

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

Государственный астрономический институт

имени П.К. Штернберга

На правах рукописи

УДК 524.527; 524.7

Каспарова Анастасия Владиленовна

**Содержание молекулярного газа
в дисковых галактиках**

01.03.02 – Астрофизика и звездная астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н., проф.

Засов Анатолий Владимирович

Научный руководитель

д. ф.-м. н.

Чилингарян Игорь Владимирович

Москва – 2014

Содержание

Введение	6
Обзор литературы	6
<i>Количество и распределение H_2 в дисках галактик</i>	7
<i>Наблюдения молекулярного газа. Фактор конверсии</i>	7
<i>Структура молекулярной составляющей среды. Темный газ</i>	10
<i>Баланс газовых компонентов</i>	12
<i>Эволюция облаков</i>	14
Актуальность	17
Цель диссертационной работы	18
Научная новизна	19
Практическая значимость	20
Положения на защиту	21
Публикации	22
Апробация работы	24
Личный вклад	26
Структура и объем диссертации	27

Глава 1. Содержание молекулярного газа

и турбулентное давление межзвездной среды	31
1.1. Галактики с аномально высоким содержанием молекулярного водорода	31
1.1.1. Общие свойства галактик с преобладанием H_2	35
<i>Выборка галактик</i>	35
<i>Содержание HI и H_2</i>	38
<i>Полная масса газа в дисках</i>	39
1.1.2. Возможные причины высоких значений M_{H_2}/M_{HI}	40

	<i>Фактор конверсии</i>	41
	<i>Влияние окружения</i>	43
	<i>Высокое содержание пыли</i>	43
	<i>Большое время существования газа</i>	
	<i>в молекулярном состоянии</i>	46
	<i>Повышенное давление межзвездного газа</i>	48
1.1.3.	Выводы	49
1.2.	Метод оценки давления	52
1.2.1.	Выборка галактик и принимаемые параметры	54
1.2.2.	Оценка равновесного давления	58
	<i>Система уравнений</i>	58
	<i>Изменение давления вдоль радиуса галактик</i>	60
	<i>Случай нашей Галактики</i>	61
	<i>Радиальные профили давления газа</i>	64
1.3.	Степень молекуляризации газа:	
	галактики Virgo и поля	67
1.3.1.	Выборки галактик и используемые параметры	68
1.3.2.	Радиальные распределения N_2/N_I	70
	<i>Зависимость от газового давления</i>	70
	<i>Зависимость от суммарной газовой плотности</i>	73
	<i>Конверсионный фактор</i>	75
1.3.3.	Содержание межзвездного газа	76
1.3.4.	Возможные причины нарушения	
	баланса газовых компонент для галактик Virgo	79
	<i>Лобовое давление</i>	79
	<i>Статическое давление</i>	81
	<i>Особенности центральных областей дисков</i>	84
1.3.5.	Выводы	87

Глава 2. Портрет Malin 2	89
2.1. Галактики низкой поверхностной яркости.	
Введение в проблему	89
2.2. Наблюдаемые характеристики	
и используемые данные	92
2.3. Моделирование распределения спектральной энергии	94
2.4. Модель распределения массы	95
2.5. Баланс газовых компонентов $\text{HI} \longleftrightarrow \text{H}_2$	
и возможные причины его нарушения	98
2.5.1. Недооценка давления?	102
2.5.2. Ошибки оценки плотности молекулярного газа?	103
2.5.3. Темный газ?	104
2.6. Звездообразование и начальная функция масс звезд	106
2.7. Эволюционные модели галактики Malin 2	109
2.8. Ключевые результаты	113
Глава 3. Время жизни молекулярных облаков	115
3.1. Аргументы в пользу короткой временной шкалы	116
3.2. Аргументы в пользу длинной временной шкалы	118
3.2.1. Центральные области дисков	118
3.2.2. Область спиральных рукавов	119
3.2.3. Периферия дисков	119
3.2.4. Приливные структуры	121
3.3. Условия выживания облаков	123
3.3.1. Малое количество массивных звезд	123
<i>Маломассивные облака</i>	123
<i>Нестандартная начальная функция масс звезд</i>	125
3.3.2. Задержка начала звездообразования	127

3.4. Выводы	130
Заключение	131
Литература	134

Введение

Настоящая работа посвящена изучению содержания молекулярного газа в галактических дисках. Ключевым понятием в этом исследовании будет *баланс компонентов межзвездной среды* $\text{HI} \longleftrightarrow \text{H}_2$, под которым подразумевается количественное соотношение молекулярной и атомарной газовых составляющих, сильно меняющееся как в пределах одной галактики, так и от одного объекта к другому. Данная тема тесно связана со звездообразованием, первой ступенью которого и является образование молекул из HI. Мы будем касаться фактов *видимого* нарушения баланса компонентов межзвездной среды с целью диагностики условий формирования молекулярного газа в разных областях дисков галактик. Прежде чем подробно обсуждать цели и методику исследования, необходимо в общих чертах описать современные представления о структуре наиболее холодной составляющей межзвездной среды и о методах ее изучения.

Обзор литературы

Большая или, по крайней мере, значительная часть межзвездной среды заключена в облаках. Основным ее компонентом является водород в атомарной форме HI с характерными температурами внутри облаков ~ 80 К и концентрациями $\sim 10 \text{ см}^{-3}$, наблюдаемый по радиолнии 21 см. Более холодный и плотный компонент, непосредственно из которого рождаются звезды, представлен в первую очередь молекулярным водородом H_2 со средней температурой и концентрацией молекул 10 К и 10^3 см^{-3} соответственно. Важнейшими объектами исследований межзвездной среды и площадками для проверки теорий процесса звездообразования являются дисковые галактики (в большинстве случаев спиральные), обладающие большим количеством холодного межзвездного газа, концентрирующегося вблизи плоскости диска.

Количество и распределение H_2 в дисках галактик

До начала 90-х годов прошлого века из-за низкой разрешающей способности наблюдательной техники исследовались в первую очередь интегральные (или усредненные по большим площадям) характеристики молекулярной газовой составляющей. Общие представления о крупномасштабных характеристиках холодного компонента межзвездной среды обсуждались, например, в обзоре [1]. Полная молекулярная масса M_{H_2} галактик обычно лежит в диапазоне от $10^6 M_\odot$ до $10^{10} M_\odot$. Соотношение молекулярной и атомарной интегральных масс составляет в среднем около 0.15, но может варьироваться от 0.01 до 10, в зависимости от морфологического типа галактики и целого ряда других факторов [2, 3]. Принято считать, что холодный H_2 находится в более тонком, чем HI, диске с характерными толщинами от нескольких десятков парсек в центральных областях диска до сотни парсек на периферии¹. Поверхностная плотность Σ_{H_2} на масштабе килопарсек обычно меняется в пределах $1 - 50 M_\odot/\text{пк}^2$ (за исключением околядерных областей, где она может быть на порядок выше). Азимутально усредненный профиль H_2 сильно сконцентрирован к центру галактик в отличие от почти равномерного распределения HI и демонстрирует либо центральный пик, либо максимум на расстоянии нескольких килопарсек от центра (так называемое молекулярное кольцо).

Наблюдения молекулярного газа. Фактор конверсии

Из-за особенностей внутренней структуры молекулы H_2 ее непосредственные наблюдения сильно осложнены. Высокая температура возбуждения первого электронного уровня ~ 500 К в совокупности с нулевым дипольным моментом симметричной молекулы H_2 исключает целый ряд малоэнергозатрат-

¹ Хотя в последнее время появляются работы, в которых приводятся доводы в пользу равных толщин атомарного и молекулярного газовых слоев [4].

ных переходов. Вследствие этого холодный молекулярный водород наблюдают, как правило, по трассирующим молекулам (так называемым *трейсерам*), сопутствующим H_2 , таким как $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ (далее CO). Для молекулы CO переход с первого на основной электронный уровень $J(1 \rightarrow 0)$, возможный уже при температуре 5 К и относительно низкой эффективной плотности $\sim 10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$ [5], имеет длину волны 2.6 мм (115 Гц). Переходы между высокими энергетическими уровнями молекулы CO позволяют исследовать более горячие и плотные области в облаке (например, переход $J(4 \rightarrow 3)$ наблюдается при температуре 55 К и плотностях 10^5 см^{-3}), что вносит вклад в исследование непосредственно областей звездообразования.

Отдельной проблемой является определение переходного коэффициента (фактора конверсии) между интенсивностью излучения в линиях трейсеров и плотностью молекулярного водорода. В стандартном методе определения конверсионного фактора используется условие вириального равновесия: сравнивается вириальная масса молекулярного облака, полученная независимым путем, и наблюдаемая интегральная CO светимость. Независимые, используемые для калибровки, способы оценки массы молекулярных облаков включают в себя такие, как измерение UV линий поглощения на внеатмосферных инструментах, исследование редких областей H_2 , нагретых ударными волнами или излучением, наблюдаемые по вращательным и вращательно-колебательным переходам в IR диапазоне [6, 7]. Решающую роль здесь играют наблюдения нашей Галактики и ее ближайшей окрестности, где есть возможность исследовать области молекулярного газа наиболее детально [8, 9].

Естественно предположить, что конверсионный фактор должен расти с падением металличности газа. Хотя точная форма этой зависимости до сих пор остается предметом дискуссии [10], в первом приближении можно считать, что при металличностях, бóльших $12 + \log[\text{O}/\text{H}] = 8.4$ (примерно половина от солнечного значения ≈ 8.7), фактор конверсии будет меняться с металличностью

медленно, тогда как при более низких значениях Z — значительно быстрее [7].

Молекулярный газ в галактиках, вообще говоря, химически неоднороден. Области межзвездной среды, соответствующие разной плотности H_2 , имеют различный химический состав, поэтому в зависимости от того, какие трейсеры мы используем, картина *наблюдаемых* распределений газовой молекулярной среды в галактиках будет качественно меняться. Химическое расслоение значительно усложняет интерпретацию наблюдений молекулярных линий и требует применения моделей химической и динамической эволюции среды [11–13].

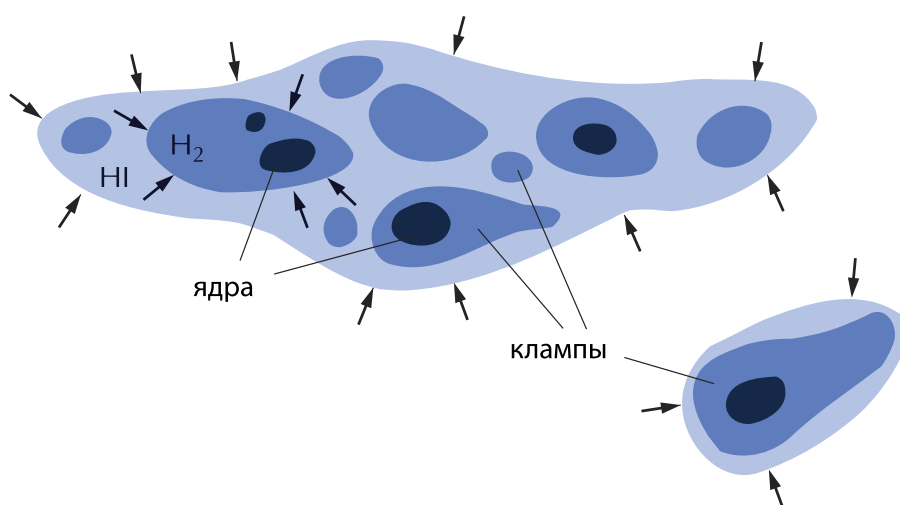


Рис. 1. Примерное строение облаков ($HI+H_2$) в межзвездной среде.

Несмотря на всю неоднозначность, наиболее распространенный метод оценки молекулярной массы в галактиках — это использование фиксированного значения фактора конверсии. Коэффициент перехода от интенсивности CO к числу молекул H_2 на луче зрения для галактик с нормальным содержанием тяжелых элементов обычно принимается равным $X \equiv N(H_2)/I_{CO} = 2 \cdot 10^{20} (K \cdot km/s)^{-1} cm^{-2}$. В настоящей работе мы будем отдельно обсуждать возможное влияние на полученные результаты неоднозначности определения конверсионного фактора.

Структура молекулярного компонента среды. Темный газ

Еще первые наблюдения молекулярной составляющей в диске нашей Галактики показали крайне сложное неоднородное ее устройство: в виде протяженных облаков (МС) без четко выраженных центров. Подробный обзор современных наблюдений молекулярных облаков можно найти, например, в работе [14]. Почти для всех ближайших галактик спектр масс молекулярных облаков с $M > (0.5 - 1) \cdot 10^5 M_{\odot}$ хорошо описывается степенным законом $N_{\text{clouds}} \propto M^{-0.7}$. Принято считать, что молекулярные облака с массами $\sim 10^5 - 10^7 M_{\odot}$, называемые гигантскими (GMC), содержат основную часть H_2 газовых дисков. Их характерные размеры составляют от нескольких десятков до нескольких сотен парсек, а средние плотности $\sim 10^2 \text{ см}^{-3}$ (см., например, [15]). Флуктуации плотности внутри облаков можно рассматривать как отдельные подструктуры: *клямпны* (clumps) с характерными размерами несколько парсек и плотностями $\sim 10^3 \text{ см}^{-3}$ и более плотные *ядра* (cores) ($\sim 0.3 \text{ пк}$ и $> 10^4 \text{ см}^{-3}$) погружены в оболочку из атомарного газа HI (рис. 1). Неоднородность структуры молекулярной среды является залогом разнообразия масс рождаемых звезд.

Важно понимать, что возможность существования универсального представления о молекулярной составляющей без учета локальных свойств газовых дисков крайне сомнительна. Физические условия межзвездной среды в различных областях галактических дисков (от центра к периферии) сильно отличаются, и разница в плотности, металличности, напряженности магнитного поля может критически сказываться на структуре молекулярных облаков. Как правило, в межоблачной среде на расстоянии порядка 5–10 кпк от центра галактик наблюдается существенное количество HI, из которого могут пополняться запасы истраченного на звездообразование H_2 , тогда как ближе к центру — практически весь газ часто бывает молекулярным [16], и механизм возобновления облаков, очевидно, должен быть несколько иным. Тем не менее, несмотря на то

что давление газа в межзвездной среде в центральных областях диска сильно возрастает, темпы звездообразования в расчете на молекулярную массу (*оцененную по CO*) мало меняются по сравнению с периферией [17], из чего можно сделать вывод, что на звездообразование (проявляющее себя по UV и H_α) важное влияние также оказывают внутренние механизмы, вероятно связанные со строением облака.

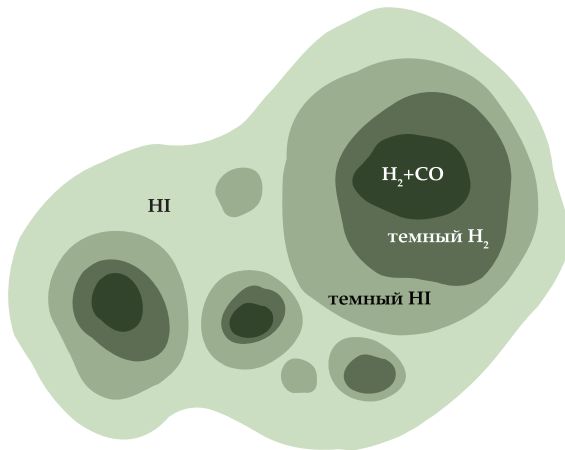


Рис. 2. Темные молекулярный и атомарный компоненты межзвездной среды.

Далеко не вся газовая среда галактических дисков видна по линиям CO и 21 см. Совсем недавно появилась возможность наблюдать так называемый *темный газ* по избыткам излучения в γ диапазоне от взаимодействия космических лучей с межгалактическим газом [18] и в FIR от пыли [19]. Теоретические предсказания наличия невидимой барионной газовой составляющей широко обсуждались в конце прошлого века (см., например, [20, 21]). Хотя первые представления о темном газе были именно как о наиболее холодной части H_2 компонента, на настоящий момент уже показано, что свой вклад в непосредственно не наблюдаемый газ вносит и темный HI [19, 22].

Невозможность прямых наблюдений для части газа можно объяснить специфическими локальными свойствами межзвездной среды. Так, например, чем

больше прозрачность межзвездной среды, тем больше доля темного H_2 [23]. Это связано с тем, что молекулы CO разрушаются излучением UV диапазона более эффективно, чем H_2 , и часть молекулярного газа перестает проявлять себя в линии CO. В свою очередь, атомарный газ становится непрозрачным при температуре < 90 К [24], тогда как оценка массы HI по линии 21 см базируется на предположении оптической толщины $\tau \ll 1$. Темный газ детектируется на промежуточных колонковых плотностях водорода и, похоже, является элементом, связывающим диффузную атомарную среду с видимыми в CO молекулярными облаками. Иными словами, у каждого облака есть темная оболочка (см. рис. 2), и чем меньше или прозрачнее облако, тем больше доля его темного газа.

Количественные оценки в солнечной окрестности показывают, что темный газ добавляет $\sim 30\%$ к массе водорода, видимого в линии HI, и $\sim 120\%$ к H_2 , детектируемому по CO. Однако, например, для Большого Магелланова Облака (LMC) учет темного газа удваивает оценку HI, найденную по линии 21 см [25, 26]. В общем случае, рассмотрение вклада темного газа является важнейшей современной задачей исследования межзвездной среды в галактиках. Это одна из интересных задач для будущей орбитальной обсерватории Миллиметрон.

Баланс газовых компонентов

В первую очередь рассмотрение молекулярного газа интересно в контексте его тесной связи со звездообразованием. Принято считать, что звезды образуются в плотных молекулярных облаках, и переход от теплого атомарного водорода к холодному молекулярному является важнейшей ступенью в этом процессе. Несмотря на то что есть теоретические работы, в которых рассматривается образование звезд непосредственно из HI [например, 27], неоспоримым является то, что в реальных галактиках распределение молодых звезд хорошо коррелирует именно с областями H_2 [28, 29]. Существует, однако, и связь звез-

дообразования с суммарной поверхностной плотностью газа $\text{HI} + \text{H}_2$ в областях, где почти нет излучения в линии CO, что говорит о важности этапа образования молекулярных облаков из HI. Последнее также заставляет задуматься о возможной недооценке количества H_2 в областях слабого звездообразования.

Условия перехода от молекулярного газа к атомарному и обратно рассматривались различными авторами (см. [30–32] и ссылки в этих статьях). Очевидно, образование молекул зависит как от плотности и давления газа, так и от UV потока, разрушающего молекулы. В одной из своих работ Эльмегрин предположил, что доля молекулярного газа пропорциональна $P^{2.2}/j$, где P — давление газа, а j — интенсивность UV излучения [31]. Позднее Блитц и Росоловский обнаружили, что количество молекулярного и атомарного газа уравнивается при строго определенном значении звездной поверхностной плотности, и отсюда сделали вывод, что именно гидростатическое давление должно быть ключевым параметром, отвечающим за рост доли H_2 в дисках галактик [33]. В подтверждение этого была найдена эмпирическая корреляция между радиальными распределениями отношения газовых поверхностных плотностей $\eta \equiv \Sigma_{\text{H}_2}/\Sigma_{\text{HI}}$ и турбулентного давления межзвездного газа $\eta(P) \propto P^{0.92}$ [34]. Эта зависимость, вообще говоря, не очевидна и существует несмотря на то, что часть межзвездной среды находится в диффузной форме, а часть — в форме самогравитирующих облаков. Своего рода конкуренцию зависимости $\eta(P)$ может составить численная модель, которую предложил Крумхольц с соавторами в работе [35]. По их мнению, за баланс между HI и H_2 отвечает не столько давление, сколько полная² поверхностная плотность межзвездного газа $\Sigma_{\text{gas}} = \Sigma_{\text{H}_2} + \Sigma_{\text{HI}}$ и его металличность Z . Это следует из того, что молекулы H_2 эффективнее образуются на поверхности пылинок, которых больше при высокой металличности, а толща межзвездного газа, в свою очередь, экранирует H_2 от разрушающего

² Часто при расчете полной массы и поверхностной плотности межзвездного газа путем домножения на коэффициент ≈ 1.4 учитывается содержание гелия.

действия UV излучения. Для обычных галактик зависимости $\eta(P)$ и $\eta(\Sigma_{gas}, Z)$ показывают одинаково хорошую корреляцию [35], однако для ряда объектов соотношение газовых компонентов может быть удовлетворительно объяснено лишь в рамках одного из подходов [36]. Поскольку описанные две зависимости подразумевают разные ключевые факторы, влияющие на баланс $\text{HI} \longleftrightarrow \text{H}_2$, то представляет интерес их *тестирование* для выборок галактик с особыми условиями в газовых дисках или, к примеру, в различных окружениях, и это одна из наиболее важных задач, рассматриваемых в данной диссертации.

Эволюция облаков

Представление о каждом звене цепочки $\text{HI} \longleftrightarrow \text{H}_2 \longrightarrow$ звезды во многом определяется общей концепцией образования облаков в межзвездной среде. В последнее десятилетие наблюдается изменение точки зрения: от квазистатического процесса, в результате которого образуются гравитационно-связанные облака, к облакам, быстро возникающим на пересечении турбулентных потоков межзвездной среды [37]. Обусловлено это в первую очередь попыткой объяснить наблюдаемый факт редкости беззвездных молекулярных облаков [38–40]. И в самом деле не обязательно предполагать для целого облака условие связанности: вполне достаточно, чтобы самогравитировали лишь его наиболее плотные части (клампы и ядра), что помогает объяснить *наблюдаемую* низкую эффективность звездообразования [41, 42]. В рамках такого представления молекулярные облака должны обладать достаточно коротким временем жизни $\sim 10^7$ лет, поскольку сразу после образования облака начинают рождаться массивные звезды, которые быстро разрушают облако и переводят оставшийся газ в атомарную и ионизованную форму (из-за отклика на звездообразование — *stellar feedback*). В современных численных моделях межзвездной среды используется преимущественно именно такая парадигма.

Несмотря на все плюсы подобного представления, остается немало необъясненных фактов. Во-первых, до сих пор предметом обсуждения является источник, способный поддерживать необходимую турбулентность, препятствующую коллапсу облака. По всем оценкам, турбулентные движения будут затухать на временах порядка $2 - 4 \cdot 10^6$ лет [43]. Во-вторых, существует целый ряд наблюдательных фактов, говорящих о возможности долгого времени жизни молекулярных облаков (подробно см. Главу 3 диссертации).

