 September – 3 October 2013, Napoli, Italy* (ASP Conf. Ser., Vol. 486, Eds E Iodice, E M Corsini) (San Francisco: Astron. Soc. of the Pacific, 2014) p. 221
217. Whitmore B C, McElroy D B, Schweizer F *Astrophys. J.* **314** 439 (1987)
218. Iodice E *AIP Conf. Proc.* **1240** 379 (2010)
219. Iodice E et al., in *Formation and Evolution of Galaxy Disks. Proc. of the Conf., 1–5 October, 2007, Rome, Italy* (ASP Conference Ser., Vol. 396, Eds J G Funes, E M Corsini) (San Francisco: Astron. Soc. of the Pacific, 2008) p. 483
220. Sackett P D, Pogge R W *AIP Conf. Proc.* **336** 141 (1995)
221. Brosch N et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **382** 1809 (2007)
222. Arnaboldi M et al. *Ann. New York Acad. Sci.* **675** 207 (1992)
223. Schiminovich D, van Gorkom J H, van der Hulst J M *Astron. J.* **145** 34 (2013)
224. Whitmore B C, McElroy D B, Schweizer F *Astrophys. J.* **314** 439 (1987)
225. Franx M, van Gorkom J H, de Zeeuw T *Astrophys. J.* **436** 642 (1994)
226. Cox A L, Sparke L S, in *The Minnesota Lectures on Extragalactic Neutral Hydrogen. Proc. of a Series of Lectures Presented at the University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota from 27 March 1994 to 2 June 1994* (ASP Conf. Ser., Vol. 106, Ed. E D Skillman) (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 1996) p. 168
227. van Driel W et al. *Astron. J.* **109** 942 (1995)
228. Peletier R F, Christodoulou D M *Astron. J.* **105** 1378 (1993)
229. Sparke L S et al. *Astron. J.* **137** 3976 (2009)
230. Sackett P D, Sparke L S *Astrophys. J.* **361** 408 (1990)
231. Steiman-Cameron T Y, Kormendy J, Durisen R H *Astron. J.* **104** 1339 (1992)
232. Решетников В П, Сотникова Н Я *Письма в Астрон. журн.* **26** 333 (2000); Reshetnikov V P, Sotnikova N Ya *Astron. Lett.* **26** 277 (2000)
233. Khoperskov S, Moiseev A, Khoperskov A *Memorie Soc. Astron. Italiana Suppl.* **25** 51 (2013)
234. Решетников В П, Гаген-Торн В А, Яковлева В А *Астрон. журн.* **75** (4) (1998); Reshetnikov V P, Hagen-Thorn V A, Yakovleva V A *Astron. Rep.* **42** 439 (1998)
235. Sparke L S, in *The Shapes of Galaxies and their Dark Halos. Proc. of the Yale Cosmology Workshop, 28–30 May 2001, New Haven, Connecticut, USA* (Ed. P Natarajan) (Singapore: World Scientific Publ, 2002) p. 178
236. Cox A L, Sparke L S, van Moorsel G *Astron. J.* **131** 828 (2006)
237. Belokurov V *New Astron. Rev.* **57** 100 (2013)
238. Newberg H J et al. *Astrophys. J.* **668** 221 (2007)
239. Belokurov V et al. *Astrophys. J. Lett.* **657** L89 (2007)
240. Sackett P D et al. *Astrophys. J.* **436** 629 (1994)
241. Ibata R et al. *Astrophys. J.* **671** 1591 (2007)
242. Price-Whelan A M et al. *Astrophys. J.* **794** 4 (2014)
243. Johnston K V, Law D R, Majewski S R *Astrophys. J.* **619** 800 (2005)
244. Helmi A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **351** 643 (2004)
245. Law D R, Majewski S R *Astrophys. J.* **714** 229 (2010)
246. Carlberg R G, Grillmair C J *Astrophys. J.* **768** 171 (2013)
247. Chin Y-N, Huang Y-L *Nature* **371** 398 (1994)
248. Martínez-Delgado D et al. *Astrophys. J.* **689** 184 (2008)
249. Hayashi K, Chiba M *Astrophys. J.* **789** 62 (2014)
250. van Uiter E et al. *Astron. Astrophys.* **545** A71 (2012)
251. Hoekstra H, Yee H K C, Gladders M D *Astrophys. J.* **606** 67 (2004)
252. Parker L C et al. *Astrophys. J.* **669** 21 (2007)
253. Clampitt J, Jain B *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **457** 4135 (2016); arXiv:1506.03536
254. Adhikari S, Chue C Y R, Dalal N *JCAP* (01) 009 (2015)
255. Barnabe M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **423** 1073 (2012)
256. O'Brien J C, Freeman K C, van der Kruit P C *Astron. Astrophys.* **515** A63 (2010)
257. Peters S P C et al., arXiv:1303.2463
258. Banerjee A, Jog C J *Astrophys. J. Lett.* **732** L8 (2011)
259. Banerjee A, Jog C J *Astrophys. J.* **685** 254 (2008)
260. Debattista V P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **434** 2971 (2013)
261. Kuhlen M, Diemand J, Madau P *Astrophys. J.* **671** 1135 (2007)
262. Diemand J, Kuhlen M, Madau P *Astrophys. J.* **649** 1 (2006)
263. Boylan-Kolchin M, Bullock J S, Kaplinghat M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **415** L40 (2011)
264. Garrison-Kimmel S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **444** 222 (2014)
265. Cannon J M et al. *Astron. J.* **149** 72 (2015)
266. Adams E A K et al. *Astron. Astrophys.* **573** L3 (2015)
267. Vera-Ciro C A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **428** 1696 (2013)
268. Brook C B, Di Cintio A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **453** 2133 (2015)
269. Papastergis E, Shankar F *Astron. Astrophys.* **591** A58 (2016); arXiv:1511.08741
270. Lovell M R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **420** 2318 (2012)
271. Ostriker J P, Peebles P J E *Astrophys. J.* **186** 467 (1973)
272. Debattista V P, Sellwood J A *Astrophys. J.* **543** 704 (2000)
273. Combes F *Memorie Soc. Astron. Italiana Suppl.* **25** 45 (2013)
274. Bekki K, Freeman K C *Astrophys. J. Lett.* **574** L21 (2002)
275. Masset F S, Bureau M *Astrophys. J.* **586** 152 (2003)
276. Тутуков А В, Федорова А В *Астрон. журн.* **83** 880 (2006); Tutukov A V, Fedorova A V *Astron. Rep.* **50** 785 (2006)
277. Heller C H, Shlosman I, Athanassoula E *Astrophys. J.* **671** 226 (2007)
278. Romano-Díaz E et al. *Astrophys. J. Lett.* **687** L13 (2008)
279. Butenko M, Khoperskov A, Khoperskov S *Baltic Astron.* **24** 119 (2015)
280. Koribalski B S, López-Sánchez Á R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **400** 1749 (2009)
281. Radburn-Smith D J et al. *Astrophys. J.* **753** 138 (2012)
282. Walker M G, Peñarrubia J *Astrophys. J.* **742** 20 (2011)
283. Oñorbe J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **454** 2092 (2015)
284. Burkert A *Astrophys. J.* **808** 158 (2015)
285. Wyse R F G, Gilmore G, in *Dark Galaxies and Lost Baryons, Proc. of the 244th IAU Symp., Cardiff, Wales, United Kingdom, June 25–29, 2007* (IAU Symp. Proc., Vol. 244, Eds J I Davies, M J Disney) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2008) p. 44
286. Brook C B et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **415** 1051 (2011)
287. Di Cintio A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **437** 415 (2014)