Помимо численного, используют еще один способ построения модели эволюции молекулярных облаков — с опорой на наблюдательные данные. Облака, наблюдаемые по линиям молекулы CO, показывают хорошую корреляцию с областями HII и молодыми звездными скоплениями [44]. По наличию индикаторов образования массивных звезд гигантские молекулярный облака (GMC) можно разделить на три класса: I тип облаков не имеет признаков массивных O-звезд; с облаками II типа связаны только небольшие HII-области; для III типа характерны и молодые звездные скопления, и обширные HII-области [45, 46]. Интерпретировать разделение облаков можно как минимум двумя способами.

Во-первых, это могут быть *генетически* связанные классы, демонстрирующие этапы эволюции облака во времени от I к III типу, что накладывает жесткие ограничения на время жизни облаков [47]. Если предположить, что время нахождения на каждой стадии пропорционально количеству облаков на этой стадии, то суммарный возраст облака не будет превышать $2 - 3 \cdot 10^7$ лет [14]. Такие оценки хорошо согласуются с описанными выше результатами моделей турбулентных потоков.

Однако есть и другая возможность объяснения наблюдений: выделенные типы облаков могут представлять собой последовательность масс (и/или структурных особенностей) облаков. Вообще говоря, нужно помнить, что в описанном выше подходе обычно имеют дело только с облаками сравнительно больших масс $> 0.5 \cdot 10^5 M_{\odot}$, наблюдаемых по линии CO, и признаками *массивного* звезд

дообразования. В то же время важным фактором должна являться структура звездообразующего облака. К примеру, результаты моделирования эволюции отдельно взятого клампа свидетельствуют о том, что распределение его плотности может повлиять на спектр масс рождаемых звезд: так, при условии пологого профиля плотности вероятность рождения массивной звезды значительно ниже, чем нескольких маломассивных [48]. В наблюдательной работе [49] при сравнении двух облаков с одинаковыми массами была найдена разница в облачной структуре между звездообразующим и не-звездообразующим GMC с одинаковыми массами (оцененными по ^{13}CO)³: в первом случае клампы более плотные, а во втором — больше гравитационно несвязанных клампов.

С ростом чувствительности наблюдательной техники появляется все больше данных, подтверждающих необходимость учета маломассивных облаков. Исследование M 51 в линии CO показало наличие в рукавах гигантских молекулярных ассоциаций (GMA) с массами $\sim 10^7 - 10^8 M_{\odot}$, в то время как в межрукавном пространстве нашлось существенное количество MC с меньшими массами [50]. Причем эти наблюдения в совокупности с найденными *шпуррами* (темными филаментами позади спирального рукава, чья полная масса по [51, 52] как раз $10^7 - 10^8 M_{\odot}$) говорят о вероятном процессе фрагментации GMA на облака меньших масс после прохождения спиральной волны. В этом исследовании M 51 с учетом предела разрешения приборов на облака с массами $> 10^5 M_{\odot}$ приходится только 36% излучения в линии CO, а остальной газ должен находиться в менее массивных неразрешаемых облаках.

Подобные наблюдения заставляют задуматься над двумя вопросами, поднимаемыми во второй и третьей главах данной диссертации: действительно ли молекулярные облака живут время, сопоставимое с динамическим, и насколько значимая доля межзвездной среды не попадает в поле зрения при наблюдениях в линиях CO и 21 см?

³ В отличие от ^{12}CO в линии ^{13}CO облако прозрачно.

Актуальность

В условиях большого количества исследований, направленных на изучение межзвездной среды, необходимо четкое понимание принятых упрощающих предположений, используемых для анализа и интерпретации численных и наблюдательных данных. К настоящему моменту все еще не существует достаточно полных моделей, способных объяснить все доступные наблюдаемые явления в межзвездном газе. Видимые противоречия затрудняют построение согласованной картины как эволюции галактик вообще, так и межзвездной среды в частности. Так, одним из известных наблюдательных фактов, трудно объяснимых в широко применяемой сейчас турбулентной модели образования короткоживущих молекулярных облаков, является наличие звездообразования в областях с экстремально низкими средними плотностями газа, не достаточными для крупномасштабной гравитационной неустойчивости, и обнаружение СО-излучения вне дисков галактик. Удивительно также существование достаточно обширных областей в дисках галактик, где доля молекулярного газа по отношению к атомарному многократно превышает средние значения. В свете этого актуальными задачами являются выявление причин, приводящих к наблюдаемому избытку молекулярного газа, и исследование баланса газовых компонентов $\text{HI} \longleftrightarrow \text{H}_2$ в областях низкой плотности межзвездной среды: на перифериях дисков обычных галактик и в галактиках низкой поверхностной яркости (LSB), где звездообразование продолжается, хотя и на слабом уровне.

Отдельной темой, представляющей сейчас большой интерес, является исследование эволюции галактик в космологическом контексте. Знаковыми объектами здесь являются галактики низкой поверхностной яркости. Причина этого — в предполагаемом определяющем вкладе темного гало на всех расстояниях от центра, что дает возможность *непосредственного* изучения профиля темной материи, поэтому актуальнейшей темой является исследование происхождения

и эволюции подобных объектов. Причем в отношении образования маломассивных LSB галактик в слабонаселенных регионах Вселенной (*войдах*) исследователи пришли к относительному согласию, однако существуют и гигантские LSB галактики, для которых обсуждается одновременно несколько альтернативных сценариев происхождения.

Цель диссертационной работы

Главной целью работы является исследование баланса между атомарным и молекулярным компонентами межзвездной среды в дисковых галактиках и выявление причин, отвечающих за нарушение равновесия между процессами перехода от H_2 к HI и обратно и приводящих к наблюдаемому избытку молекулярного газа. Это подразумевало решение ряда конкретных задач:

- В первую очередь были необходимы анализ статистических данных по интегральным характеристикам межзвездной среды для представительной выборки галактик и выделение объектов, демонстрирующих нетипично высокие относительные содержания молекулярного газа. Это позволило ограничить круг возможных причин нарушения газового баланса.
- В целях исследования особенностей радиальных распределений относительного содержания компонентов HI и H_2 в газовых дисках галактик необходимо было разработать метод оценки газового турбулентного давления (значимость которого периодически упоминается в литературе), учитывающих такие важные факторы, как самогравитация газа и влияние гало темной материи. Задача подразумевала тестирование полученного метода и анализ чувствительности результатов к входящим параметрам на примере выборки хорошо изученных объектов ближней Вселенной.

- Поставленная цель предполагала поиск галактик с измеренными радиальными профилями газовых плотностей, выделяющихся высоким относительным содержанием молекулярного водорода, к которым можно было применить разработанную нами методику оценки давления для анализа причин аномалий.
- Выполнение перечисленных выше этапов позволило приступить к ключевому вопросу: изучению факторов, влияющих на баланс газовых компонентов межзвездной среды, внешних, связанных с эффектом окружения галактик, и внутренних, таких как особенность структуры молекулярной составляющей дисков.

Научная новизна

- В ходе исследования впервые был проведен подробный статистический анализ имеющихся наблюдательных данных по содержанию газа и другим характеристикам для выборки галактик с аномально высоким содержанием молекулярного водорода.
- Создан новый пакет программ в среде MATLAB для получения самосогласованной оценки профилей газового турбулентного давления межзвездной среды в галактиках с учетом изменения толщины звездного диска, самогравитации газа и влияния гало темной материи.
- Впервые показана значимость влияния на баланс газовых компонентов на периферии дисков галактик скопления не только динамического (лобового) давления межгалактического газа, но и его статического давления.
- Было показано, что модель Крумхольца и др. [35], объясняющая резкое падение относительного содержания H_2 к HI на периферии дисков галактик

недостаточным экранированием молекул от UV излучения, не работает для ряда галактик скопления Virgo с дефицитом HI и гигантской LSB галактики Malin 2.

- Впервые обоснована некатастрофическая модель происхождения и эволюции уникальной гигантской галактики низкой поверхностной яркости Malin 2, включающая в себя объяснение *видимого* нарушения баланса газовых компонентов в ее диске.

Практическая значимость

- Результаты исследования показали, что для объяснения относительного содержания газовых компонентов межзвездной среды в галактиках скопления Virgo более информативно работать в терминах газового турбулентного давления. Такой подход дает возможность оценивать влияние лобового и статического давления межгалактической среды на периферию газового диска.
- Разработанный пакет программ по расчету газового турбулентного давления позволит в будущем делать оценки этой величины для больших выборок галактик в полуавтоматическом режиме, в том числе и при использовании карт наблюдаемых дисперсий скоростей звезд и газа.
- Предложенное объяснение высокой доли молекул в диске галактики Malin 2, связанное с возможным присутствием большого количества так называемого *темного газа*, может быть также использовано для анализа условий звездообразования на перифериях дисков обычных галактик и в дисках низкой яркости.

- Модель некатастрофического происхождения одной из гигантских галактик низкой поверхностной яркости приводит к необходимости постановки вопроса о разработке нового подхода к эволюции LSB галактик.

Положения, выносимые на защиту

1. На основе анализа свойств спиральных галактик с высоким интегральным отношением масс молекулярного и атомарного компонентов межзвездной среды $M_{\text{H}_2}/M_{\text{HI}} > 2$ показано, что аномально высокое содержание молекулярного газа в них может быть объяснено эффективным процессом перехода $\text{HI} \rightarrow \text{H}_2$ и более длительной продолжительностью существования газа в молекулярной форме.
2. Впервые выполнен расчет азимутально усредненных радиальных профилей объемных плотностей в плоскости диска, шкал высот звездного, атомарного и молекулярного компонентов и турбулентного давления межзвездной среды для представительной выборки из 37 спиральных галактик, в том числе для 18 членов скопления Virgo и нашей Галактики в рамках самосогласованной осесимметричной модели равновесного диска с учетом гравитации темного гало и самогравитации газа. Подтверждено существование связи турбулентного газового давления с относительной плотностью молекулярного газа.
3. Получен вывод о том, что степень молекуляризации газа на периферии дисков галактик скопления Virgo не может быть объяснена наблюдаемой суммарной газовой плотностью и повышенной металличностью: необходимо принимать во внимание лобовое и статическое давление межгалактического газа и низкую эффективность перехода $\text{H}_2 \rightarrow \text{HI}$, приводящие к росту молекуляризации газа.

4. Аргументирован вывод о том, что облака молекулярного газа, в первую очередь в областях пониженной плотности межзвездной среды, при определенных условиях должны иметь продолжительность существования не менее 10^8 лет, что на порядок и более превышает обычно принимаемые значения для гигантских молекулярных облаков.
5. На основе анализа спектральных наблюдений и данных о содержании молекулярного газа в уникальной гигантской галактике низкой поверхностной яркости Malin 2 сделан вывод об особенностях структуры ее газовой среды и о вероятном наличии ненаблюдаемого *темного газа* в диске. Аргументирована некатастрофическая модель образования и эволюции этой галактики.

Публикации

Статьи, опубликованные в рецензируемых журналах:

1. Kasparova A., Saburova A., Katkov I., Chilingarian, I. and Bizyaev D., *The portrait of Malin 2: a case study of a giant low surface brightness galaxy*, **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, 2014, Vol. 437, Issue 4, pp. 3072–3086;
2. Каспарова А. В., *Атомарная и молекулярная газовые компоненты в спиральных галактиках скопления Девы*, **Письма в астрономический журнал**, 2012, том 38, No 2, с. 83–94;
3. Каспарова А. В. и Засов А. В., *Давление равновесной межзвездной среды в галактических дисках*, **Письма в астрономический журнал**, 2008, том 34, No 3, с. 174–184;

4. Каспарова А. В. и Засов А. В., *Галактики с аномально высоким содержанием молекулярного водорода*, **Астрономический журнал**, 2006, том 83, No 8, с. 703–715.

Статья, выложенная в архив препринтов astro-ph:

11. Kasparova A., Zasov A., *On the possibility of the long lifetime of molecular clouds*, arXiv:1210.5738;

Статьи в сборниках трудов конференций:

5. Каспарова А., Сабурова А., Катков А., Чилингарян И., Бизяев Д., *Портрет Malin 2*, HEA–2013: Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра, 23–26 декабря 2013, ИКИ РАН;
6. Saburova A. S., Kasparova A. V., Katkov I. Y. et al., *On the general structure of giant low surface brightness galaxy Malin 2*, IAU Symposium Ed. by D. Thomas, A. Pasquali, I. Ferreras., vol. 295 of IAU Symposium, 2013, p. 236;
7. Kasparova A., *Atomic and molecular gas components in spiral galaxies of the Virgo cluster*, Fifty years of Cosmic Era: Real and Virtual Studies of the Sky. Conference of Young Scientists of CIS Countries, Ed. by A. M. Mickaelian, O. Y. Malkov, N. N. Samus, 2012, pp. 175–180;
8. Kasparova. A. V., *The features of gas component in spiral galaxies of the Virgo cluster*, JENAM-2011: European week of astronomy and space science, Saint Petersburg, Russia, July 4–8, 2011, p. 140;
9. Засов А. В., Каспарова А. В., *Равновесное давление и относительная масса молекулярного газа в дисках галактик*, труды конф. Субпарсекковые структуры в МЗС, изд. РСЭИ, 2010, под ред. Н. Г. Бочкарева и Ю. А. Щекинова, стр. 23–37;

10. Каспарова А. В., Засов А. В., *Давление равновесной межзвездной среды в галактических дисках*, труды Всероссийской астрономической конференции “ВАК-2007”, изд. Казанского государственного университета, 2007, под ред. Сахибуллина Н. А., Нефедьева Ю. А., Ишмухаметова М. Г., стр. 407–408;

Апробация работы

- Доклады на международных конференциях:

1. XXVIII General Assembly IAU, 20–31 aug 2012, Beijing, China, *On the general structure of giant low surface brightness galaxy Malin 2*, Saburova A., Kasparova A., Katkov I., Chilingarian I. and Bizyaev D. (постер);
2. Fifty years of Cosmic Era: Real and Virtual Studies of the Sky. Conference of Young Scientists of CIS Countries, 21-25 Nov 2011, Yerevan, Armenia, *Atomic and molecular gas components in spiral galaxies of the Virgo cluster*, Kasparova A. (устный доклад);
3. JENAM-2011: European week of astronomy and space science, Saint Petersburg, Russia, July 4-8, 2011, *The features of gas component in spiral galaxies of the Virgo cluster*, Kasparova A. V. (постер);
4. JENAM-2011: European week of astronomy and space science, Saint Petersburg, Russia, July 4-8, 2011, *The giant low surface brightness galaxy Malin2: general structure and molecular gas content*, A. Saburova, A. Kasparova, I. Katkov and I. Chilingarian (постер);
5. “Dynamics and evolution of disc galaxies”, Moscow-Pushchino, Russia, May 31-June 04, 2010, *The features of gas components in spiral galaxies of the Virgo cluster*, Kasparova A. V. (постер).

- Доклады на всероссийских конференциях:
 1. Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра, Москва, 23–26 декабря 2013, *Портрет Malin 2*, Каспарова А. В., Сабурова А. В., Катков И. Ю., Чилингарян И. В. и Бизяев Д. В. (постер);
 2. Конференция “Галактики привычные и неожиданные”, Ростов-на-Дону, 6–8 мая 2013, *О структуре Malin 2*, Каспарова А. В., Сабурова А. В., Катков И. Ю., Чилингарян И. В. и Бизяев Д. В. (доклад);
 3. Мини-симпозиум “Научная программа миссии Миллиметрон”, 10 апреля 2013, Пущино, *Холодный газ и пыль в далеких от центра областях галактических дисков*, Засов А. В., Каспарова А. В. (доклад);
 4. XXIX конференция “Актуальные проблемы внегалактической астрономии”, Пущино, 17–19 апреля 2012, *Атомарная и молекулярная газовые компоненты в спиральных галактиках скопления Virgo*, Каспарова А. (доклад);
 5. Конференция “Астрономия в эпоху информационного взрыва: результаты и проблемы”, Москва, 28.05–01.06.2012, *О возможности большого времени жизни молекулярных облаков*, Каспарова А. В., Засов А. В. (доклад);
 6. XXV конференция “Актуальные проблемы внегалактической астрономии”, Пущино, 22–24 апреля 2008 г., *Давление равновесной межзвездной среды в галактических дисках*, Каспарова А. В. (доклад);
 7. Всероссийская астрономическая конференция “Космические рубежи XXI века”, Казань, 17–22 сентября 2007, *Давление равновесной межзвездной среды в галактических дисках*, Каспарова А. В., Засов А. В. (доклад);
 8. Конференция “Субпарсековые структуры в МЗС”, Москва, 4–5 июля

2007 г., *Равновесное давление и относительная масса молекулярного газа в дисках галактик*, Засов А. В., Каспарова А. В. (доклад);

9. XXII конференции “Актуальные проблемы внегалактической астрономии”, Пущино, 16–18 июля 2005 г., *Свойства галактик с преобладанием молекулярного газа*, Каспарова А. В., Засов А. В. (доклад).

- Выступления на астрофизических семинарах: отдела внегалактической астрономии (СОВА) ГАИШ МГУ (06.04.2012, 15.11.2012, 19.11.2012 и др.), ВолГУ, НИВЦ МГУ, молодежных научных семинарах ИНАСАН и ГАИШ МГУ.

Личный вклад

Соискатель в равной степени с другими соавторами участвовал в постановке задач и формулировке выводов из проделанной работы. Автором диссертации был проведен статистический анализ характеристик галактик выборки с аномально высоким содержанием молекулярного газа. Соискатель самостоятельно разработал пакет программ, используемый для исследования баланса газовых составляющих, позволяющий оценивать толщины, объемные плотности компонентов дисков галактик и газовое давление. Исследование межзвездной среды галактик скопления Virgo целиком проведено автором диссертации. В работе, посвященной гигантской галактике Malin 2 автору принадлежит анализ причин видимого нарушения баланса газовых компонентов, особенностей звездообразования и вероятной эволюционной модели галактики. Идея о возможности долгого времени жизни молекулярных облаков принадлежит А. В. Засову, работа над доказательной базой и приведенные в диссертации оценки сделаны нами совместно. Подготовка к публикации полученных результатов всех статей проводилась совместно с соавторами.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 150 страниц, включая 24 рисунка и 8 таблиц. Список используемой литературы включает 241 наименование на 17 страницах.

Во **введении** приведен обзор научных источников по рассматриваемой проблеме, обсуждаются актуальность работы, цели и задачи исследования, новизна, научная и практическая ценность полученных результатов. Также формулируются положения, выносимые на защиту, и приводится список работ, в которых опубликованы основные результаты диссертации.

Глава 1 посвящена исследованию баланса газовых компонентов в межзвездной среде и разделена на три смысловые части.

В первой части этой главы рассматривается выборка галактик из каталога межзвездной среды Беттони с соавторами (CISM) [53] с аномально высокими оценками соотношения масс газовых компонентов $M_{\text{H}_2}/M_{\text{HI}} > 2$. Анализ данных показал, что объекты выборки не имеют больших систематических отличий от других галактик каталога тех же морфологических типов по фотометрическим характеристикам, по скорости вращения и содержанию пыли, а также по интегральной массе газа для галактик с тем же угловым моментом диска. Последнее говорит о том, что избыток H_2 связан с молекуляризацией HI , а не с потерей HI или аккрецией дополнительного холодного газа извне. Среди галактик, имеющих оценки M_{H_2} в CISM, чаще встречаются объекты с барами и активными ядрами. Для нескольких объектов выборки высокое значение $M_{\text{H}_2}/M_{\text{HI}}$ связано с переоценкой M_{H_2} , возможно, из-за низкого фактора конверсии. В этом разделе первой главы аргументируется предположение о том, что причинами молекуляризации основной массы газа могут являться повышенная сконцентрированность газа во внутренних областях галактических дисков и связанные с этим факторы: высокое давление газа и относительно низкая эффективность звездо-

образования $M_{\text{H}_2}/L_{\text{FIR}}$, которая может свидетельствовать о более длительном нахождении газа в молекулярной форме. Показана необходимость изучения локальных (не усредненных по всему диску галактики) характеристик межзвездной среды для объяснения нарушения газового баланса.

Во второй части первой главы приводится методика оценки профилей газового турбулентного давления в рамках трехкомпонентной осесимметричной модели (звезды, HI и H₂) для ряда хорошо изученных близких галактик. Для этой цели решается самосогласованная система уравнений с учетом собственной гравитации газа и наличия псевдоизотермического темного гало, при этом на выходе получаются профили объемных плотностей и толщин дисков всех компонентов. Входными данными модели являются параметры гало, радиальные профили поверхностных плотностей компонентов диска и дисперсии турбулентных скоростей, которые для HI и H₂ считаются фиксированными, а для звездного диска — соответствующими его граничной гравитационной устойчивости. В качестве альтернативы рассматривается также модель с постоянной толщиной звездного диска. Проводится сравнение с широко используемым упрощенным способом оценки давления. Исследование чувствительности полученного метода к входящим параметрам на примере галактики M 33 показало, что результат сильнее всего реагирует на вариации звездной дисперсии скоростей.

Отдельный интерес представляло применение описанной выше методики для галактик скоплений, поскольку учет влияния самогравитации газа и темного гало особо заметен на периферии дисков, наиболее подверженной влиянию окружения. В третьей части этой главы в рамках двух подходов [34, 35] исследовалось соотношение молекулярного и атомарного газа в 18 галактиках скопления Virgo в сравнении с 12 галактиками поля. Члены скопления обладают, в среднем, более высокой долей молекулярного газа по отношению к атомарному $\eta \equiv \Sigma_{\text{H}_2}/\Sigma_{\text{HI}}$ для данных значений равновесного турбулентного давления P , которая не может быть объяснена наблюдаемой низкой суммарной поверхностной

газовой плотностью и несколько повышенной металличностью в их дисках.

Было показано, что для большей части галактик Virgo наблюдаемую повышенную долю H_2 на периферии дисков можно объяснить тем, что молекулярный газ образовался тогда, когда HI еще не был выметен лобовым (динамическим) давлением межгалактической среды скопления. Причем избыток H_2 по сравнению с HI означает, что временная шкала разрушения/расходования молекулярных облаков не меньше характерного времени движения галактики сквозь плотную область скопления. Было также аргументировано, что для четырех галактик Virgo вероятными причинами высокой доли H_2 в центрах их дисков могут являться либо лобовое давление при специфических параметрах их траектории движения, либо наличие бара, приводящие к сильному сжатию газа и его молекуляризации. Только для этих объектов высокая относительная доля молекулярного газа может быть связана с низкими темпами звездообразования. Также показано, что несколько галактик, помимо лобового, могли испытывать и действие статического давления межгалактической среды, приведшее к наблюдаемому резкому возрастанию доли H_2 на самой периферии их дисков.

Глава 2 посвящена исследованию галактики низкой поверхностной яркости (LSB) Malin 2, являющейся своеобразным вызовом *стандартной* теории эволюции галактик, поскольку огромная масса $\sim 2 \cdot 10^{12} M_\odot$ этой *дисковой* галактики должна была сформироваться без каких-либо больших слияний (major merging) в прошлом. Идея исследования состоит в создании согласованной картины этой экзотической галактики с использованием новых оптических мультиспектральных фотометрических и спектроскопических наблюдений на обсерватории Апач Пойнт (Apache Point observatory), архивных данных Gemini и фотометрических обзоров. Для этой цели была построена модель распределения массы Malin 2, оценены вклад темного гало и его свойства (крайне низкая центральная плотность $\simeq 0.003 M_\odot/\text{пк}^3$ и огромный радиус ядра 27.3 кпк в модели псевдоизотермической сферы), приобретенные еще до формирования дисковой

подсистемы этой галактики. Еще одним из уникальных свойств этой гигантской галактики является *видимое* нарушение баланса в межзвездной среде, а именно: избыток молекулярного газа по отношению к атомарному для данных величин газового турбулентного давления. Этот факт можно объяснить наличием значительной доли *темного газа*, ненаблюдаемого в линиях CO и 21 см. Также мы не нашли оснований считать для этой галактики звездную начальную функцию масс нестандартной. Результаты проведенного нами анализа данных говорят о том, что особенности галактики Malin 2 можно объяснить ее массивным и разреженным темным гало и нет необходимости привлекать дополнительные катастрофические сценарии, часто рассматриваемые для объяснения природы гигантских LSB галактик.

В **Главе 3** приведены аргументы в пользу того, что существенная доля молекулярных облаков может избегать разрушения по крайней мере 10^8 лет или даже дольше, хотя обычно предполагается, что время жизни молекулярных облаков не превышает $3 \cdot 10^7$ лет вследствие отклика на звездообразование (stellar feedback). Факты, это поддерживающие, включают в себя присутствие молекулярного газа в на перифериях дисков при низкой плотности газа и звездообразование в приливных структурах и межгалактическом пространстве. Было показано, что молекулярное облако может быть долгоживущим в случае низкой вероятности рождения массивных звезд, если облако имеет небольшую массу или нестандартную (top-light) начальную функцию масс звезд. Еще одна возможность объяснения долгоживучести — это замедление фазы сжатия облака магнитным полем, держащим его в докритическом состоянии до тех пор, пока амбиполярная диффузия не ослабит магнитный поток. Было показано, что магнитное поле может играть существенную роль для облаков разреженного *темного газа*, невидимого в линиях CO.

В **заключении** обсуждаются основные результаты диссертации и дальнейшие перспективы исследований.

Содержание молекулярного газа и турбулентное давление межзвездной среды

1.1. Галактики с аномально высоким содержанием молекулярного водорода

Наиболее плотный и холодный компонент межзвездной среды — молекулярный водород H_2 — наблюдается в дисковых галактиках всех типов. Масса и плотность молекулярного газа определяют темп и эффективность звездообразования. Несмотря на важнейшую роль, которую играет молекулярный газ в галактиках, факторы, определяющие его количество по отношению к нейтральному газу H I , остаются недостаточно изученными. Как показывают имеющиеся оценки, отношение интегральных масс газовых компонентов $\xi \equiv M_{\text{H}_2}/M_{\text{H I}}$ для абсолютного большинства спиральных галактик существенно меньше единицы. Согласно работе [2], значение ξ в среднем близко к 0.2, тогда как авторы статьи [3] получили среднее значение $\xi = 0.14$ для выборки из 266 галактик различных морфологических типов и светимостей. Однако встречаются спиральные галактики, которые обращают на себя внимание аномально высокими оценками отношения ξ , превышающими 2 или даже 3 (что на порядок выше среднего). В данном разделе мы анализируем особенности галактик с преобладанием молекулярного газа и возможные причины, приводящие к высоким значениям ξ .

В качестве исходных данных был использован каталог “A new catalogue of ISM content of normal galaxies” (CISM) [53], который содержит информацию о межзвездной среде для почти двух тысяч *нормальных* галактик, более 300 из которых имеют оценки массы молекулярного газа. К нормальным галакти-

п	Галактика	Тип	Рассл. Млк	$\log(R_o)$ Клк	L L_{\odot}	$\log(D_{25})$ Клк	$\log(M_{dust})$ M_{\odot}	$\log(M_{HI})$ M_{\odot}	$\log(M_{H_2})$ M_{\odot}	$\log(V_{rot})$ км/с	$(U - B)_c$	$(B - V)_c$	Прим.
1	NGC23	1.2	67	0.57	10.78	1.56	7.14	9.95	10.27	2.45	—	0.72	B
2	NGC142	3.0	113	—	10.64	1.53	7.04	9.73	10.16	2.10	—	—	B
3	NGC695	-2.0	140	—	11.15	1.31	7.64	10.36	10.81	2.45	—	—	
4	NGC828	1.0	78	—	10.88	1.82	7.69	10.15	10.75	2.48	0.32	0.79	
5	NGC972	2.0	23	0.53	10.35	1.34	6.95	9.13	9.75	2.19	0.07	0.66	
6	NGC1022	1.1	19	0.26	9.94	1.16	6.13	8.53	9.24	2.02	0.20	0.69	B
7	NGC1482	-0.9	24	—	9.72	1.19	6.58	8.89	9.68	2.13	-0.01	0.86	
8	UGC2982	5.6	75	—	10.75	1.25	7.28	10.14	10.47	2.32	—	—	B
9	IC2040	-1.0	16	—	9.06	0.81	5.04	8.23	8.73	1.74	—	—	
10	NGC1819	-2.0	63	—	10.49	1.46	6.91	9.51	10.13	2.25	—	—	B
11	NGC2146	2.3	16	—	10.42	1.42	6.80	9.67	10.06	2.30	0.18	0.65	B
12	NGC2775	1.6	19	—	10.46	1.40	6.89	8.66	9.49	2.49	0.32	0.83	
13	NGC3032	-1.9	24	0.30	9.66	1.09	5.79	8.22	8.91	2.27	0.09	0.63	B
14	NGC3147	3.9	44	—	11.02	1.74	7.51	10.21	10.60	2.54	—	0.77	
15	NGC3504	2.1	24	0.40	10.30	1.26	6.52	8.78	9.70	2.25	-0.03	0.67	B
16	NGC3683	5.0	28	0.18	10.17	1.17	6.76	9.32	9.66	2.27	—	—	B
17	NGC3758	2.7	129	—	10.63	1.31	6.89	9.47	9.90	2.43	—	—	
18	NGC3860	2.0	81	—	10.48	1.44	7.01	9.22	9.54	2.41	0.25	0.68	
19	CGCG157-46	3.0	96	—	10.16	1.38	6.73	9.03	9.47	—	—	—	
20	NGC3953	4.0	18	0.59	10.63	1.61	7.26	9.41	9.96	2.35	0.12	0.68	B
21	NGC3993	3.1	71	—	10.54	1.53	—	9.80	10.61	2.24	—	—	
22	NGC4064	1.4	15	—	9.81	1.24	5.54	7.96	8.48	1.90	0.09	0.67	B
23	UGC07064	3.3	109	—	10.62	1.44	7.63	9.60	10.21	2.42	-0.02	0.60	B
24	NGC4102	3.0	15	—	9.94	1.14	6.36	8.75	9.37	2.23	—	—	B
25	MCG5-29-45	3.2	112	—	10.55	1.42	6.74	9.87	10.78	1.97	-0.51	0.17	B, VV
26	NGC4245	0.1	15	0.30	9.65	1.12	5.46	7.80	8.35	2.12	0.43	0.85	B
27	NGC4274	1.7	16	0.63	10.20	1.52	6.32	8.96	9.31	2.37	0.35	0.83	B
28	NGC4298	5.2	18	0.38	10.10	1.18	6.83	8.99	9.48	2.10	—	0.61	V
29	NGC4310	-1.0	15	—	9.05	0.97	5.35	7.88	8.31	1.90	—	—	B
30	NGC4314	1.0	16	-0.06	10.11	1.27	5.67	7.14	8.98	2.33	0.27	0.81	B
31	NGC4321	4.0	24	0.95	11.04	1.72	7.22	9.93	10.46	2.28	-0.05	0.65	B, V

Таблица 1.1. Параметры галактик рассматриваемой выборки с относительным содержанием молекулярного газа $M_{H_2}/M_{HI} > 2$.

п	Галактика	Тип	Расст. Мпк	$\log(R_o)$ Кпк	L L_\odot	$\log(D_{25})$ Кпк	$\log(M_{dust})$ M_\odot	$\log(M_{HI})$ M_\odot	$\log(M_{H_2})$ M_\odot	$\log(V_{rot})$ км/с	$(U - B)_c$	$(B - V)_c$	Прим.
32	NGC4394	2.9	15	0.37	9.91	1.17	5.94	8.56	8.96	2.33	0.19	0.81	B, V
33	NGC4414	5.1	13	0.23	10.14	1.12	6.50	9.39	9.70	2.35	0.10	0.77	V
34	NGC4418	1.0	31	—	9.69	1.13	6.31	8.83	9.34	1.70	—	—	—
35	NGC4419	1.1	22	0.13	10.31	1.33	6.39	8.41	9.83	2.05	0.38	0.81	B, V
36	NGC4448	1.8	12	0.04	9.54	0.94	5.51	7.81	8.41	2.32	0.33	0.86	B
37	NGC4450	2.3	30	0.81	10.89	1.64	7.08	9.05	9.39	2.30	—	0.76	V
38	NGC4457	0.5	13	0.49	9.76	1.03	5.57	8.32	9.10	2.04	0.23	0.81	B, V
39	NGC4501	3.3	34	0.89	11.39	1.83	7.68	10.04	10.59	2.46	0.29	0.63	V
40	NGC4548	3.1	8	0.07	10.59	1.10	6.14	8.29	8.76	2.29	0.38	0.75	B
41	NGC4579	2.8	23	0.68	10.82	1.57	6.86	9.06	9.86	2.44	0.41	0.75	B
42	NGC4580	1.6	16	0.15	9.55	0.96	5.91	7.66	8.15	2.02	—	—	B
43	NGC4689	4.7	25	0.66	10.44	1.51	6.62	9.09	9.81	2.09	—	0.60	V
44	NGC4710	-0.8	20	0.24	10.13	1.46	6.17	8.06	9.10	2.17	0.29	0.78	B
45	NGC4818	2.0	15	0.41	10.02	1.20	5.87	7.98	9.12	2.12	0.15	0.76	B
46	NGC4848	5.6	104	—	10.83	1.66	6.96	9.27	9.58	2.08	-0.14	0.52	B
47	NGC4858	3.0	137	—	10.30	1.31	6.91	9.05	9.70	—	-0.20	0.36	B, C
48	IC4040	7.2	115	—	10.45	1.44	7.09	9.07	9.66	1.73	-0.20	0.39	B, C
49	NGC4922	-4.4	104	—	10.73	1.58	6.86	9.35	10.03	—	0.54	0.78	VV, C
50	NGC4984	-0.8	17	1.34	9.86	1.18	5.75	8.24	9.22	2.12	0.28	0.83	B
51	IC860	2.4	58	—	10.03	1.19	6.76	7.87	9.03	2.37	—	—	—
52	NGC5054	4.1	24	—	10.51	1.53	6.73	9.58	9.96	2.27	0.08	0.63	B
53	UGC8399	3.0	107	—	10.37	1.43	6.57	9.74	10.62	1.76	—	—	—
54	MCG5 - 32 - 20	8.0	103	—	10.30	1.25	5.96	9.51	10.13	2.26	-0.40	0.32	VV
55	NGC5187	3.0	105	—	10.36	1.49	6.97	9.99	10.57	2.26	—	—	—
56	NGC5653	3.0	54	—	10.62	1.43	7.11	9.69	10.08	2.38	-0.11	0.62	—
57	NGC5678	3.3	31	—	10.64	1.48	7.04	9.53	10.13	2.30	—	—	B
58	NGC5676	4.7	34	0.65	10.79	1.58	7.18	9.94	10.26	2.39	-0.01	0.57	—
59	NGC5936	3.2	59	0.57	10.59	1.36	7.07	9.63	10.12	2.46	-0.12	0.52	B
60	NGC6000	4.0	30	—	10.31	1.22	6.95	9.82	10.13	2.27	—	—	B
61	NGC6240	0.0	105	—	10.92	1.80	7.46	10.01	10.69	2.30	0.25	0.69	VV
62	NGC6574	3.9	35	—	10.55	1.17	6.86	9.24	10.09	2.40	0.02	0.63	B
63	NGC6951	3.9	24	0.75	10.89	1.39	6.92	9.72	10.11	2.35	—	0.60	B
64	NGC7225	-0.3	68	—	10.51	1.59	7.03	9.38	10.07	2.21	—	—	—
65	NGC7770	0.0	62	—	10.17	1.18	—	9.81	10.49	2.59	—	0.47	—
66	MCG3 - 60 - 36	1.0	79	—	10.28	1.29	7.17	10.03	10.62	2.10	—	—	—

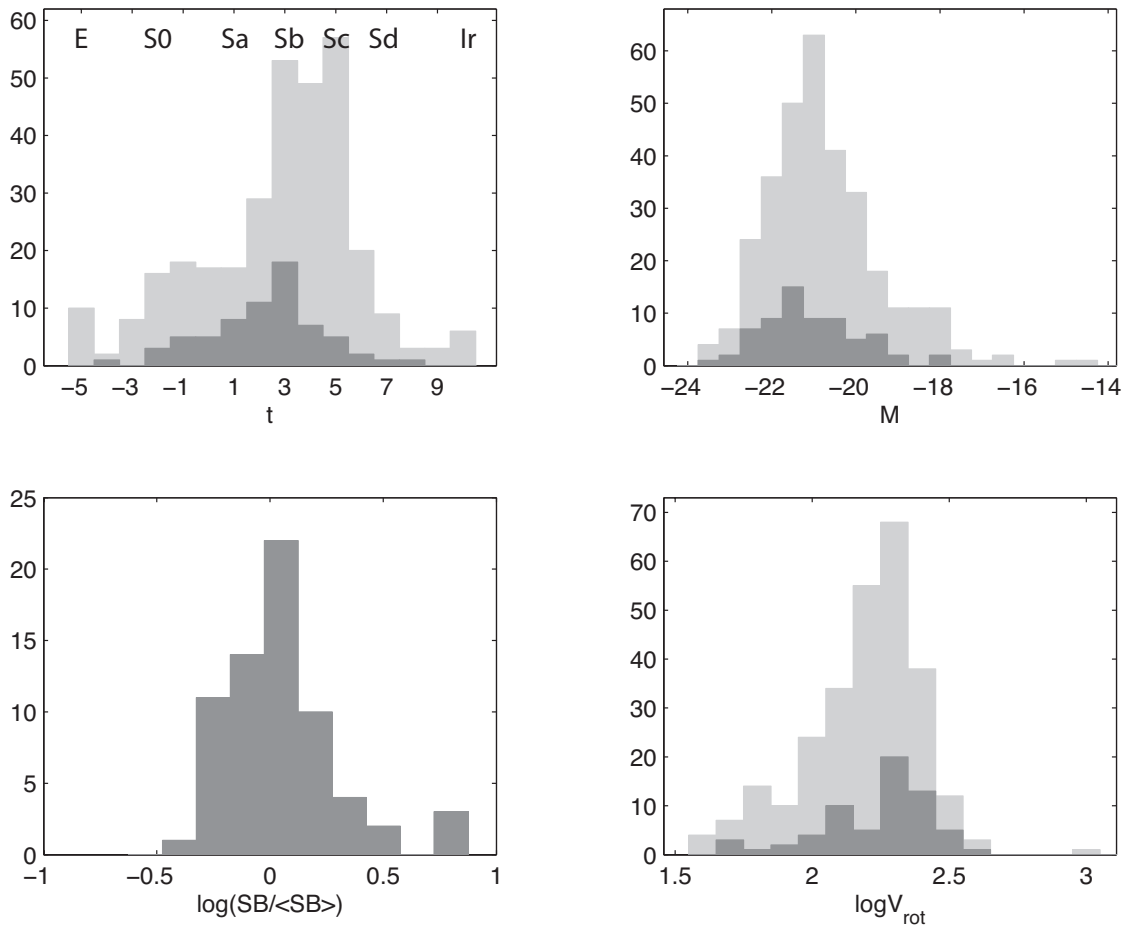


Рис. 1.1. Гистограммы распределения галактик по морфологическому типу t , по абсолютным звездным величинам M в полосе B , по поверхностной яркости, нормированной на среднее значение для данного морфологического типа $SB/\langle SB \rangle$ и по скорости вращения V_{rot} . Светло-серый цвет — все галактики каталога CISM, имеющие оценки массы H_2 , темно-серый — галактики рассматриваемой выборки с преобладанием молекулярного газа.

кам авторы относят те из них, которые не имеют морфологических искажений (таких как приливные перемычки и хвосты) или сильных возмущений круговых скоростей, хотя несколько галактик, вошедших в каталог, все же можно отнести к взаимодействующим (см. ниже). Оценка массы молекулярного газа основывается на принятом значении $X = 2.3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2} (\text{К км/с})^{-1}$, одинаковом для всех галактик.

1.1.1. Общие свойства галактик с преобладанием H_2

Выборка галактик

Из галактик каталога CISM было отобрано 66 объектов с аномально высоким значением $\xi > 2$. Для 45 из них $\xi > 3$. Основные характеристики галактик выборки приведены в табл. 1.1. В столбцах приведены последовательно: название галактики; морфологический тип в числовом обозначении¹; принятое расстояние (в Мпк); радиальная фотометрическая шкала диска (в Кпк) по каталогу [55]; светимость в полосе B (в L_\odot); фотометрический диаметр D_{25} (в Кпк); масса пыли, масса $H\text{I}$ и масса молекулярного газа (в M_\odot); скорость вращения, определенная по ширине линии $H\text{I}$ (в км/с); исправленные значения показателей цвета $(U - B)$ и $(B - V)$. В последнем столбце (Примечания) отмечено: наличие бара (B), принадлежность галактики к скоплению Virgo или Coma (V или C соответственно), взаимодействующие галактики VV (по Воронцову–Вельяминову). Данные по межзвездной среде для рассматриваемых галактик взяты по CISM, фотометрические и кинематические свойства — из базы данных Hyperleda².

На рис. 1.1 галактики нашей выборки сравниваются с теми галактиками CISM, для которых известно содержание молекулярного газа, по морфологическому типу, по поверхностной яркости SB (в пределах изофотного диаметра D_{25}), отнесенной к среднему значению $\langle SB \rangle$ для галактик данного типа в CISM, по абсолютной звездной величине M в полосе B и скорости вращения V_{rot} , измеренной по ширине линии $H\text{I}$. Из приведенных распределений следует, что галактики с высоким отношением ξ относятся преимущественно к морфологическим типам $Sa - Sbc$ ($t = 1 - 4$), и среди них практически отсутствуют галактики поздних типов. Заметим, что вывод о более низком отношении ξ для галактик поздних морфологических типов сохраняется и при учете зависимости фактора

¹ Эти обозначения введены в каталоге RC2 [54] и приведены в базе данных Hyperleda

² leda.univ-lyon1.fr

	морф. тип		M		log V _{rot}		log(M _{dust} /M _{gas})	
	средн.	STD	средн.	STD	средн.	STD	средн.	STD
(1)	2.80	3.06	-20.75	1.37	2.19	0.21	-3.38	0.39
(2)	2.24	2.24	-21.06	1.16	2.23	0.20	-3.21	0.36
p	95.00%		99.00%		95.00%		99.95%	

Таблица 1.2. Сравнение средних значений и стандартных отклонений (STD) некоторых величин (морфологический тип, звездная величина в фильтре B , скорость вращения, отношение масс пыли и газа $\text{HI}+\text{H}_2$) для галактик каталога CISM (1) и рассматриваемой выборки (2). В нижней строке — статистическая вероятность того, что различия между выборками имеют случайный характер.

выборка	кол-во объектов	бары	активные ядра
(1)	1916	35.3 ± 0.8	7.7 ± 0.2
(2)	317	53.3 ± 3.0	15.8 ± 0.9
(3)	66	56.7 ± 6.9	22.4 ± 2.7

Таблица 1.3. Процентное содержание галактик с барами и активными ядрами [57] в трех выборках.: (1) — все объекты каталога (CISM) [53], (2) — галактики каталога, имеющие оценки массы молекулярного водорода, (3) — рассматриваемая выборка галактик с высоким относительным содержанием молекулярного газа.

конверсии от светимости [56].

Галактики нашей выборки практически не отличаются от других галактик CISM по яркости звездного диска и светимости, хотя среднее значение M для них несколько смещено в сторону более высокой светимости. Скорость вращения V_{rot} как для галактик выборки, так и всех галактик CISM, имеющих оценку M_{H_2} , распределены примерно одинаково в интервале 50 — 400 км/с. Результаты статистического сравнения показаны в табл. 1.2. В ней приведены средние значения и стандартные отклонения для сравниваемых величин, а также вероятность того, что различие между средними значениями двух массивов является случайным. Можно сделать вывод, что объекты нашей выборки не сильно отличаются от обычных галактик по описанным выше характеристикам.

Заслуживает внимания тот факт, что существенную долю галактик с измеренной массой молекулярного газа составляют системы, обладающие оптически наблюдаемым баром (табл. 1.3). Если среди всех галактик, входящих в CISM,

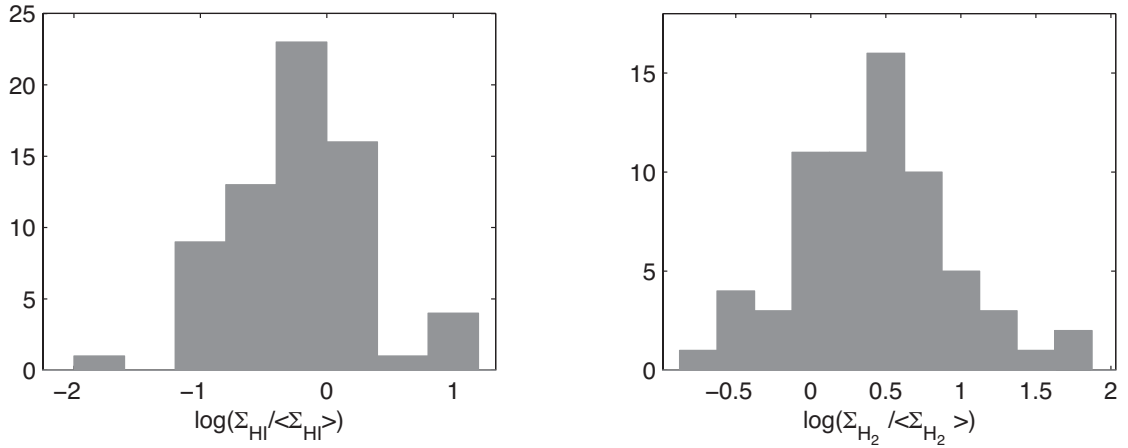


Рис. 1.2. Гистограммы распределения поверхностной плотности HI и молекулярного газа для галактик рассматриваемой выборки, нормированные на средние значения для соответствующего морфологического типа.