288. Governato F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **422** 1231 (2012)
289. Del Popolo A, Hiotelis N *JCAP* (01) 047 (2014)
290. Bode P, Ostriker J P, Turok N *Astrophys. J.* **556** 93 (2001)
291. Marsh D J E, Pop A-R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **451** 2479 (2015)
292. Дорошкевич А Г, Лукаш В Н, Михеева Е В *УФН* **182** 3 (2012); Doroshkevich A G, Lukash V N, Mikheeva E V *Phys. Usp.* **55** 3 (2012)
293. Semenov V et al., arXiv:1306.3210
294. Roberts M S *Astron. J.* **74** 859 (1969)
295. Tully R B, Fisher J R *Astron. Astrophys.* **54** 661 (1977)
296. Verheijen M A W *Astrophys. J.* **563** 694 (2001)
297. De Rijcke S et al. *Astrophys. J.* **659** 1172 (2007)
298. Cortesi A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **432** 1010 (2013)
299. Zaritsky D et al. *Astron. J.* **147** 134 (2014)
300. McGaugh S S *Astron. J.* **143** 40 (2012)
301. McGaugh S S, Schombert J M *Astrophys. J.* **802** 18 (2015)
302. Giovanelli R, in *Advancing the Physics of Cosmic Distances, Proc. of the IAU Symp., Beijing, China, August 27–31, 2012* (IAU Symp. Proc., Vol. 289, Ed. R de Grijs) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2013) p. 296
303. Zaritsky D *ISRN Astron. Astrophys.* **2012** 189625 (2012)
304. Aumer M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **434** 3142 (2013)
305. McGaugh S S *Astrophys. J.* **632** 859 (2005)
306. Saburova A, Del Popolo A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **445** 3512 (2014)
307. Boyarsky A et al., arXiv:0911.1774
308. Elson E C, de Blok W J G, Kraan-Korteweg R C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **404** 2061 (2010)
309. Oh S-H et al. *Astron. J.* **149** 180 (2015)
310. Lelli F et al. *Astron. Astrophys.* **584** A113 (2015)
311. Humphrey P J et al. *Astrophys. J.* **646** 899 (2006)
312. Nigoche-Netro A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **446** 85 (2015)
313. Bosma A *Astron. J.* **86** 1791 (1981)
314. Swaters R A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **425** 2299 (2012)
315. Grenier I A, Black J H, Strong A W *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **53** 199 (2015)
316. Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **536** A19 (2011)
317. Fukui Y et al. *Astrophys. J.* **796** 59 (2014)
318. Zasov A, Saburova A, Abramova O *Astron. J.* **150** 192 (2015); arXiv:1510.08924
319. Libeskind N I et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **418** 336 (2011)
320. Elmegreen B G, Struck C, Hunter D A *Astrophys. J.* **796** 110 (2014)
321. Dutton A A et al. *Astrophys. J.* **654** 27 (2007)
322. Papastergis E et al. *Astrophys. J.* **759** 138 (2012)
323. Sofue Y *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **67** 759 (2015)
324. Kassin S A, de Jong R S, Weiner B J *Astrophys. J.* **643** 804 (2006)
325. Yoshino A, Ichikawa T *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **60** 493 (2008)
326. Сабурова А С, Шалденкова Е С, Засов А В *Астрон. журн.* **86** 861 (2009); Saburova A S, Shaldenkova E S, Zasov A V *Astron. Rep.* **53** 801 (2009)
327. Moriondo G, Giovanardi C, Hunt L K *Astron. Astrophys. Suppl.* **130** 81 (1998)
328. Dicaire I et al. *Astron. J.* **135** 2038 (2008)
329. Barnes E I, Sellwood J A, Kosowsky A *Astron. J.* **128** 2724 (2004)
330. Kranz T, Slyz A, Rix H-W *Astrophys. J.* **586** 143 (2003)
331. Reyes R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **425** 2610 (2012)