доля галактик с баром составляет около трети, то для галактик этого каталога, имеющих оценки массы молекулярного газа (среди которых, очевидно, преобладают объекты с более высоким содержанием H_2), их уже больше половины. Последнее относится и к галактикам нашей выборки с $\xi > 2$. Как следует из табл. 1.3, помимо частого присутствия бара, для рассматриваемой выборки галактик характерна также более высокая вероятность активности ядер (по данным каталога [57]). Косвенным образом это может быть связано с концентрацией газа к центру галактик. Существование возможной корреляции между содержанием молекулярного газа и уровнем активности ядер было отмечено также в [58].

Таким образом, галактики с высоким отношением ξ не выделяются ни по своим фотометрическим или морфологическим свойствам, ни по скоростям вращения. Но остается вопрос, насколько аномальным является содержание атомарного и молекулярного газа в них?

Содержание HI и H₂

Высокое отношение ξ для галактики может быть следствием как повышенного содержания молекулярного газа, так и пониженной массы HI. Сравним галактики выборки, для которых $\xi > 2$, со всеми галактиками каталога CISM соответствующего морфологического типа. На рис. 1.2 (слева) приведено распределение числа галактик выборки по величине $\log(\Sigma_{\text{H}_2}/\langle\Sigma_{\text{H}_2}\rangle)$, где $\Sigma_{\text{H}_2} = M_{\text{H}_2}/D_{25}^2$ — поверхностная плотность молекулярного газа в пределах оптического радиуса, а $\langle\Sigma_{\text{H}_2}\rangle$ — среднее значение Σ_{H_2} для всех галактик того же морфологического типа с известными массами M_{H_2} . На рис. 1.2 (справа) аналогичное сравнение проведено для поверхностной плотности нейтрального водорода Σ_{HI} . Среднее значение Σ_{H_2} для галактик выборки оказывается более высоким на $\Delta \log(\Sigma_{\text{H}_2}/\langle\Sigma_{\text{H}_2}\rangle) \approx 0.5$ по сравнению со средним для всех галактик данного типа. Содержание HI в галактиках выборки характеризуется несимметричной формой распределения Σ_{HI} (обращает на себя внимание более пологое крыло для галактик с сильным дефицитом нейтрального водорода), хотя среднее значение Σ_{HI} не сильно отличается от значения $\langle\Sigma_{\text{HI}}\rangle$ для всех галактик того же морфологического типа. Если отобрать галактики с наиболее низким содержанием HI, для которых поверхностная плотность Σ_{HI} более чем вдвое ниже средней, то для них среднее значение $\log(\Sigma_{\text{H}_2}/\langle\Sigma_{\text{H}_2}\rangle)$ также оказывается больше нуля, что говорит об избыточном количестве молекулярного газа и в этом случае. Таким образом, галактики с высоким отношением ξ являются в большинстве случаев галактиками с высоким содержанием H₂, а не галактиками, потерявшими HI, в результате, например, его выметания из галактики как более разреженного компонента межзвездной среды.

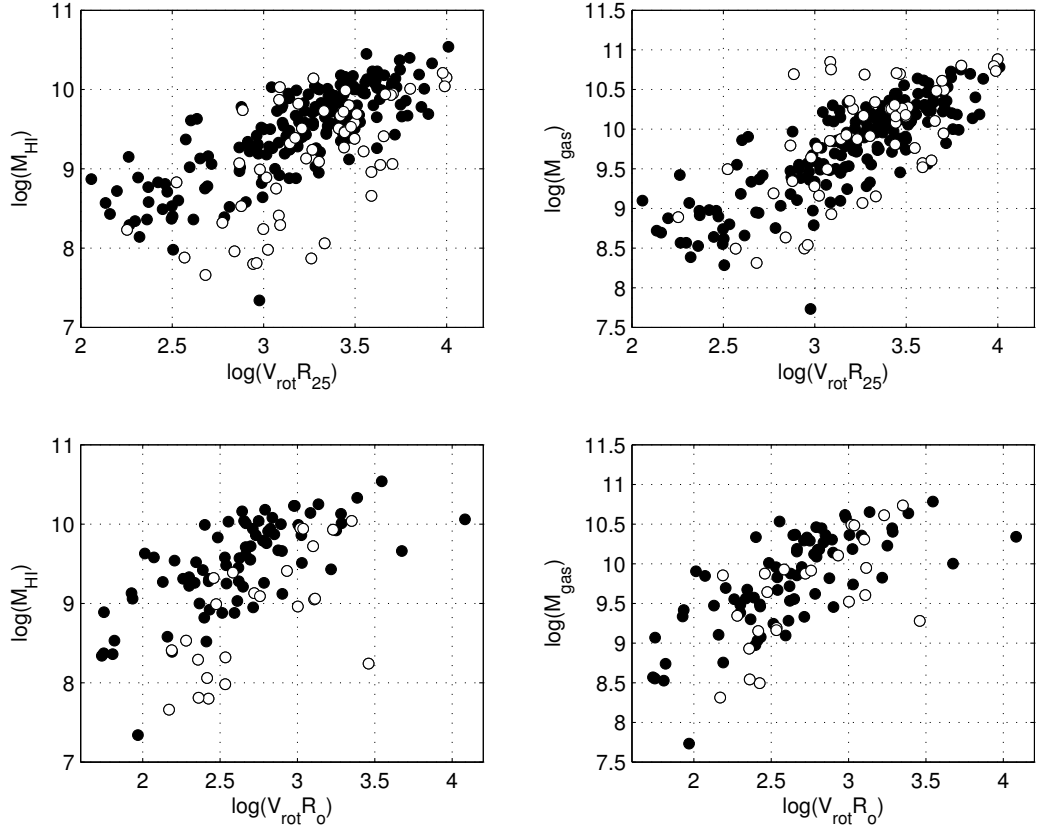


Рис. 1.3. Зависимость массы атомарного газа (слева) и полной массы газа (справа) от удельного момента вращения, рассчитанного как $V_{\text{rot}} R_{25}$ (вверху) или $V_{\text{rot}} R_o$ (внизу) для галактик рассматриваемой выборки (белые кружки) и для всех галактик каталога CISM, имеющих соответствующие оценки (черные кружки).

Полная масса газа в дисках

Сравним интегральное содержание газа в галактиках по соотношению между массой газа и удельным моментом вращения диска, который характеризуется произведением скорости вращения V_{rot} диска на его радиус R . В качестве последнего может быть принят либо фотометрический (изофотный) радиус R_{25} , либо фотометрическая радиальная шкала диска R_o (в линейных единицах). Зависимости между массой газа и $V_{\text{rot}} R$ подчиняется большинство галактик Sb — Ir различной светимости и поверхностной яркости, как одиночных, так и имеющих близких соседей (см. [59], [60] и ссылки в этих работах). Хотя эта зависимость имеет физическое обоснование и следует из того, что поверхностная плотность газа в большинстве галактик близка (в среднем) к пороговой

плотности для локальной джинсовской неустойчивости или пропорциональна ей, в настоящей работе ее можно рассматривать как чисто эмпирическую.

На рис. 1.3 (слева сверху) показана зависимость массы атомарного газа M_{HI} от величины, характеризующей удельный угловой момент. Все рассматриваемые галактики CISM — темные кружки, галактики нашей выборки — белые кружки. Для большинства последних характерен дефицит HI, особенно значительный для галактик с низким угловым моментом. Ситуация коренным образом меняется, если по вертикальной оси отложить суммарную массу атомарного и молекулярного газа (с учетом гелия): $M_{\text{gas}} = 1.4(M_{\text{HI}} + M_{\text{H}_2})$ (рис. 1.3, справа сверху). Галактики выборки в этом случае подтягиваются к единой зависимости. Лишь несколько систем выпадают из общей зависимости, обладая слишком высокой массой газа. Для этих объектов оценка M_{H_2} , по-видимому, сильно завышена (см. следующий раздел). Таким образом, для большинства галактик, которые отличаются аномально высоким относительным содержанием молекулярного газа, полная масса газа тем не менее соответствует угловому моменту галактики. Следовательно, избыток H_2 в них связан не с избыточными порциями молекулярного газа, попавшими в диск галактик, например, путем аккреции холодных облаков, и не с сильной переоценкой H_2 , а с переходом большей части межзвездного водорода в молекулярное состояние.

Вывод не изменится, если вместо оптического радиуса использовать радиальную фотометрическую шкалу диска R_o (рис. 1.3, внизу). В отличие от изотопного радиуса R_o не чувствителен к различию в центральных поверхностных яркостях дисков сравниваемых галактик.

1.1.2. Возможные причины высоких значений $M_{\text{H}_2}/M_{\text{HI}}$

Перечислим возможные причины, которые могут привести к высоким значениям относительной массы молекулярного газа.

1. Переоценка массы молекулярного газа для части галактик вследствие то-

го, что фактор конверсии для них в силу тех или иных причин значительно ниже обычно принимаемого.

2. Влияние окружения галактик (аккреция на диск большой массы холодного газа или попадание больших масс молекулярного газа из внешних областей диска, где его сложно обнаружить, во внутренние области при взаимодействии галактик [20]).
3. Аномально высокое содержание пыли, являющейся катализатором формирования молекул и препятствующей их разрушению UV излучением звезд.
4. Более высокое, чем в большинстве галактик, время существования газа в молекулярной форме (низкий темп звездообразования на единицу массы молекулярного газа).
5. Более высокое давление газа в областях его основной концентрации, стимулирующее переход HI в H₂.

Последовательно проанализируем перечисленные возможности применительно к галактикам рассматриваемой выборки с высоким отношением ξ .

Фактор конверсии

Фактор конверсии X падает для галактик с повышенным содержанием тяжелых элементов [3]. Металличность газа обычно ассоциируется с высокой интегральной светимостью L галактики, однако галактики рассматриваемой выборки не отличаются высокой светимостью (см. рис. 1.1), поэтому для большинства из них этот вариант не проходит.

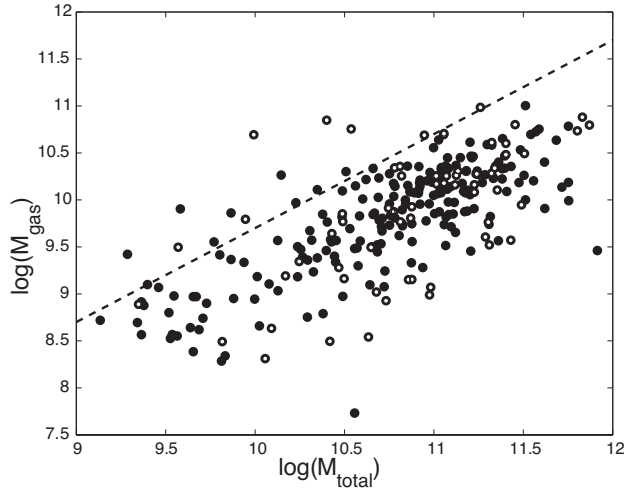


Рис. 1.4. Зависимость оценки полной массы газа (с учетом гелия) M_{gas} от полной (индикативной) массы галактики M_{tot} в пределах фотометрического радиуса R_{25} . Черные кружки — галактики CISM [53], белые — галактики рассматриваемой выборки. Штриховая линия соответствует $M_{\text{gas}} = M_{\text{tot}}/2$.

Тем не менее аномально низкое значение X все же может иметь место для отдельных галактик нашей выборки. Достаточным основанием для этого является то, что оценка полной массы газа M_{gas} (с учетом гелия), полученная для принятого значения X , оказывается неправдоподобно большой и сопоставимой с интегральной массой галактики M_{tot} в пределах оптических границ. Очевидно, что последняя заведомо должна превышать полную массу диска (и тем более массу его газового компонента), если принять во внимание массу темного гало и балджа. На рис. 1.4 для всех галактик CISM, имеющих оценки V_{rot} и D_{25} , полная масса газа сопоставляется с индикативной массой $M_{\text{tot}} = V_{\text{rot}}^2 D_{25} / 2G$ (в солнечных единицах), примерно равной интегральной массе галактики в пределах D_{25} . Для галактик, расположенных выше наклонной линии, $M_{\text{gas}} > M_{\text{tot}}/2$, и поэтому с большой вероятностью масса газа в них значительно переоценена. Они составляют небольшую долю всех рассматриваемых галактик, но примерно половина из них относится к нашей выборке объектов с преобладанием молекулярного газа (светлые кружки). Те же самые галактики демонстрируют избыток газа и на зависимостях, представленных на рис. 1.3, что подтверждает возможную переоценку фактора конверсии для них. Заметим, что исключение этих галактик из рассмотрения не меняет выводов, сделанных выше.

Более низкий фактор конверсии может быть связан не только с высо-

кой металличностью газа, но и с *особенностью физического состояния* межзвездной среды. Например, фактор конверсии должен быть ниже для наиболее плотных околядерных дисков, где происходит молекуляризация как облаков, так и более разреженного межоблачного газа [61]. Пример галактики M 64 с плотным молекулярным околядерным диском, который наблюдался в линиях ^{12}CO и ^{13}CO , показывает, что диффузный молекулярный газ не только существует, но и может быть ответственен за большую часть светимости в линии CO и использование стандартного фактора конверсии приводит к заметному завышению массы молекулярного газа [62].

Влияние окружения

Влияние окружения не является основной причиной высокого отношения ξ для галактик выборки. Во-первых, выборка содержит лишь несколько сильно взаимодействующих систем или галактик в скоплениях (табл. 1.1). Во-вторых, за редкими исключениями плотное окружение галактик не ассоциируется с резким возрастанием ξ . Согласно работе [63] одиночные галактики и галактики, находящиеся в более плотном окружении, лишь незначительно отличаются по величине ξ , причем среднее значение ξ для них остается существенно меньше единицы. Эти авторы приводят следующие оценки средних значений и дисперсии: $\langle \log(\xi) \rangle = -0.69 \pm 0.59$ для выборки галактик с плотным окружением (high density sample) и -0.51 ± 0.46 для контрольной выборки одиночных галактик (control sample of isolated galaxies).

Высокое содержание пыли

Сравним галактики по массе содержащейся в них пыли, оцениваемой по ее излучению в далеком инфракрасном диапазоне (FIR). На рис. 1.5 (слева вверху) поверхностная плотность пыли M_{dust}/D_{25}^2 галактик нашей выборки сопоставляется со средней плотностью пыли для всех галактик CISM данного морфологи-

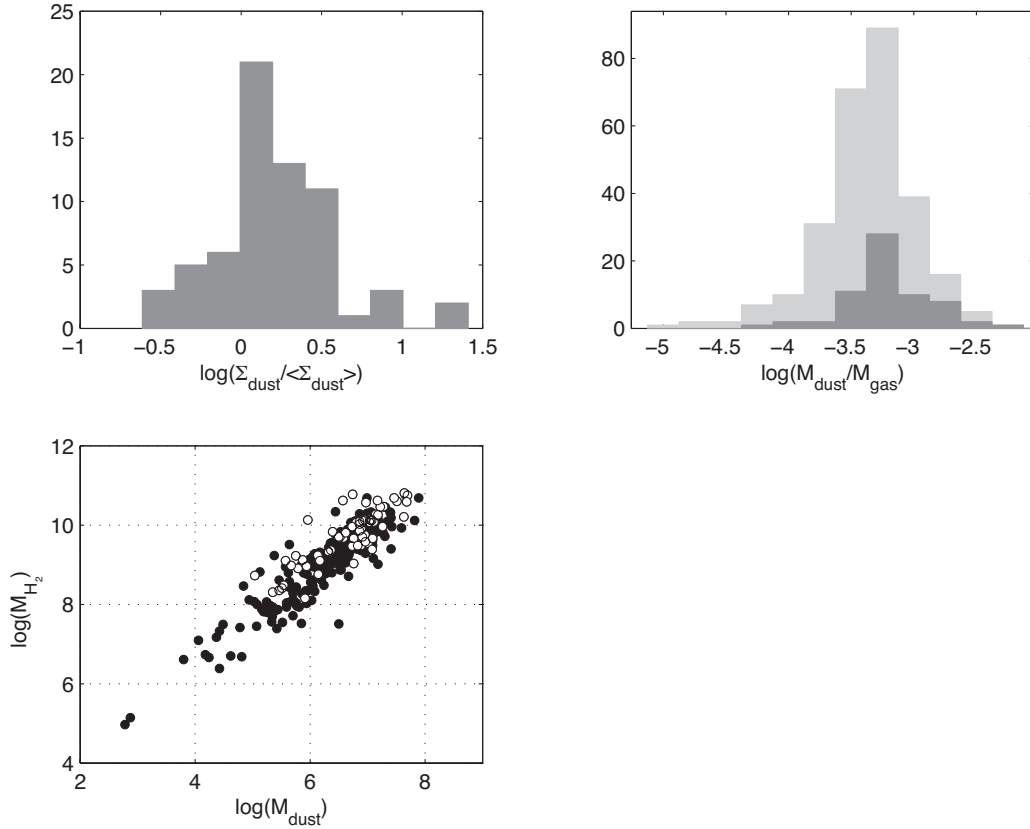


Рис. 1.5. Содержание пыли в галактиках. Вверху слева: гистограмма распределения логарифма отношения поверхностной плотности пыли к средним значениям для данного морфологического типа по каталогу CISM; вверху справа: гистограмма распределения логарифма отношения массы пыли к полной массе газа. Темно-серый цвет — галактики рассматриваемой выборки, светло-серый — все галактики каталога CISM, имеющие оценки M_{H_2} ; внизу: зависимость массы молекулярного газа от массы пыли; темные кружки — все галактики CISM, белые кружки — рассматриваемая выборка.

ческого типа, имеющих соответствующие оценки. Как видно из диаграммы, галактики с преобладанием молекулярного газа характеризуются в среднем более высоким содержанием пыли. Однако это, по-видимому, связано только с более высокой массой газа в них, поскольку распределение отношения M_{dust}/M_{gas} мало отличается для галактик нашей выборки и для всех галактик CISM (рис. 1.5, справа). Заметим, что используемая оценка M_{dust} относится к так называемой теплой пыли, нагреваемой звездами, излучение которой преобладает в диапазоне FIR (40 – 120 мкм). Массу пыли, обладающей очень низкой температурой, которая не проявляет себя в этом спектральном интервале, невозможно учесть

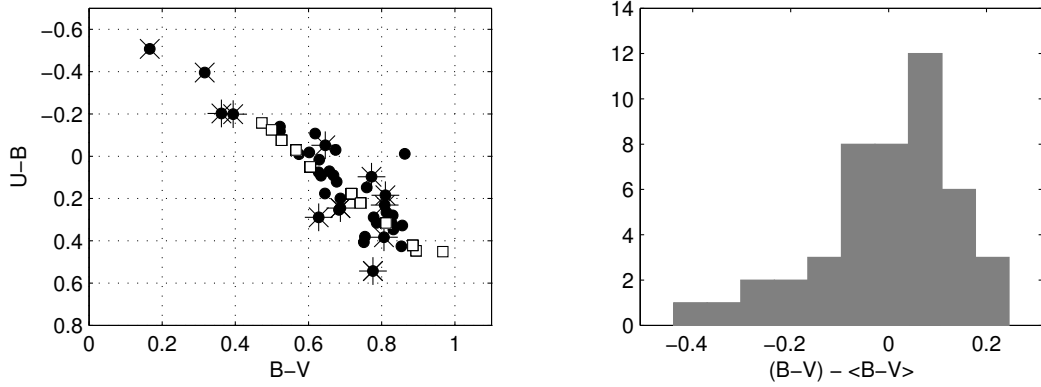


Рис. 1.6. Двухцветная диаграмма $(U - B) - (B - V)$ для исправленных показателей цвета (по Hyperleda). Черные кружки — галактики рассматриваемой выборки, квадраты — средние значения для галактик различных морфологических типов [64]. Косыми крестами обозначены взаимодействующие галактики, звездочками — галактики, принадлежащие скоплениям. Справа: распределение галактик рассматриваемой выборки по отклонению показателя цвета $(B - V)$ от среднего значения для данного морфологического типа.

сколь-нибудь строго. Тем не менее нет оснований считать, что именно галактики с высоким содержанием молекулярного газа, регистрируемого по CO, отличаются также и аномальным количеством очень холодной пыли. Положение галактик выборки на двухцветной диаграмме также не свидетельствует об избытках цвета (рис. 1.6). Квадратами на диаграмме обозначены средние значения показателей цвета для большого числа галактик различных морфологических типов [64], отмечающие положение нормальной цветовой последовательности.

Наблюдения показывают, что масса пыли в галактиках теснее всего связана с массой молекулярного газа [65]. На рис. 1.5 представлена диаграмма $M_{\text{dust}} - M_{\text{H}_2}$ для галактик CISM. Галактики выборки (светлые кружки) лежат на общей зависимости (рис. 1.5, внизу), что подтверждает нормальное содержание пыли в них в расчете на единицу массы молекулярного газа (за исключением нескольких объектов).

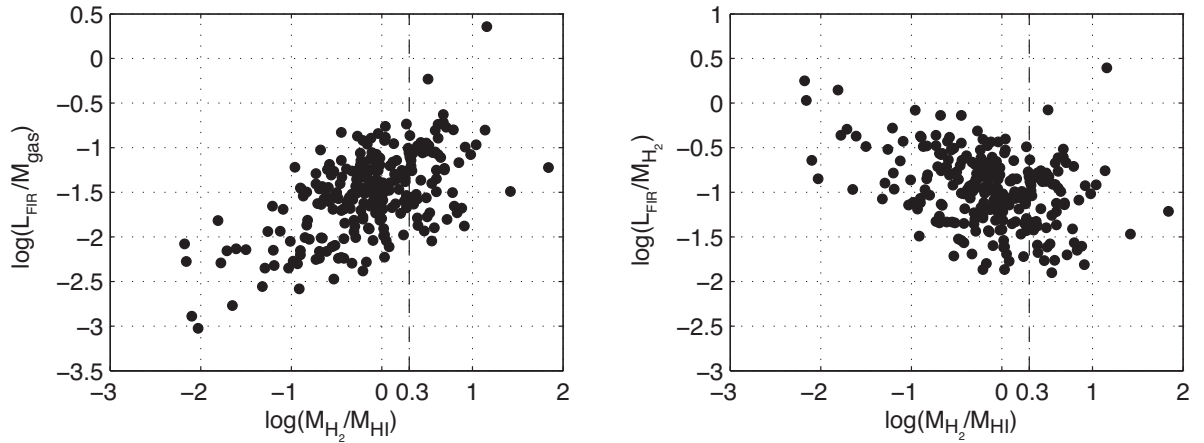


Рис. 1.7. Зависимость эффективности звездообразования, выраженной как $L_{\text{FIR}}/M_{\text{gas}}$ (слева) и $L_{\text{FIR}}/M_{\text{H}_2}$ (справа), от относительного содержания молекулярного газа ξ для галактик каталога CISM; штриховая вертикальная линия отделяет галактики рассматриваемой выборки.

Большое время существования газа в молекулярном состоянии

Молекулярный газ рождает звезды, излучение которых, в свою очередь, приводит к диссоциации молекул. Поэтому предположение о большой длительности пребывания газа в молекулярном состоянии как причине увеличения M_{H_2} эквивалентно предположению о низком темпе звездообразования в расчете на единицу массы молекулярного газа. Большинство галактик выборки с высоким отношением ξ не отличается высоким темпом звездообразования, о чем свидетельствует положение галактик на двухцветной диаграмме (рис. 1.6). Два объекта в голубой части диаграммы MCG 5-32-20 и MCG 5-29-45, отмеченных косым крестом, относятся к взаимодействующим или сливающимся системам, по-видимому переживающим вспышку звездообразования. Судя по показателям цвета, для большинства галактик выборки характерен умеренный или низкий темп звездообразования. Единственная галактика, выпадающая из общей зависимости из-за высокого показателя цвета ($B - V$) — пекулярная линзовидная галактика NGC 1482 со вспышкой звездообразования в центральной области, характеризующаяся протяженной областью ярких эмиссионных линий и

оттоком газа (superwind) [66].

Образование звезд — многоступенчатый процесс. Если звездообразование происходит квазистационарно, то масса газа на каждой стадии этого процесса пропорциональна продолжительности данной стадии. В этом случае большое количество молекулярного газа должно быть следствием *более медленного процесса формирования гравитационно-неустойчивых областей внутри молекулярных облаков*.

Текущий темп звездообразования тесно связан с мощностью инфракрасного излучения пыли L_{FIR} , поглощающей коротковолновую часть спектра звезд. Для сравнения галактик по эффективности звездообразования, на рис. 1.7 слева относительная масса молекулярного газа для галактик CISM сопоставляется с отношением $L_{\text{FIR}}/M_{\text{gas}}$, а справа — с отношением $L_{\text{FIR}}/M_{\text{H}_2}$. Первая зависимость демонстрирует рост эффективности звездообразования с возрастанием относительного содержания H_2 : в галактиках, богатых молекулярным водородом, межзвездный газ расходуется быстрее, чем в галактиках, в которых мало H_2 . Но это относится лишь к полной массе газа, которая в большинстве случаев близка к массе H I . Однако, как следует из правого рисунка, чем больше газа находится в молекулярной форме, тем в среднем ниже темпы звездообразования, а следовательно, и мощность диссоциирующей молекулы излучения в расчете на единицу массы молекулярного газа. Это означает, что в галактиках, где преобладает H_2 , газ в среднем больше времени проводит в молекулярном состоянии, прежде чем оказывается вовлеченным в процесс звездообразования.

На обеих диаграммах выделяются две галактики в правом верхнем углу IC 860 и NGC 4418, сильно отклоняющиеся от общей зависимости. По-видимому, аномально высокая мощность инфракрасного излучения галактик связана с происходящей в них вспышкой звездообразования [67, 68].

Повышенное давление межзвездного газа

Давление газа определяется в первую очередь двумя параметрами: поверхностной плотностью газа и объемной плотностью звездного диска, что хорошо согласуется с наблюдениями [32, 33, 69]. Высокое давление газа, по-видимому, является решающим фактором, приводящим к молекуляризации водорода [31].

Повышенное давление (плотность) газа может быть обусловлено как существованием локальных областей сжатия газа (контрастные спиральные ветви, мощные локальные области звездообразования, связанные со сверхоблаками), так и более высокой плотностью звездного диска в областях, где заключена основная масса газа. Пример галактики с высоким относительным содержанием молекулярного газа в мощных спиральных ветвях — это M 51 [70]. Гигантские газовые комплексы сосредоточены в спиральных рукавах этой галактики, причем поля скоростей газа говорят о сжатии газа на фронте ударных волн, связанных со спиралью. При отсутствии сильных волн сжатия газ будет переходить в молекулярную форму прежде всего в тех областях, где поверхностная плотность и толщина звездного диска меньше. Поэтому наиболее высокое давление газа можно ожидать при концентрации газа во внутренней области галактики. Действительно, около половины богатых газом спиральных галактик (хотя и не обязательно с преобладанием H_2 над HI), для которых имеются данные по радиальному распределению интенсивности CO с высоким линейным разрешением, демонстрируют быстрый рост плотности молекулярного газа к центру во внутренней области диска [71, 72].

Большинство галактик рассматриваемой выборки с $\xi > 2$ не обладают такой контрастной и четко выраженной спиральной структурой, как M 51, но при этом, судя по изображениям в цифровом обзоре DSS, окологерновая область галактик размером 1 — 2 кпк, как правило, выделяется в них высокой яркостью, свидетельствующей об интенсивно происходящем звездообразовании в плотном

околоядерном диске. Высокое давление, а следовательно, и молекуляризация газа в центральной области галактики могут быть обусловлены высокой поверхностной плотностью газа в совокупности с высокой плотностью центральной части звездного диска, гравитационное поле которого сжимает газ в тонкий слой, увеличивая его объемную плотность.

Радиальное движение газа к центру может быть связано как с динамическим трением, которое испытывают гигантские молекулярные облака, так и со взаимодействием газа с имеющимся или ранее существовавшим баром (напомним, что хорошо заметный бар наблюдается более чем в половине рассматриваемых галактик).

1.1.3. Выводы

Галактики, в которых преобладает газ в молекулярной форме ($\xi > 2$), встречаются среди дисковых галактик всех морфологических типов, хотя галактик Sc — Sd среди них очень мало. Эти галактики лишь немногим отличаются от галактик с более низким относительным содержанием молекулярного газа, если сравнивать их по светимости, по поверхностной яркости, по скорости вращения или по содержанию пыли на единицу массы газа. При этом среди галактик, богатых молекулярным газом, наблюдается высокая частота встречаемости объектов с барами и с активными ядрами, что косвенным образом свидетельствует о большей концентрации газа к ядру.

Высокое отношение ξ в рассматриваемой выборке галактик связано не с потерей HI или приобретением H₂, а с переходом большей части HI в H₂, поскольку полное количество газа M_{gas} остается нормальным и соответствует значению удельного момента вращения диска. Тем не менее для некоторых галактик выборки оценка M_{H_2} , полученная по интенсивности излучения CO, по-видимому, завышена в несколько раз из-за переоценки фактора конверсии.

Галактики с высоким отношением ξ характеризуются (за отдельными ис-

ключениями) умеренным темпом звездообразования и сравнительно высокой эффективностью звездообразования $L_{\text{FIR}}/M_{\text{gas}}$. Однако темп звездообразования в расчете на единицу массы молекулярного газа в них в среднем в несколько раз ниже, чем в галактиках с низким отношением ξ . Это говорит о том, что газ проводит много времени в молекулярной форме, прежде чем он оказывается вовлеченным в процесс звездообразования.

Поскольку интегральные характеристики галактик выборки оказались нормальными, причины высокого содержания молекулярного газа должны быть связаны с особенностями состояния газа в локальных областях диска. По-видимому, имеются две взаимосвязанные причины высокой молекуляризации газа. Прежде всего, это *повышенная плотность (давление) газа*, связанная с его концентрацией во внутренней области диска (или в спиральных ветвях при наличии контрастной спиральной структуры). При этом должна возрастать и локальная плотность пыли, которая, в свою очередь, способствует образованию и сохранению молекул. Вторая возможная причина — *более высокая продолжительность стадии пребывания газа в молекулярной фазе* в процессе продвижения вдоль цепочки $\text{HI} \rightarrow \text{H}_2 \rightarrow \text{гравитационно-неустойчивые облака} \rightarrow \text{звезды}$. Об этом говорит в среднем более низкое отношение темпов звездообразования в расчете на единицу массы молекулярного газа для рассматриваемых галактик. Если газ сконцентрирован во внутренней области галактики, то замедление его превращения в звезды логично связать с высокой угловой скоростью вращения во внутренней области диска, увеличивающей гравитационную устойчивость газового диска к локальным возмущениям, что должно приводить к накоплению газа и его молекуляризации.

Заметим, однако, что высокая концентрация молекулярного газа к центру галактики встречается достаточно часто (причем в галактиках наиболее поздних морфологических типов, согласно [56], она выражена слабее). Однако преобладание молекулярного газа над атомарным является все же редким явлени-

ем, что требует более глубокого анализа условий формирования и накопления молекулярного газа. Для проверки выводов, приведенных в первой части этой главы, необходимо разработать методику анализа баланса газовых компонентов межзвездной среды, используя наблюдательные данные о радиальных распределениях плотностей HI и H₂. Сравнение периферии дисков с центральными областями галактик может дать ключ к пониманию процессов звездообразования и эволюции межзвездной среды. В следующих разделах будут рассмотрены уже не интегральные характеристики газовых сред в галактиках, а радиальные профили давления и степени молекуляризации газа.

1.2. Метод оценки давления

Практически все активные процессы, связанные со звездообразованием, происходят в сравнительно узком газовом слое, вложенном в звездный диск. Газовый слой неоднороден по плотности и температуре и более однороден по давлению, поскольку более разреженная среда одновременно является и более горячей. На примере нашей Галактики мы видим, что изменение толщины газового слоя вдоль радиуса диска хорошо воспроизводится в предположении гидродинамического равновесия [73]. Распределение HI вдоль z -координаты показывает, что плотность газа на малых z падает примерно как $\exp(-z^2/h_z^2)$, где h_z — вертикальная шкала распределения газа, то есть по закону, ожидаемому для изотермического газового слоя внутри однородного звездного диска, хотя на больших z имеет место избыток плотности по сравнению с этим простым законом [74, 75].

Ниже будем считать галактики осесимметричными, а газовый диск находящимся в равновесном состоянии, при котором его толщина обусловлена турбулентными скоростями газа (хотя очевидно, что в локальных областях, связанных с активными процессами в диске, условие равновесия может нарушаться).

Среднее равновесное давление газа на данном расстоянии R от центра вблизи плоскости диска играет если не определяющую, то очень важную роль в процессе перехода газа в молекулярную форму [31–34, 76]. Поскольку звезды образуются в слое молекулярного газа, от условий перехода газа из одной фазы в другую $\text{HI} \longleftrightarrow \text{H}_2$ зависит характер и темп звездообразования в галактике. Блитц и Росоловский в работах [33, 34], грубо оценив турбулентное равновесное давление газового слоя в ряде дисковых галактик, пришли к выводу о том, что относительная доля молекулярного газа почти линейно возрастает с ростом давления. Этот важный вывод, однако, нуждается в проверке.

Обычно для расчета давления в галактических дисках используются урав-

нения гидростатического равновесия и Пуассона и делается целый ряд упрощающих предположений. Для бесконечного диска с вертикальной газовой шкалой высот много меньше, чем у звездного диска, без учета вклада сфероидальных компонентов в вертикальный градиент потенциала давление среды может быть выражено формулой (смотри, например, [33]):

$$P = (2G)^{0.5} \Sigma_{gas} v_{gas} \left(\rho_{star}^{0.5} + \left(\frac{\pi}{4} \rho_{gas} \right)^{0.5} \right), \quad (1.1)$$

где G — гравитационная постоянная, Σ_{gas} — полная поверхностная плотность газа, v_{gas} — дисперсия скоростей газа по z -координате, ρ_{star} и ρ_{gas} — объемные плотности соответственно звездного и газового компонентов в плоскости симметрии диска. Для самогравитирующего изотермичного звездного диска поверхностная звездная плотность $\Sigma_{star} = 2\sqrt{2}\rho_{star}h_{star}$, где вертикальная шкала звездного диска $h_{star} = (v_{star}^2/4\pi G\rho_{star})^{0.5}$. Отсюда, если пренебречь собственной гравитацией газа, вытекает простая формула для равновесного турбулентного давления:

$$P = 0.84(G\Sigma_{star})^{0.5} \Sigma_{gas} \frac{v_{gas}}{h_{star}^{0.5}}. \quad (1.2)$$

Это выражение обычно используется при расчете давления в плоскости галактических дисков [33, 34, 77]. Заметим, что толщина звездного диска может быть измерена непосредственно только для галактики с ребра или с небольшим наклоном к лучу зрения [78], в остальных же случаях ее значение принимается, как правило, достаточно произвольно. При этом считается, что v_{gas} и h_{star} слабо зависят от расстояния R от центра галактики и мало меняются от галактики к галактике. Дисперсия скоростей газа, действительно, в первом приближении одинакова в различных галактиках, если не рассматривать области интенсивного звездообразования или окооядерные области. Таким образом, турбулентное давление оказывается функцией только поверхностных плотностей звезд и газа, то есть $P(R) \sim \Sigma_{star}^{0.5}(R)\Sigma_{gas}(R)$. При таком подходе игнорируется не только изменение толщины звездного диска с R , но и гравитационное поле газа и тем-

Имя	Расст. Мпк	R_{25} кпк	Звездный диск			HI Ref.	H ₂ Ref.	Темное гало			V Ref.	v_z Ref.
			h_r кпк	$\Sigma_{star}(0)$ M _⊙ /пк ²	Ref.			V_{as} км/с	R_c кпк	Ref.		
MW	—	20	3.20	640.9	[73]	[79]	[79]	220.0	5.0	[80]	—	[81]
M 33	0.7	7	1.18	439.5	[82]	[83]	[69]	136.6	7.0	[84]	[85]	—
M 51	8.4	27.4	4.38	—	[71]	[86]	[86]	120.0	3.25	—	[85]	—
M 81	3.63	11.55	2.8	1709.5	—	[87]	[86]	88.0	4.6	—	[85]	—
M 100	17.0	18.3	4.00	—	[88]	[88]	[89]	272.0	4.7	—	[85]	—
M 101	7.48	23.80	4.6	628.8	—	[32]	[32]	236.0	5.2	—	[85]	—
M 106	6.95	10	6.3	933.7	—	[86]	[86]	157.0	8.0	—	[85]	—
SMC	0.06	3.47	1.4	168.0	—	[90]	—	—	—	—	[90]	[91]

Таблица 1.4. Используемые данные о галактиках. В колонках последовательно: имя галактики, принятое расстояние до объекта, фотометрический радиус; параметры звездного диска (радиальная шкала диска, поверхностная плотность, соответствующая $R = 0$, $\Sigma_{star}(0)$, ссылка), ссылки на данные по HI и H₂, параметры темного гало (асимптотическая скорость, радиус ядра, ссылка), ссылки на кривую вращения и дисперсию скоростей звезд.

ного гало. В работе [33] утверждается, что такой подход дает оценку давления с точностью около 10% для $\Sigma_{star} > 20 \text{ M}_{\odot}/\text{пк}^2$. Однако, как будет показано ниже, эта ошибка значительно уменьшена.

В настоящей работе для нескольких дисковых галактик оценивается равновесное турбулентное давление межзвездной среды, соответствующее средней плотности газа в плоскости галактики на данном R . Оценки получены как результат самосогласованного решения уравнений, которые описывают вертикальное распределение объемных плотностей звездного, атомарного и молекулярного компонентов диска, считающегося осесимметричным. При этом учитываются самогравитация газа, возможное изменение толщины звездного диска с R , а также вклад темного гало в гравитационный потенциал галактики.

1.2.1. Выборка галактик и принимаемые параметры

Для оценки равновесного давления газа на различных R необходимо задать радиальные распределения поверхностной плотности основных компонентов галактики, а также дисперсий скоростей $v_i(R)$ для звездного, атомарного и молекулярного дисков. Мы выбрали ряд галактик, для которых в литературе имеются достаточно полные данные по распределению газа, яркости и скорости

вращения: наша Галактика (MW), M 33, M 51, M 81, M 100, M 101, M 106 и Малое Магелланово Облако (SMC). Основные характеристики галактик даны в табл. 1.4. Все используемые оценки приведены к одинаковым расстояниям до объектов.

Для M 81, M 101, M 106 и SMC параметры диска находились путем моделирования кривых вращения (best fit model), для остальных галактик распределения поверхностной плотности звездных дисков были либо взяты из имеющихся публикаций, либо пересчитаны исходя из радиального профиля яркости. При переходе от яркости к плотности было использовано отношение массы к светимости, рассчитанное по звездным моделям исходя из показателей цвета диска [92].

Особую проблему представляет оценка вертикальной шкалы (полутолщины) звездного диска, необходимая для определения давления газа. Для всех галактик мы использовали две модели. В первой, которую мы принимаем за основную, для галактик выборки (кроме нашей Галактики и SMC) полутолщина звездного диска оценивалась исходя из предположения, что дисперсия скоростей звезд, составляющих основную массу диска, минимальна для обеспечения его динамической устойчивости. Строго говоря, полученные таким образом оценки полутолщины являются минимальными. Однако, как показывает анализ наблюдательных данных, дисперсия скоростей большинства спиральных галактик действительно близка к критическому значению [93–95]. Во второй, более простой модели толщина звездного диска считалась постоянной вдоль R . Процедура оценки давления для этого случая описана в следующем разделе.

Для определения полутолщины маргинально устойчивого звездного диска сначала из модельной кривой вращения находилась эпициклическая частота:

$$\kappa(R) = 2\Omega \sqrt{1 + \frac{R}{2\Omega} \frac{d\Omega}{dR}}, \quad (1.3)$$

где $\Omega(R) = V(R)/R$ — угловая скорость. Для гравитационной устойчивости

относительно осесимметричных возмущений бесстолкновительного бесконечно-тонкого однородного диска критическая дисперсия скоростей по критерию Тоомре [96] равна:

$$C_{crit}(R) = \frac{3.36G\Sigma_{star}(R)}{\varkappa(R)}. \quad (1.4)$$

В общем случае критическое значение радиальной дисперсии скоростей

$$(v_r)_{star} = QC_{crit}. \quad (1.5)$$

Параметр Q в нашей работе принимается не меняющимся по радиусу и равным 1.5. Модельные расчеты маргинально устойчивых бесстолкновительных дисков галактик показывают, что это значение хорошо согласуется с результатами моделирования на большом интервале R — за исключением центральной области, где доминирует балдж, и самых внешних областей, где Q может быть вдвое выше (см., например, [97]). Заметим, что недооценка Q , а следовательно, и $(v_r)_{star}$ означает переоценку плотности и давления газа.

Как показывают измерения остаточных скоростей старых звезд диска, для большинства спиральных галактик соотношение вертикальной и радиальной дисперсий скоростей лежит в пределах 0.5 — 0.8, причем для галактик ранних типов это отношение, по-видимому, в среднем выше [98, 99]. Мы будем для всех галактик пользоваться соотношением:

$$(v_z)_{star} = 0.5(v_r)_{star}. \quad (1.6)$$

Для старого диска нашей Галактики и диска SMC вертикальные дисперсии скоростей звезд были взяты из литературных источников (см. ссылки в табл. 1.4). Для SMC наблюдения указывают на довольно низкую дисперсию скоростей $(v_z)_{star} = 27.5$ км/с, которая мало меняется с расстоянием от центра галактики и близка по значению к дисперсии скоростей для атомарного газа (22 км/с). Последнее значение является нетипично высоким для галактик, что, по-видимому, связано со взаимодействием между Магеллановыми Облаками.

Содержание молекулярного водорода в этой галактике мало по отношению к HI, поэтому вклад H₂ в давление не учитывался.

Для всех галактик выборки, кроме SMC, были приняты постоянные значения $(v_z)_{\text{HI}} = 9$ км/с и $(v_z)_{\text{H}_2} = 6$ км/с.

Другими параметрами модели являются радиус ядра R_c и центральная объемная плотность $\rho_{\text{DM}}(0)$ (либо асимптотическая скорость V_{as}) для псевдоизотермического темного гало галактик. Для нашей Галактики и M33 эти значения были взяты из литературных данных (см. табл. 1.4), для остальных спиральных галактик они были найдены путем моделирования кривой вращения. Профиль псевдоизотермического гало описывается формулой:

$$\rho_{\text{DM}}(r) = \frac{\rho_{\text{DM}}(0)}{1 + (r/R_c)^2}. \quad (1.7)$$

Круговая скорость в этом случае имеет вид:

$$V_c(R) = [4\pi G \rho_{\text{DM}}(0) R_c^2 (1 - R_c/R \arctg(R/R_c))]^{0.5}. \quad (1.8)$$

На больших R скорость приближается к асимптотическому значению:

$$V_{as} = [4\pi G \rho_{\text{DM}}(0) R_c^2]^{0.5}, \quad (1.9)$$

откуда

$$\rho_{\text{DM}}(r) = \frac{V_{as}}{4\pi G} \frac{1}{(R_c^2 + r^2)}. \quad (1.10)$$

Следуя работе [73], мы принимали для нашей Галактики радиус ядра гало $R_c = 5$ кпк, а асимптотическую круговую скорость $V_{as} = 220$ км/с (по оценкам [80]).

Объемные плотности компонентов SMC считались без учета балджа и темного гало, масса которого в этой галактике, по-видимому, мала [90]. При оценке параметров диска использовалась кривая вращения SMC, полученная по HI и исправленная за дисперсию скоростей газа (asymmetric drift), которая приведена в работе [90].

1.2.2. Оценка равновесного давления

Система уравнений

Толщина компонентов диска, объемная плотность газа в плоскости симметрии и соответствующее ей давление оценивались исходя из поверхностных плотностей атомарного и молекулярного водорода, которые считались известными. Для расчета толщины трехкомпонентного диска (звезды, HI и H₂) в общем гравитационном потенциале использовался тот же метод, который был применен в работе [73] для нашей Галактики. При этом учитывалась как самогравитация отдельных компонентов, так и гравитационное влияние гало (кроме SMC), которое может быть существенным во внешних областях дисков. Основное упрощение, которое делается при этом, заключается в том, что все диски считаются компланарными и осесимметричными, а слои HI и H₂ — изотермичными, то есть дисперсия скоростей газа считается не меняющейся с радиусом. Поскольку толщина диска значительно меньше, чем радиальная шкала плотности, пренебрегается вкладом радиальной неоднородности плотности в градиент потенциала по z . Сходным образом толщины дисков ряда галактик были оценены в работах [100] и [101].