332. Alam S M K, Bullock J S, Weinberg D H *Astrophys. J.* **572** 34 (2002)
333. Tumlinson J et al. *Science* **334** 948 (2011)
334. Borthakur S et al. *Astrophys. J.* **813** 46 (2015)
335. Faerman Y, Sternberg A, McKee C F, arXiv:1602.00689
336. Lynden-Bell D *Observatory* **101** 111 (1981)
337. Sandage A *Astrophys. J.* **307** 1 (1986)
338. Karachentsev I D et al. *Astrophys. J.* **782** 4 (2014)
339. Chernin A D, Emelyanov N V, Karachentsev I D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **449** 2069 (2015)
340. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **553** A101 (2013)
341. Bahcall N A, Kulier A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439** 2505 (2014)
342. Makarov D, Karachentsev I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **412** 2498 (2011)
343. Караченцев И Д *Астрофиз. бюл.* **67** 129 (2012); Karachentsev I D *Astrophys. Bull.* **67** 123 (2012)
344. Ferrarese L *Astrophys. J.* **578** 90 (2002)
345. Черепашук А М и др. *Астрон. журн.* **87** 634 (2010); Cherepashchuk A M et al. *Astron. Rep.* **54** 578 (2010)
346. Засов А В, Черепашук А М *Астрон. журн.* **90** 871 (2013); Zasov A V, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **57** 797 (2013)
347. Ильин А С, Зыбин К П, Гуревич А В *ЖЭТФ* **125** 5 (2004); Ilyin A S, Zybin K P, Gurevich A V *JETP* **98** 1 (2004)
348. Volonteri M, Haardt F, Madau P *Astrophys. J.* **582** 559 (2003)
349. Barausse E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **423** 2533 (2012)
350. Kormendy J, Ho L C *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **51** 511 (2013)
351. Sabra B M et al. *Astrophys. J.* **803** 5 (2015)
352. Kormendy J, Bender R *Nature* **469** 377 (2011)
353. Bandara K, Crampton D, Simard L *Astrophys. J.* **704** 1135 (2009)
354. Bogdán A, Goulding A D *Astrophys. J.* **800** 124 (2015)
355. Mathews W G et al. *Astrophys. J. Lett.* **652** L17 (2006)
356. Booth C M, Schaye J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **405** L1 (2010)
357. Di Matteo T et al. *Astrophys. J.* **593** 56 (2003)
358. Volonteri M, Natarajan P, Gültekin K *Astrophys. J.* **737** 50 (2011)
359. Casanellas J, Lopes I *Mod. Phys. Lett. A* **29** 40001 (2014)
360. Ghosh S, Jog C J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439** 929 (2014)
361. Harris W E, Harris G L, Hudson M J *Astrophys. J.* **806** 36 (2015)
362. Besla G, arXiv:1511.03346
363. Дремова Г Н, Тутуков А В, Дремов В В *Астрон. журн.* **87** 768 (2010); Dremova G N, Tutukov A V, Dremov V V *Astron. Rep.* **54** 704 (2010)
364. Widrow L M, Bonner G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **450** 266 (2015)
365. Kannan R et al. *Astrophys. J.* **746** 10 (2012)
366. Combes F "Gas accretion in disk galaxies", in *Structure and Dynamics of Disk Galaxies. Proc. of the Conf., 12–16 August, 2013, Petit Jean Mountain, Arkansas, USA* (ASP Conf. Ser., Vol. 480, Eds M S Seigar, P Treuhardt) (San Francisco: Astron. Soc. of the Pacific, 2014) p. 211
367. Dekel A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **435** 999 (2013)
368. Sánchez Almeida J et al. *Astron. Astrophys. Rev.* **22** 71 (2014)
369. van de Voort F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **414** 2458 (2011)
370. Ilyina M A, Sil'chenko O K, Afanasiev V L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439** 334 (2014)
371. Katkov I Yu, Kniazev A Yu, Sil'chenko O K *Astron. J.* **150** 24 (2015)