Исходное уравнение гидростатического равновесия имеет вид:

$$-\frac{\langle (v_z)_i^2 \rangle}{\rho_i} \frac{d\rho_i}{dz} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \phi_i}{\partial z} + \frac{\partial \phi_d}{\partial z} \quad (1.11)$$

где ρ — объемная плотность, $-\partial\phi/\partial z$ — сила на единицу массы вдоль z -оси, ϕ — соответствующий гравитационный потенциал, индекс i относится к одному из трех компонентов диска (звездный диск, HI или H₂), а индекс d — к сферическому гало.

Уравнение Пуассона для тонкого осесимметричного диска имеет вид:

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial z^2} = 4\pi G \sum_{i=1}^3 \rho_i. \quad (1.12)$$

Комбинация двух последних уравнений приводит к выражению для распределения объемной плотности на заданном расстоянии от центра:

$$\frac{d^2 \rho_i}{dz^2} = \frac{\rho_i}{\langle (v_z)_i^2 \rangle} \left[-4\pi G \sum_{i=1}^3 \rho_i - \frac{\partial^2 \phi_d}{\partial z^2} \right] + \frac{1}{\rho_i} \left(\frac{d\rho_i}{dz} \right), \quad (1.13)$$

где член в квадратных скобках соответствует потенциалу трехкомпонентного диска внутри гало. Влияние балджа галактик на толщину диска не учитывалось, поскольку распределение объемных плотностей, как и дисперсия скоростей газа и звезд диска в области балджа, плохо известны — по этой причине центральные области галактик исключались из рассмотрения.

Система уравнений для звездного и газовых компонентов решалась численно методом Рунге–Кутты четвертого порядка. Два необходимых граничных условия в плоскости симметрии диска $z = 0$ имеют вид:

$$\rho_i = (\rho_0)_i \quad \text{и} \quad \frac{d\rho_i}{dz} = 0. \quad (1.14)$$

К этому следует добавить условие нормировки: удвоенный интеграл объемной плотности по z -координате для каждого компонента диска должен быть равен поверхностной (колонковой) плотности $\Sigma_i(R)$, значение которой в рассматриваемом интервале R считалось известным.

Объемная плотность каждого из трех компонентов находилась методом итераций. Первый шаг представляет собой совместное решение уравнения (1.13) для $\rho_{star}(z)$ с соответствующими граничными условиями при равных нулю газовых плотностях. Далее задача решается для $\rho_{H}(z)$ с использованием полученной на предыдущем шаге звездной объемной плотности. На следующем этапе систему решаем для $\rho_{H_2}(z)$ с известными $\rho_{star}(z)$ и $\rho_{H}(z)$. Однако этого недостаточно, поскольку звездный диск был рассчитан без учета влияния газа, а молекулярный водород никак не повлиял на оценку плотности атомарного газа, поэтому систему уравнений мы решали последовательно еще четыре раза, используя на каждом шаге рассчитанные за предыдущую итерацию значения

плотностей. Таким образом были получены самосогласованные решения для каждого компонента в общем гравитационном поле, а следовательно, распределения объемных плотностей по z на данном R .

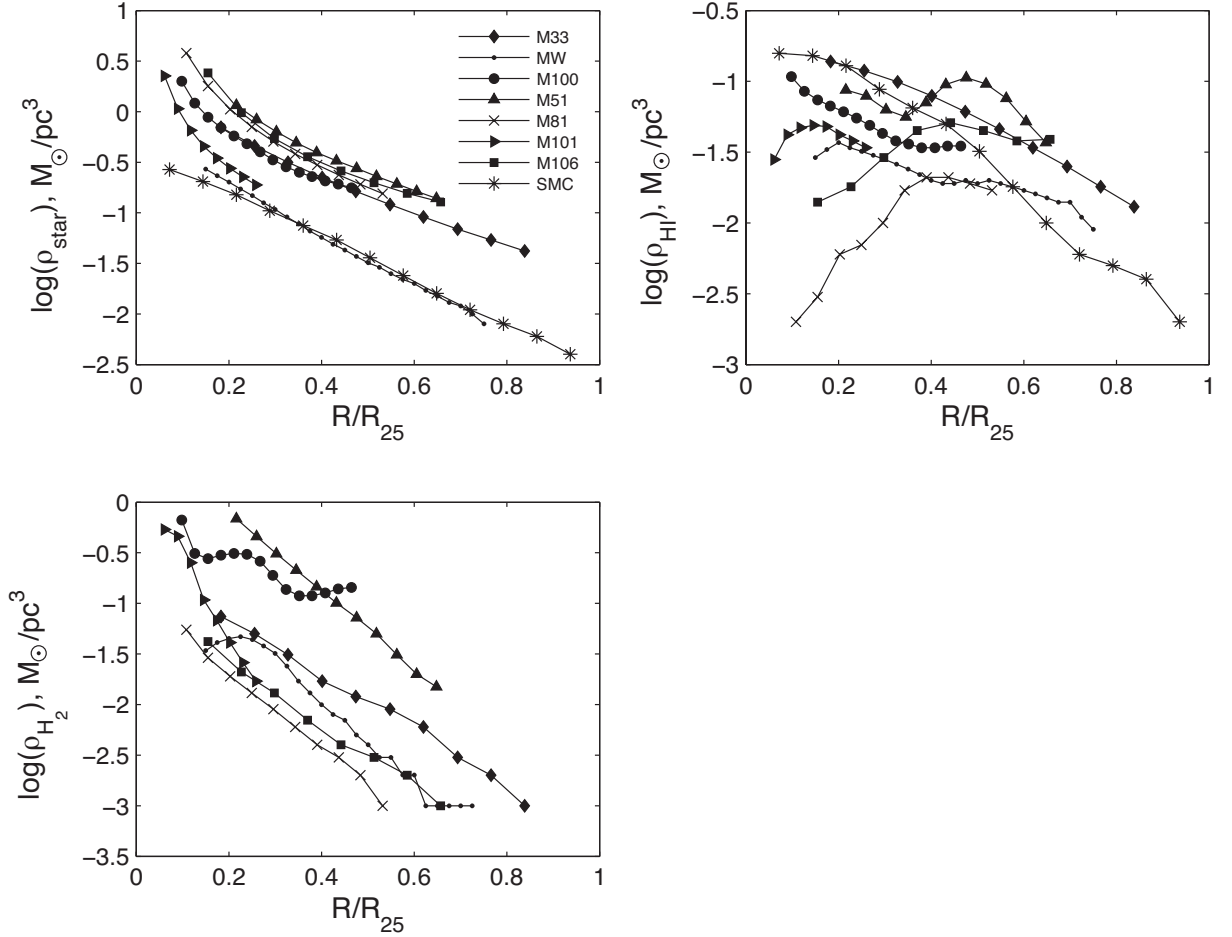


Рис. 1.8. Радиальные изменения объемных плотностей трех компонентов галактик нашей выборки. Плотности представлены в единицах $M_{\odot}/\text{пк}^3$, а расстояния до центра галактик — в долях фотометрических радиусов R_{25} .

Изменение давления вдоль радиуса галактик

Газовое давление определялось из уже полученных решений уравнений гидростатического равновесия и Пуассона. С точностью до ошибок итерационных вычислений (несколько процентов) равновесное давление межзвездной среды, полученное при решении, равно динамическому давлению в плоскости диска:

$$P = P_{\text{dyn}} = \rho_{\text{HI}} v_{\text{HI}}^2 + \rho_{\text{H}_2} v_{\text{H}_2}^2, \quad (1.15)$$

где в газовых плотностях учтен вклад элементов тяжелее водорода (коэффициент 1.38).

Мы сравнили радиальные изменения давления, рассчитанные нашим методом, и по упрощенной зависимости (1.2), использовавшейся в работах [33, 34]. Поскольку в этих работах не учитывались ни изменения толщин компонентов диска вдоль радиуса, ни самогравитация газа, упрощенная формула дает систематическое отличие (недооценку) газового давления по сравнению с нашими результатами. Расхождение увеличивается с ростом расстояния от центра и составляет от 30% во внутренних областях галактик до 40% на больших расстояниях, что объясняется возрастающей ролью газа и темного гало во внешних областях диска.

Результирующие оценки радиальных изменений объемных плотностей звездного и газовых компонентов в плоскости галактических дисков проиллюстрированы на рис. 1.8. Слева вверху приведены плотности звездного компонента, справа — плотности атомарного, а внизу — молекулярного газа. Самыми низкими объемными плотностями звездного диска обладают галактики SMC и MW, самыми высокими — M 81 и M 106. Еще раз подчеркнем, что для всех объектов, кроме нашей Галактики и SMC, приведенные оценки плотностей получены в предположении пороговой гравитационной устойчивости диска и, строго говоря, дают верхний предел плотности.

Случай нашей Галактики

Объемная плотность звезд в окрестности солнечной орбиты по нашим расчетам оказалась около $0.05 M_{\odot}/\text{пк}^3$, а для атомарного и молекулярного газовых компонентов эти значения равны соответственно 0.02 и 0.08 в тех же единицах измерения, что соответствует суммарной плотности всех компонентов диска $\approx 0.15 M_{\odot}/\text{пк}^3$. Наибольшую неопределенность в оценку вносит ошибка в зна-

чении поверхностной плотности звездного диска, которая известна с точностью не выше 30%.

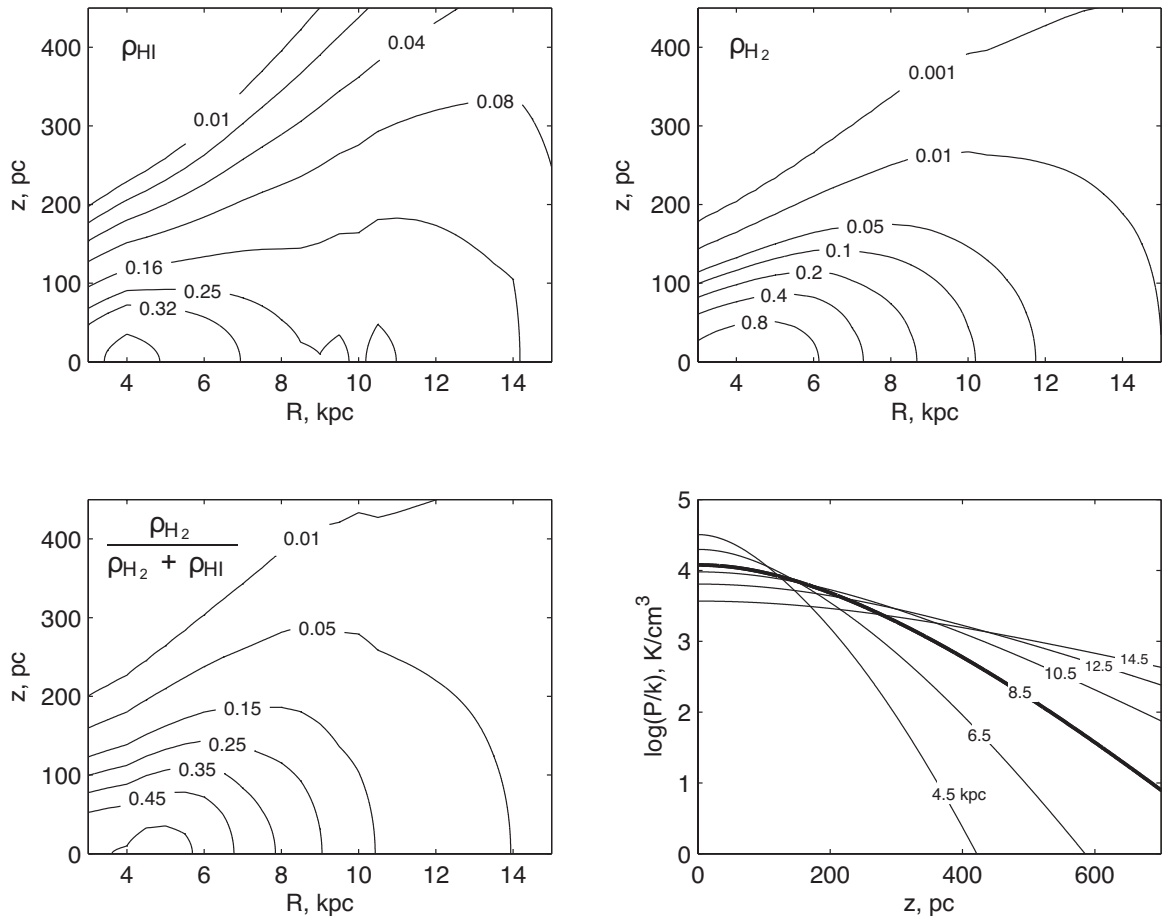


Рис. 1.9. Вверху — контурные карты объемных плотностей газовых компонентов Галактики в единицах см^{-3} : слева — для атомарного газа, справа — для молекулярного. Внизу слева — карта распределения доли молекулярного газа $\rho_{\text{H}_2}/(\rho_{\text{H}_1} + \rho_{\text{H}_2})$. Справа внизу — изменение давления по z -координате на разных расстояниях от центра Галактики; жирной линией отмечена кривая для солнечного расстояния.

Проведенные расчеты позволяют оценить объемную плотность компонентов в любой точке с координатами (R, z) . На рис. 1.9 (вверху) мы приводим контуры объемных плотностей ρ_{H_1} (слева) и ρ_{H_2} (справа). В согласии с данными наблюдений (см., например, [102]) атомарный газ в нашей модели образует слой расширяющийся с расстоянием от центра, хотя модель, естественно, не может воспроизвести наблюдаемое искривление слоя газа при $R > 12$ кпк. Молекулярный слой имеет меньшую ширину, чем атомарный, вследствие более низкой дисперсии скоростей.

На рис. 1.9 (внизу слева) приведена контурная карта, показывающая распределение доли молекулярного газа по отношению к полной массе газового компонента, $\rho_{\text{H}_2}/(\rho_{\text{H}_1}+\rho_{\text{H}_2})$. Из графика хорошо видно, что эта величина быстро падает с z на расстояниях до 7 кпк от центра и значительно медленнее — на больших расстояниях. Однако наша модель не учитывает фазового перехода молекулярного газа в атомарный с ростом z . Ранее в работе [102] обсуждалась возможность такого перехода, обусловленного изменением давления и плотности UV излучения. По модели этих авторов, которая базируется на измерении вертикального профиля плотности молекулярного газа, относительная доля молекул $\rho_{\text{H}_2}/(\rho_{\text{H}_1}+\rho_{\text{H}_2})$ падает вдвое от максимального значения на расстоянии ≈ 80 пк от плоскости симметрии диска, в то время как по нашей модели такое уменьшение имеет место на ≈ 150 пк. Это подтверждает возможность быстрого, на шкале времени менее 10^7 лет, перехода газа из молекулярной фазы в атомарную и обратно. Как показали численные эксперименты [11], такие переходы действительно могут происходить на короткой шкале времени (несколько миллионов лет) при наличии сверхзвуковой турбулентности.

Рис. 1.9, справа внизу, иллюстрирует изменение турбулентного давления газа по z -координате на расстояниях от 4.5 до 14.5 кпк в плоскости диска с шагом 2 кпк. Жирной линией показана зависимость для солнечного расстояния (8.5 кпк). Эта схема наглядно иллюстрирует уменьшение вертикального градиента давления $|dP/dz|$ с удалением от центра Галактики. Как следствие, на малых z давление газа оказывается более высоким во внутренних областях диска, но на больших z ситуация становится обратной, и давление выше во внешних областях Галактики.

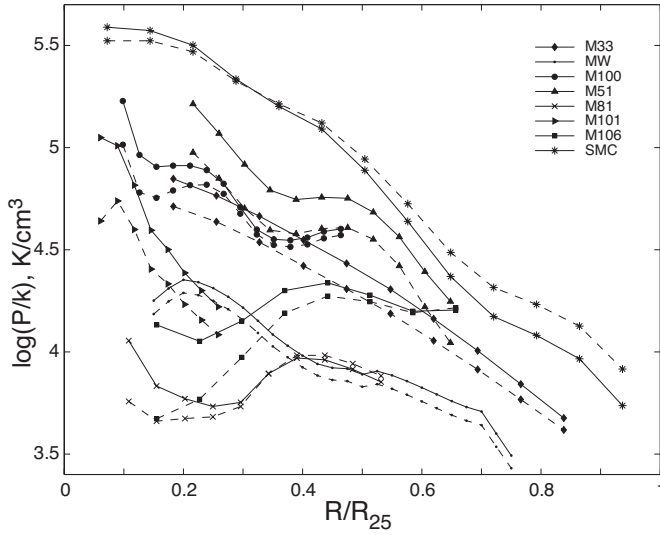


Рис. 1.10. Распределения равновесного давления по радиусу для всех спиральных галактик. Сплошной линией обозначены распределения, полученные для нашей основной модели, а пунктиром — при предположении постоянства толщины звездного диска.

Радиальные профили давления газа

Наряду с описанной выше моделью галактик, где толщина звездного диска меняется вдоль R и определяется условием его динамической устойчивости, мы использовали более простую модель с постоянной толщиной диска. Влияние гравитационного поля газа и темного гало на толщину звездного диска при таком подходе игнорируется, так что задача оценки плотностей и полутолщин звездного и газового компонентов перестает быть полностью самосогласованной.

В качестве закона $\rho_{star}(z)$ мы приняли формулу для равновесного гравитирующего изотермического диска:

$$\rho_{star}(z) = \rho_{star}(0) \operatorname{sech}^2 \left(\frac{z}{(h_z)_{star}} \right), \quad (1.16)$$

где вертикальная шкала диска считалась пропорциональной его радиальной шкале:

$$(h_z)_{star} = \frac{(v_z^2)_{star}}{\pi G \Sigma_{star}} = 0.2 h_R \quad (1.17)$$

для всех галактик, кроме SMC, и $0.3 h_R$ для SMC. Полутолщина, плотность и давление газовых компонентов в гравитационном поле звездного диска определялись при тех же значениях дисперсии скоростей газа, какие были приняты в первой, основной модели.

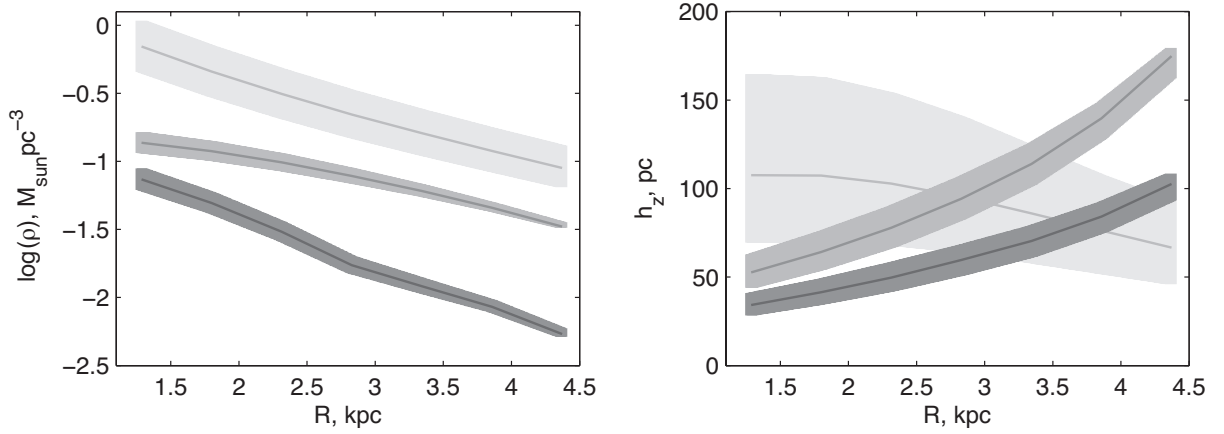


Рис. 1.11. Радиальные распределения объемных плотностей трех компонентов диска М33 и их вертикальных шкал. Заштрихованным областям соответствуют колебания значения $(v_z)_{star}$ в 1.25 раза относительно величины, принимаемого для маргинально устойчивого диска (сплошная линия).

Распределения равновесного давления (зависимость P/k от радиальной координаты, нормированной на оптический радиус галактики, R/R_{25}) приведены на рис. 1.10 для основной модели (сплошная линия) и для модели с диском постоянной толщины (пунктирная линия). При переходе к последней общий ход зависимостей для большинства галактик в целом мало изменился, различие оценок давления не превосходит фактора полтора ($\Delta \log(P/h) \geq 0.2$) — за исключением внутренней области М106, где $\Delta \log(P/h) \approx 0.4$.

В целом интервал значений давления газа в рассматриваемых галактиках составляет почти два порядка. Из всех галактик выборки самое высокое давление у SMC несмотря на то, что центральная объемная плотность звездного компонента для этого объекта самая низкая (рис. 1.8). Высокое давление связано как с высоким содержанием газа, так и с большой дисперсией скоростей газа в этой галактике. Самое низкое давление — во внешних частях нашей Галактики.

Путем варьирования входных модельных параметров мы исследовали степень их влияния на результирующие распределения объемных плотностей и давления газа, а также вертикальных шкал звездного и газовых компонентов.

Оказалось, что решение наиболее чувствительно к принимаемому значе-

нию дисперсии скоростей, в первую очередь звездного диска $(v_z)_{star}$. Для иллюстрации на рис. 1.11 для галактики М 33 показаны радиальные распределения объемных плотностей трех компонентов диска и их вертикальных шкал (темно-серым — H_2 , светло-серым — HI и самым светлым — звезды), рассчитанные, как было описано выше, в рамках модели маргинально устойчивого диска, а также при увеличении и уменьшении $(v_z)_{star}$ в 1.25 раза (заштрихованные области). При увеличении $(v_z)_{star}$ центральная объемная плотность звездного компонента уменьшается примерно в полтора раза, а при уменьшении — во столько же раз увеличивается. Однако плотность и давление газа меняются слабее, не более чем на 20%. Очевидно, что при увеличении $(v_z)_{star}$ давление падает, а при уменьшении растет.

Описанную в этом разделе методику можно применять к любой выборке галактик для расчета объемных плотностей и толщин компонентов диска, а также газового турбулентного давления. Причем, в перспективе, в качестве входных параметров можно использовать не только азимутально усредненные профили наблюдательных величин, но и двумерные карты распределений.

1.3. Степень молекуляризации газа: галактики Virgo и поля

Как было упомянуто в обзоре литературы на странице 12, до сих пор нет однозначного ответа на вопрос, какие факторы являются определяющими для перехода $\text{HI} \longleftrightarrow \text{H}_2$. В данном разделе первой главы диссертации мы акцентируем внимание на спиральных галактиках скопления Virgo, отличающихся большим разнообразием по относительному содержанию H_2 . Проверка для этих объектов соотношений $\eta(P)$ и $\eta(\Sigma_{gas})$ покажет, в рамках какой модели можно корректнее описывать воздействие окружения на межзвездную среду и какие еще физические параметры следует включить в описание. Галактики скоплений подвергаются как гравитационному воздействию других членов скопления, так и влиянию межгалактической среды, в результате чего образуется дефицит атомарного водорода в дисках галактик [103, 104]. Однако обычно изменение содержания HI не сказывается на интегральной массе H_2 [105, 106], и лишь в редких случаях воздействие окружения приводит к сильному дефициту обоих компонентов [107].

В работе [34] газовое равновесное давление P в плоскости диска рассчитывалось при существенных упрощениях и без учета самогравитации газа и влияния темного гало, значение которых возрастает на периферии дисков галактик. Однако для наших целей наиболее интересны именно внешние области газовых дисков, испытывающие наибольшее влияние окружения, поэтому в настоящей работе мы прибегаем к более точному самосогласованному методу, описанному в разделе 1.2, решая уравнение 1.13 для галактик двух выборок: членов скопления Virgo и, для сравнения, галактик поля.

	NGC	Messier	D_{M87} град.	R_{25} угл. мин.	морф. тип	V_r км/с	ССЫЛКИ		N
							H ₂	HI	
1	4254	99	3.6	2.69	5.2	2410	[108]	[109]	I
2	4298		3.2	1.48	5.2	1140	[108]	[110]	III
3	4302		3.1	2.45	5.4	1118	[108]	[110]	III
4	4303	61	8.2	3.46	4.0	1570	[108]	[109]	I
5	4321	100	3.9	3.01	4.1	1579	[108]	[109]	I
6	4402		1.4	1.77	3.2	119	[108]	[109]	III
7	4419		2.8	1.95	1.1	-254	[108]	[110]	II
8	4501	88	2.1	3.38	3.4	2280	[108]	[109]	I
9	4535		4.3	3.46	5.0	1958	[108]	[109]	II
10	4536		10.2	3.54	4.3	1807	[108]	[110]	I
11	4548	91	2.4	2.63	3.1	486	[108]	[109]	II
12	4567		1.8	1.38	4.0	2265	[108]	[110]	I
13	4568		1.8	1.19	4.1	2255	[108]	[110]	I
14	4569	90	1.7	4.56	2.4	-233	[108]	[109]	I
15	4579	58	1.8	2.51	2.8	1518	[108]	[109]	II
16	4647		3.2	1.41	5.2	1415	[108]	[109]	I
17	4654		3.3	2.51	5.9	1034	[108]	[109]	I
18	4689		4.3	2.29	4.7	1613	[108]	[109]	I

Таблица 1.5. Параметры галактик скопления Virgo.

1.3.1. Выборки галактик и используемые параметры

Чтобы выяснить, как принадлежность галактики к скоплению отражается на соотношении между долей молекулярного газа и давлением, мы рассчитали радиальные профили давления газа для 18 галактик скопления Virgo, и, для сравнения, для 12 хорошо изученных близких спиралей, находящихся вне скоплений (галактики поля). Объекты исследования подбирались таким образом, чтобы наблюдательные данные для них были как можно более однородны.

В таблице 1.5 последовательно приведены такие параметры: порядковый номер объекта в выборке галактик скопления Virgo, номера NGC и Messier; расстояние в картинной плоскости до центра скопления Virgo (в градусах); угловой оптический радиус галактики R_{25} ; морфологический тип по базе данных Hyperleda; гелиоцентрическая скорость; ссылки на используемые источники данных по H₂ и HI; номера подвыборок, к которым мы отнесли данные объекты (о них будет сказано чуть ниже). Расстояния до всех галактик скопле-

	NGC	Messier	D Мпк	R_{25} кпк	морф. тип
1	628	74	7.3	10.4	5.2
2	2841		14.1	14.2	3.0
3	3184		11.1	11.9	6.0
4	3198		13.8	13.0	5.2
5	3351	95	10.1	10.6	3.1
6	3521		10.7	12.9	4.0
7	3627	66	9.3	13.9	3.1
8	4736	94	4.3	5.3	2.4
9	5055	63	10.1	17.4	4.0
10	5194	51	8.4	27.4	4.0
11	6946		5.9	9.8	5.9
12	7331		14.7	19.6	3.9

Таблица 1.6. Параметры галактик поля.

ния мы принимали равным 16.1 Мпк [111]. В таблице 1.6 приведены данные по галактикам поля.

Для расчета давления газа данные по радиальным распределениям азимутально усредненной поверхностной плотности атомарного и молекулярного водорода брались из нескольких источников. Для галактик скопления был использован каталог CO-наблюдений [108] и HI-каталог [109] с разрешением 45". Для нескольких объектов скопления, отсутствующих в работе [109], брались данные из [110], приведенные к тому же разрешению. Параметры газовых компонентов для галактик поля были взяты из работы [28]. Для всех галактик радиальный профиль H_2 пересчитывался из опубликованных данных по распределениям ^{12}CO ($J = 1 - 0$) с использованием постоянного конверсионного фактора $X = N_{H_2}/I_{CO} = 2 \times 10^{20} \text{ (K км/с)}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Необходимые для построения моделей наблюдаемые кривые вращения и поверхностные яркости звездных дисков [89, 112–119] переводились в звездную поверхностную плотность через отношение массы к светимости, соответствующие интегральному показателю цвета [92] в инфракрасном диапазоне из базы данных NED³. Центральные области галактик < 1 кпк исключались из рассмотрения, прежде всего из-за

³ <http://ned.ipac.caltech.edu>

возможного влияния балджа, не учитываемого в наших моделях.

Поскольку скорость турбулентных движений газа не сильно меняется от галактики к галактике, в настоящей работе она принимается для атомарного и молекулярного газа равной 9 км/с и 6 км/с (по одной координате) соответственно. Заметим, что результат малочувствителен к выбору v_{gas} : если мы недооценили эту скорость, то это приведет к переоценке результирующей объемной плотности компонента, которая в значительной степени погасит влияние ошибки в газовой дисперсии скоростей на результирующее давление (двукратное увеличение v_{gas} приведет к росту P лишь в полтора раза, а не вдвое, как по упрощенной формуле 1.2).

Дисперсия скоростей звезд определялась из кривой вращения и поверхностной плотности диска в предположении его маргинальной устойчивости. Заметим, что при таком способе расчета результирующая объемная плотность звезд в первом приближении зависит только от локального значения эписциклической частоты, но не от поверхностной плотности (см. приложение в [101]).

1.3.2. Радиальные распределения H_2/HI

Зависимость от газового давления

В результате решения уравнения 1.13 для галактик обеих выборок были получены радиальные распределения объемных плотностей и равновесного турбулентного давления газовых компонентов в плоскости диска. Мы построили зависимости доли молекулярного газа η от суммарного гидростатического газового давления в плоскости диска (рис. 1.12) для всех исследуемых нами галактик. Серыми кривыми с крестами обозначены галактики поля; пунктирными линиями — галактики скопления; штриховая прямая взята из работы [34].

На рис. 1.12 обращает на себя внимание большой разброс кривых относительно штриховой прямой. При этом, в отличие от большинства галактик поля, значительная часть членов скопления при том же давлении газа имеет более

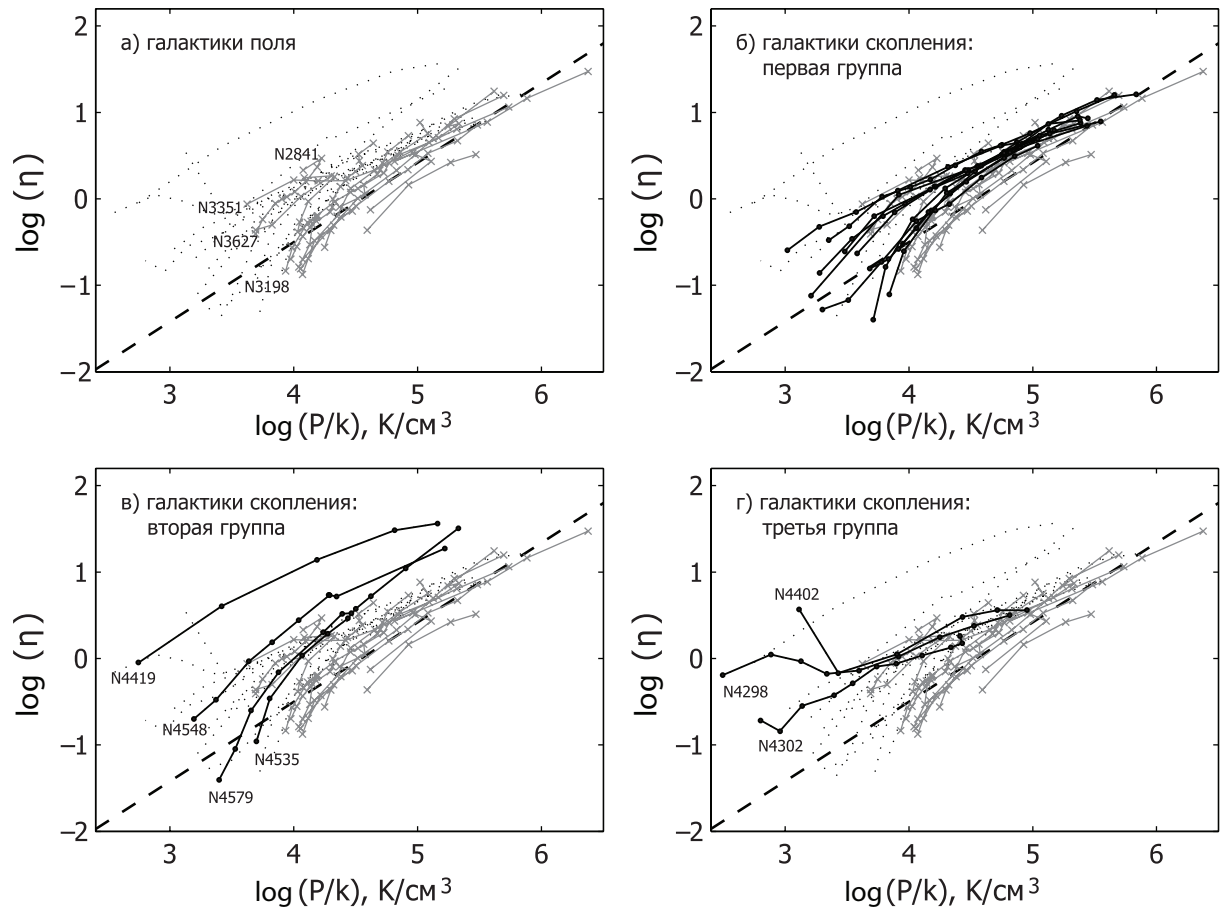


Рис. 1.12. Зависимость доли водорода η , находящегося в молекулярном состоянии, от турбулентного газового давления в плоскости диска. На всех графиках серыми линиями с крестами обозначены галактики поля, черными линиями с точками — галактики скопления Virgo. Штриховая прямая соответствует зависимости $\eta \propto P^{0.92}$ [34]. Галактики скопления разделены на три группы, описание которых приведено в тексте. Для наглядности каждая группа изображена на отдельных графиках в сравнении с галактиками поля и на фоне намеченных серыми пунктирными линиями остальных объектов скопления. График для галактик скопления Virgo, принадлежащих группе I изображен справа сверху; для группы II — слева внизу; для группы III — справа внизу.

высокую долю H_2 (в особенности на периферии), чем следует из ожидаемой зависимости. Это может быть обусловлено тем, что мы либо сильно недооцениваем давление, действующее на межзвездную среду и способствующее молекуляризации газа, либо галактики скопления отличаются иными условиями, определяющими содержание молекулярной среды. Стоит отметить, что некоторые галактики поля (NGC 2841, NGC 3351 и NGC 3627) также лежат в области повышенной доли молекулярного газа.

По поведению на зависимости $\eta(P)$ галактики скопления Virgo можно услов-

но разделить на три подвыборки (см. последнюю колонку в табл. 1.5), которые для наглядности отмечены жирными линиями на разных панелях рис. 1.12.

Первая группа (рис. 1.12б) включает галактики, которые в центральных областях ведут себя почти неотличимо от галактик поля, однако на периферии у них доля молекулярного газа на порядок более высокая, чем ожидается при данном давлении (или давление в десять раз ниже при данном η). Среди объектов *первой* группы есть тесная пара NGC 4567/NGC 4568, и это указывает на то, что наблюдаемый разброс на зависимости $\eta(P)$ не связан с локальным взаимодействием между близкими друг к другу галактиками.

Ко *второй* группе мы относим те объекты, для которых даже в центральных областях доля молекулярного газа выше, чем для одиночных галактик. К ней относятся три галактики: NGC 4419, NGC 4535 и NGC 4548. Зависимости для них (рис. 1.12в) лежат намного выше, чем для галактик, не относящихся к скоплению. Плюс к этому есть основания предполагать, что к этой группе относится также галактика NGC 4579, хотя по основному используемому нами (для однородности данных) источнику HI-наблюдений [109] не промерен профиль в центральных областях, тем не менее, по более новым данным [110], заметна яма в центре распределения $\Sigma_{\text{HI}}(R)$.

В *третью* группу мы выделяем галактики NGC 4298, NGC 4402, NGC 4302. Для них характерен существенный избыток молекулярного водорода (или недостаток атомарного) для данного давления на периферии дисков — фактически область антикорреляции (рис. 1.12г). Формально по аномально высокому значению η на периферии мы можем отметить также и галактику NGC 4419, входящую во вторую группу. Для трех из этих объектов η больше чем в десять раз превышает значения, характерные для галактик поля.

Стоит отметить, что большой разброс на зависимости $\eta(P)$ для галактик скопления Virgo нельзя объяснить недооценкой турбулентного давления межзвездной среды, обусловленной неточностью приближенной модели. К тому же

у нас нет причин предполагать, что наша модель плохо подходит именно для галактик скопления. Хотя мы считали диски компланарными и осесимметричными, а осесимметричность газовых компонентов галактик скопления, действительно, может сильно нарушаться, но на более далеких от центра расстояниях — в областях, которые мы здесь не рассматриваем, так как для них уже нет данных по CO. Также мы оцениваем дисперсию скоростей звезд из предположения маргинальной устойчивости звездных дисков, но в общем случае звездные диски могут иметь запас устойчивости, то есть быть более толстыми и разреженными. В этом случае оценка объемной плотности и давления газа при той же поверхностной плотности будет ниже, чем для маргинального случая — значит, отклонение от ожидаемой зависимости только возрастет.

Зависимость от суммарной газовой плотности

Как мы уже упоминали, Крумхольц с соавторами [35] разработали модель формирования молекулярных облаков, ключевыми параметрами которой являются полная поверхностная плотность газа и количество тяжелых элементов в межзвездной среде. Чем больше металличность, тем эффективнее образуются молекулы H_2 , а при возрастании толщины газового слоя происходит экранирование холодных молекулярных облаков от разрушающего действия ультрафиолета. Причем для солнечной металличности при $\Sigma_{gas} < 10 M_{\odot}/\text{пк}^2$ оптической толщине недостаточно для сохранения молекул H_2 , и доля η резко уменьшается.

На рис. 1.13 мы приводим зависимость η от суммарной поверхностной плотности газа $\Sigma_{gas} = \Sigma_{\text{HI}} + \Sigma_{\text{H}_2}$ для исследуемых нами галактик. Штриховыми линиями показаны модельные зависимости из работы [35] для разных значений металличности: справа налево для $\log(Z/Z_{\odot})$ равного -0.5, 0, 0.5, 1, 1.5 и 2. Несмотря на то что характер зависимостей очень похож на $\eta(P)$, на графике $\eta(\Sigma_{gas})$ для некоторых нормальных спиралей вдоль радиуса заметно нарушается корреляция (NGC 2841, NGC 3198, NGC 3351 и NGC 3627). Тем не менее

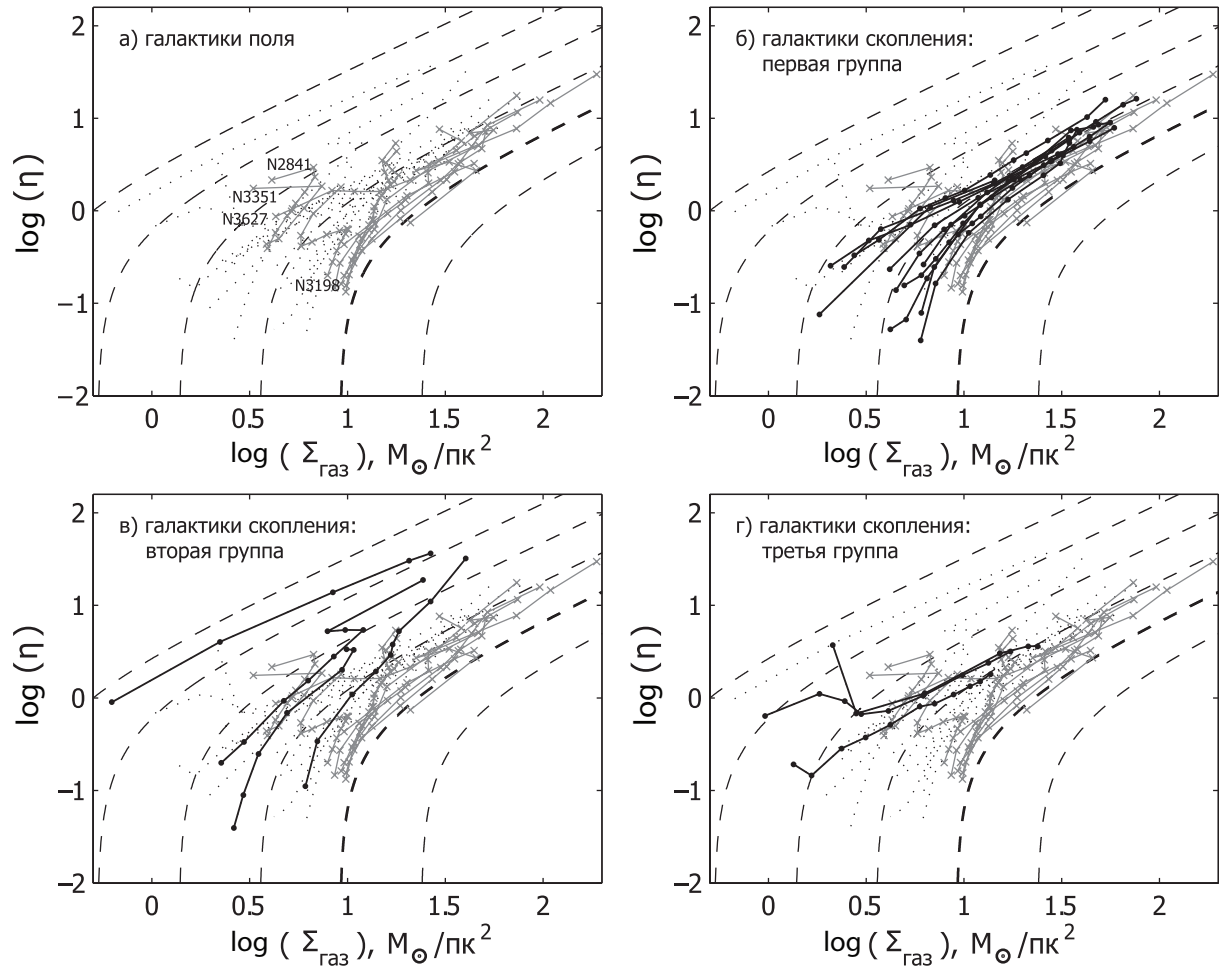


Рис. 1.13. Зависимость доли молекулярного газа по отношению к атомарному от полной поверхностной газовой плотности. Штриховыми линиями показаны модельные зависимости из работы [35] для разных значений металличности: справа налево линии соответствуют $\log(Z/Z_{\odot})$, равному -0.5, 0, 0.5, 1, 1.5 и 2. Остальные обозначения такие же, как и на предыдущем графике.

в целом распределения $\eta(\Sigma_{gas})$ для галактик поля и галактик скопления Virgo *первой* группы, за исключением внешних областей газовых дисков, согласуются с модельными кривыми, особенно если принять немного повышенную металличность для галактик скопления (см. ниже). Однако для галактик *второй* и *третьей* групп придется предполагать металличность более чем на порядок большую солнечной, что не согласуется с имеющимися наблюдениями. Из рис. 1.13 также следует, что для галактик скопления не наблюдается четкой граничной поверхностной плотности около $10 M_{\odot}/\text{пк}^2$, ниже которой модель предсказывает резкое падение доли молекулярного газа⁴.

⁴ Справедливости ради нужно сказать, что в декабре 2013 г. Крумхольц опубликовал статью, где

Конверсионный фактор

Нельзя обойти вниманием тот факт, что нарушение баланса газовых компонентов, диагностируемое нами по корреляциям $\eta(P)$ и $\eta(\Sigma_{gas})$, может оказаться лишь *видимым*. Дело осложняется в первую очередь тем, что молекулярный газ не наблюдается непосредственно, а только лишь по трейсерам, таким как молекула CO (см. обзор литературы на стр. 7). Таким образом, причиной высоких значений η может быть переоценка количества H_2 из-за нестандартного фактора конверсии.

В первую очередь причиной отличающегося от стандартного конверсионного фактора X для галактик скопления могло бы быть различие в металличности газа, появившееся вследствие неодинаковой истории звездообразования (или, например, из-за различия начальной функции масс массивных звезд). Для близких к центру скопления галактик Virgo действительно отмечалось повышенное содержание тяжелых элементов в среднем на $0.25 - 0.30$ dex относительно солнечного [121–123]. Один из наиболее крутых законов зависимости конверсионного фактора от металличности $X \propto Z^{-1}$ предложен в работе [3]. Из него следует, что двукратный избыток тяжелых элементов может привести к завышению X примерно в два раза и, соответственно, к переоценке массы H_2 вдвое. Даже если для некоторых галактик зависимость $X(Z)$ еще более сильная — переоценка количества молекулярного газа может достигнуть порядка величины [124] — в этом случае повышенной металличностью можно объяснить только небольшой разброс на зависимости $\eta(P)$, как для галактик *первой* группы. Важно отметить, что аномалия в η наблюдается в первую очередь на периферии дисков, где, очевидно, тяжелых элементов меньше, а значит, и переоценка количества H_2 должна быть менее существенна, чем в центральных

привел новую модификацию его модели [120]. Он показал, что для областей, в которых доминирует $H\text{I}$ (во внешних частях дисков), доля молекулярного газа по ряду причин может быть выше, чем по результатам его предыдущих расчетов, что значительно лучше согласуется с наблюдениями.