Dark matter in galaxies

A.V. Zasov^(1,2), A.S. Saburova⁽¹⁾, A.V. Khoperskov⁽³⁾, S.A. Khoperskov^(4,5)

⁽¹⁾ Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Universitetskii prosp. 13, 119992 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ Volgograd State University, Universitetskii prosp. 100, 400062 Volgograd, Russian Federation

⁽⁴⁾ Ural Federal University named after the First President of Russia B.N. Yeltsin, ul. Mira 19, 620002 Ekaterinburg, Russian Federation

⁽⁵⁾ Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, ul. Pyatnitskaya 48, 119017 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(1,2) zasov@sa.msu.ru, ⁽¹⁾ saburovaann@gmail.com, ⁽³⁾ khoperskov@volsu.ru, ^(4,5) sergeykhoperskov@gmail.com

Dark matter in galaxies, its abundance and its distribution remain a subject of long-standing discussion — against the background of the fact that neither dark matter particles nor dark matter bodies have yet been found. Experts' opinions range from "there exist a very large number of completely dark galaxies" to "nonbaryonic dark matter does not exist at all in any significant amounts". This review discusses the astronomical evidences for the existence of dark matter and its connection with visible matter as well as examining attempts to estimate its mass and distribution in galaxies from photometry, dynamics, gravitational lensing, etc. observations (the cosmological aspects of the existence of dark matter are not considered in the review). In the authors' view, the presence of dark matter in and around galaxies is a well-established fact. The review concludes with an overview of mechanisms by which a dark halo may influence intragalactic processes.

Keywords: structure of galaxies, dark matter

PACS numbers: **95.35.+d**, **98.62.Dm**, **98.62.Gq**

Bibliography — 371 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **187** (1) 3–44 (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.03.037751>

Received 15 January 2016, revised 28 February 2016

Physics–Uspekhi **60** (1) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.03.037751>