областях галактик. Однако для объектов *второй* и *третьей* групп доля молекулярного газа может превышать на два порядка значения η для галактик с нормальной металличностью (рис. 1.12в, г), и объяснить это иным конверсионным фактором нельзя.

Таким образом, представляется очевидным, что для объяснения соотношения газовых компонентов для галактик скопления недостаточно принимать во внимание такие внутренние характеристики газа, как металличность и поверхностная плотность, а необходим также учет иных факторов (например, связанных с влиянием окружения).

1.3.3. Содержание межзвездного газа

Хорошо известно, что галактики скоплений часто демонстрируют *дефицит*⁵ атомарного водорода, однако остается неопределенным, как обстоят дела с молекулярным газом. Раньше считалось, что содержание H_2 в галактиках скопления может быть нормальным [105], однако Фумагалли с соавторами обнаружили H_2 -дефицитные галактики в скоплении Virgo и отметили, что галактики с $\text{def}(H_2) > 0.2$ всегда имеют недостаток HI (газ-дефицитные галактики), в то время как дефицит атомарного газа ($\text{def}(HI) > 0.3$) может быть при нормальном содержании H_2 [107]. Утверждается⁶, что причина этому — диссоциация молекул, недостаточно защищенных (заэкранированных) от UV излучения после выметания HI лобовым давлением.

⁵ Для оценки полной массы HI и H_2 часто используется термин дефицит. Его определяют как разницу между логарифмами ожидаемой величины для нормальных галактик и наблюдаемой величиной. Например, $\text{def}(HI) = \log(M_{HI, \text{exp}}) - \log(M_{HI, \text{obs}})$. Ожидаемая масса вычисляется для данной величины R_{25} , которая слабо зависит от морфологического типа [125].

⁶ Анализ в этой работе опирается на модель Крумхольца с соавторами [35], в которую, как отмечено в сноске на странице 75, сам автор внес изменения как раз для областей периферии дисков галактик.

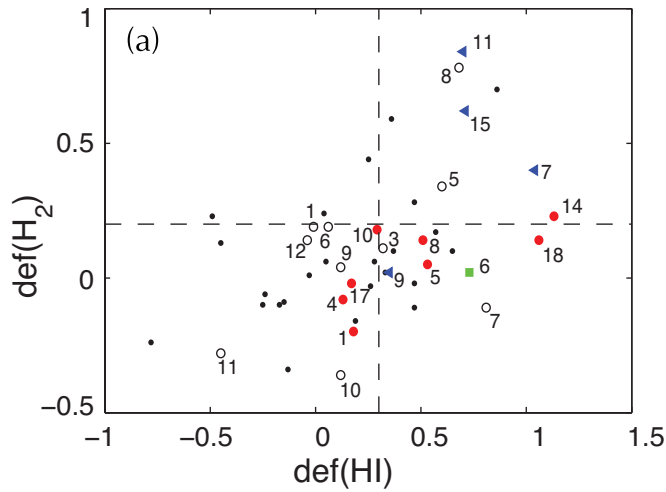


Рис. 1.14. Зависимость дефицита $\text{def}(\text{H}_2)$ от $\text{def}(\text{HI})$ для галактик, имеющих оценки этих параметров в литературе. Точками отмечены галактики из работы [107], белыми кружками — галактики поля нашей выборки, красными кружками, треугольниками и квадратами — галактики скопления I, II и III группы соответственно. Нумерация соответствует приведенной в табл. 1.5 и 1.6. Штриховые прямые отделяют галактики с дефицитом от нормальных.

На рис. 1.14 мы приводим зависимость значений дефицита H_2 от дефицита HI для объектов наших выборок. Принимая во внимание интегральные показатели дефицита и радиальные распределения компонентов межзвездной среды (рис. 1.15), мы можем в общих чертах получить представление об особенностях газовой среды в галактиках разных подгрупп нашей выборки.

Для объектов I и III групп интегральный дефицит HI связан в большей или меньшей степени с недостатком HI на периферии диска (рис. 1.15а, д). Тогда как для II группы нехватка HI по сравнению с галактиками поля наблюдается на всех расстояниях, но в первую очередь в центральной части диска (рис. 1.15в). Три из четырех галактик II группы (NGC 4419, NGC 4548 и NGC 4579) лежат в области сильного дефицита обоих газовых компонентов (рис. 1.14). Причем, для того чтобы образовался дефицит H_2 , учитывая обычно сильную центральную концентрацию молекулярного газа, следует искать механизм, исчерпывающий газ именно в центре диска (см. следующий раздел, стр. 84). Стоит отметить, что для трех галактик поля (NGC 2841, NGC 3351 и NGC 3627), упомянутых нами ранее из-за необычного поведения на зависимостях $\eta(P)$ и $\eta(\Sigma_{gas})$, также наблюдается недостаток HI на различных расстояниях от центра (см. рис. 1.15а).

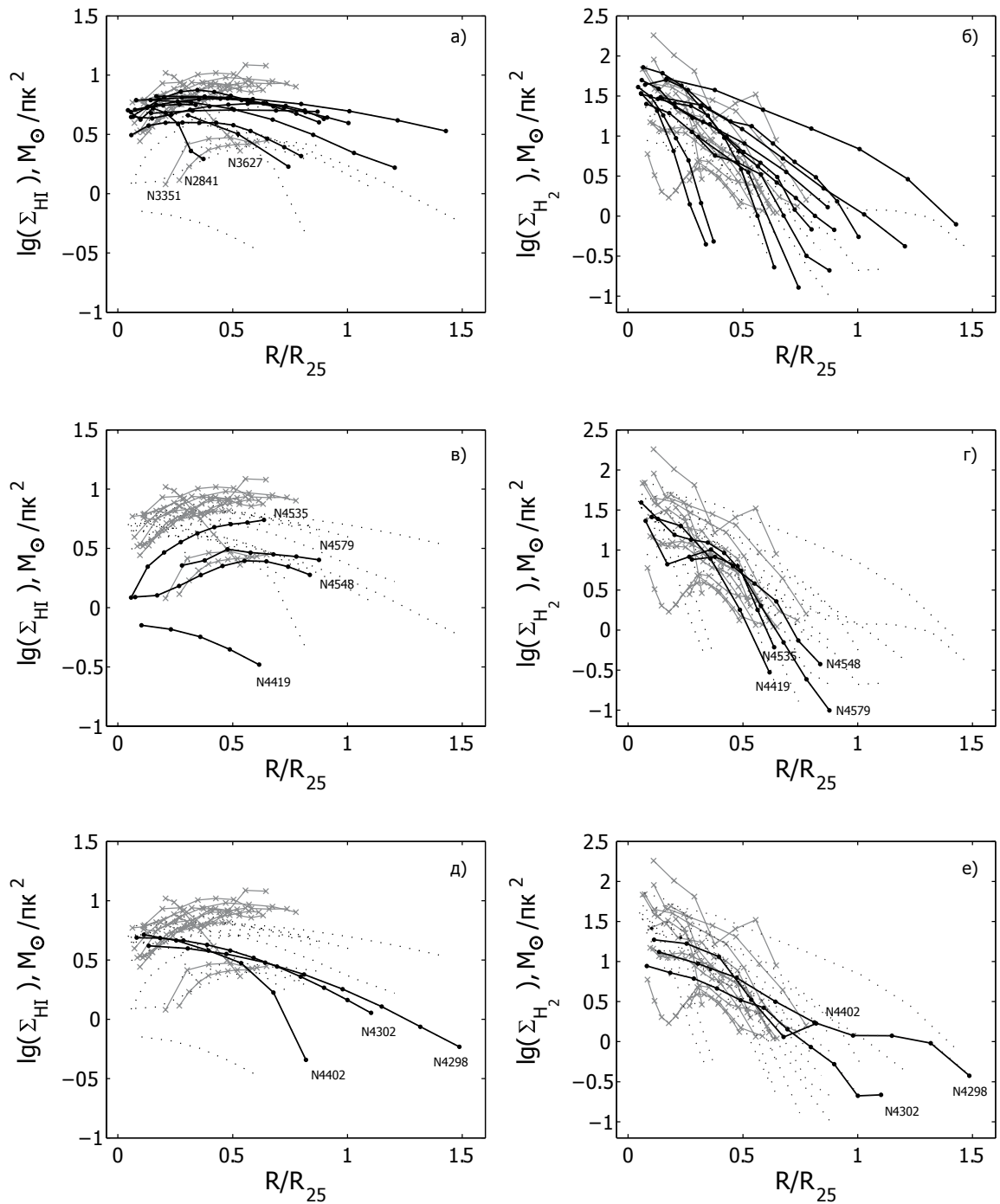


Рис. 1.15. Радиальные распределения поверхностных плотностей атомарного (слева) и молекулярного газа (справа). Обозначение такие же, как и на рис. 1.12 и 1.13. В верхнем ряду черным выделены галактики I группы, в среднем ряду — II группы, внизу — III группы.

1.3.4. Возможные причины нарушения баланса газовых компонент для галактик Virgo

Рассмотрим возможные причины различий для галактик поля и скопления. Аномальное (более высокое, чем наблюдается в галактиках поля) отношение между поверхностными плотностями молекулярного и атомарного водорода возможно по нескольким причинам.

Лобовое давление

Как мы показали выше, для большинства галактик именно нехватка атомарного газа играет решающую роль. Самым эффективным механизмом потери HI можно считать лобовое давление (ram pressure) межгалактической среды

$$P_{ram} \approx \rho V_{3D}^2,$$

где ρ — это плотность межгалактического газа, V_{3D} — трехмерная скорость галактики в среде скопления. Галактика движется сквозь скопление и, в зависимости от параметров ее траектории и ориентации плоскости диска к набегающему потоку, среда скопления в разной степени обдирает внешние области атомарных дисков, что приводит к дефициту HI [103, 104].

К сожалению, точные оценки лобового давления пока возможны лишь для некоторых объектов, поскольку неизвестна трехмерная динамическая картина скопления Virgo. Однако с помощью несложной процедуры можно проверить, достаточно ли наблюдаемого дефицита HI для объяснения аномального соотношения между газовыми компонентами η для галактик скопления. Предположим, что, до того как возник дефицит атомарного водорода в галактиках, они имели нормальное радиальное распределение HI, характерное для галактик данного типа, не входящих в состав скоплений. Будем использовать распределения атомарного водорода — средние для галактик соответствующих морфологических типов [по 109], — заменив ими эмпирические профили $\Sigma_{HI}(R)$, но

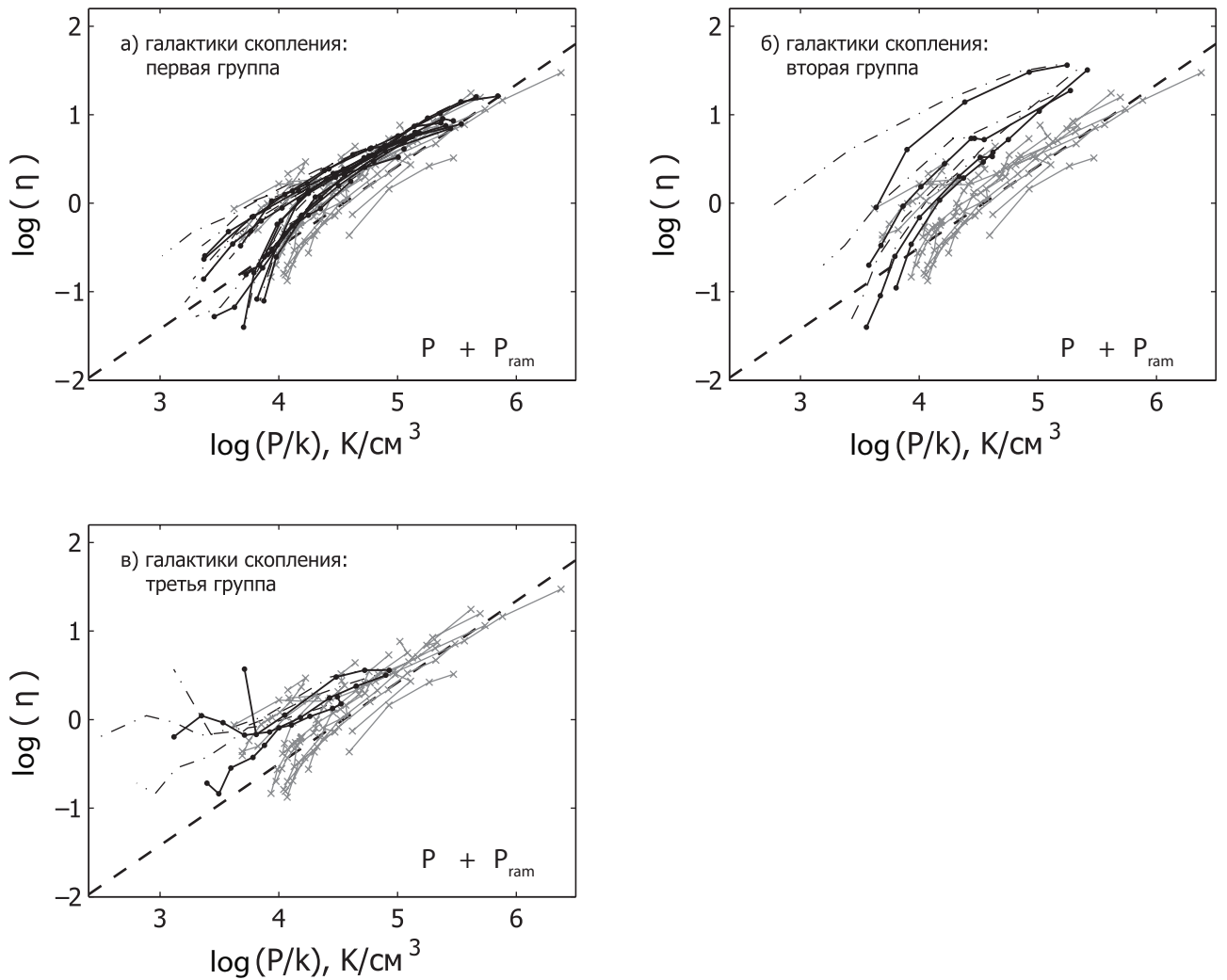


Рис. 1.16. Зависимость доли молекулярного водорода по отношению к атомарному от турбулентного газового давления в плоскости диска, рассчитанная при модельном, среднем для данного морфологического типа, распределении Σ_{HI} , взятым по работе [109]. Штрих-пунктирной линией для сравнения показаны зависимости для галактик тех же подгрупп, но с исходными наблюдаемыми поверхностными плотностями атомарного газа, ранее приведенные нами на рис. 1.12.

оставив неизменным наблюдаемое распределение H_2 , после чего заново рассчитаем газовое равновесное давление, соответствующее этим *смешанным* данным (обозначим его условно $P + P_{\text{ram}}$). На рис. 1.16 черными линиями с точками отмечены полученные таким образом зависимости $\eta(P)$ для галактик разных подгрупп. Для наглядности мы показали штрих-пунктирными линиями исходные зависимости для этих же подгрупп, приведенные на рис. 1.12. Как следует из рис. 1.16а, около половины галактик *первой* группы полностью легли на зависимость, характерную для галактик поля. То есть *наблюдаемое количе-*

ство молекулярного газа в них хорошо согласуется с ожидаемым для давления P , существовавшего до потери существенной части атомарного газа. Вследствие учета самогравитации газа и влияния темного гало в наших расчетах для этих галактик хорошо заметно резкое уменьшение доли η на периферии дисков, хорошо согласующееся с моделью [35].

Однако на периферии дисков для остальной части галактик I и III групп и для центральных областей галактик II группы недостаток HI лишь частично объясняет высокое значение η (рис. 1.16б, в), и *появляется необходимость предположить дополнительный переход HI \rightarrow H₂ вследствие некоего фактора, возможно также связанного с влиянием окружения.*

Статическое давление

Статическое давление межгалактической среды, обычно считается, много меньшим лобового. Однако, принимая во внимание тот факт, что эффективность последнего крайне чувствительна к целому ряду параметров (см. стр. 79), мы оценили возможно ли в принципе наблюдать влияние P_{stat} для интересующих нас объектов в случае незначительного динамического (лобового) давления. К тому же характерные времена воздействия P_{stat} на порядок меньше, чем у лобового давления (10^8 лет — для статического и 10^9 лет — для лобового давления [126]), что увеличивает шансы заметить этот эффект для медленных галактик. Можно оценить статическое давление межгалактической среды, как

$$P_{stat} = nkT,$$

где $T \sim 10^7$ К — характерная температура газа для Virgo, профиль концентрации

$$n = n_0 \left[1 + \left(\frac{R}{R_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2},$$

где $n_0 = 76.3 \cdot 10^{-3}$ см⁻³, $\beta = 0.46$, $R_c = 115$ угл. сек., согласно работе [127], эти значения также согласуются с более новыми результатами из статьи [128].

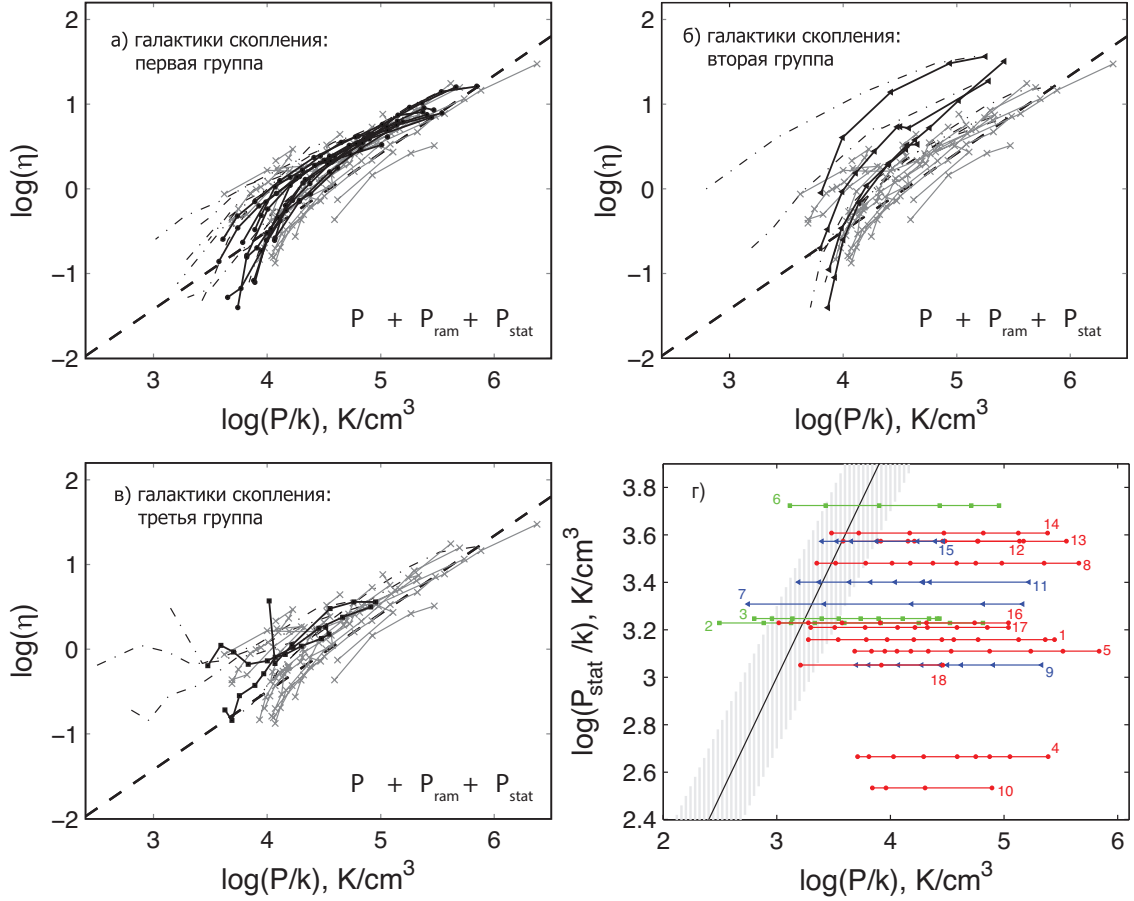


Рис. 1.17. То же, что и на рис. 1.16, но к расчетам давления с модельными распределениями Π , описанным в предыдущем пункте, мы прибавили полученное нами статическое давление для каждой галактики скопления. Штрих-пунктирные линии показывают изначальные расчеты давления для галактик, приведенные на рис.1.12. Серые сплошные линии с крестами соответствуют галактикам поля. На панели а) жирным отмечены галактики первой группы скопления Virgo, б) второй, в) третьей; г) зависимость статического давления, соответствующего конкретному расстоянию от центра скопления, от рассчитанного нами давления P межзвездной среды в плоскости диска на каждом радиусе. Нумерация объектов соответствует приведенной в таблице 1.5. Наклонная прямая соответствует линии равного давления, в заштрихованной области статическое давление лежит в диапазоне от 0.5 до 2 значений внутреннего турбулентного давления.

Получается, что даже для близких к центру скопления галактик $P_{stat}/k \leq 4 \cdot 10^3 \text{ K}/\text{cm}^3$. Такие низкие значения сопоставимы только с газовым давлением на окраинах дисков галактик и не могут повлиять на изменение зависимости $\eta(P)$ в центральных нескольких килопарсеках.

Можно оценить верхний предел значений P_{stat} для исследуемых объектов, используя проекционные расстояния данных объектов до M 87 (см. табл. 1.5). На рис. 1.17г статическое давление межгалактической среды сопоставляется с рассчитанным нами ранее внутренним газовым турбулентным давлением P в плоскости диска в пределах тех расстояний от ядра галактик, для которых известны профили плотности газа. Наклонная сплошная прямая соответствует линии равного давления, в заштрихованной области статическое давление лежит в диапазоне от 0.5 до 2 значений внутреннего турбулентного давления. Как следует из рисунка, для большей части галактик влияние статического давления не может играть какую-либо роль. Однако есть исключения, и для четырех из рассматриваемых галактик Virgo на периферии диска P_{stat} более чем вдвое превышает внутреннее турбулентное давление: для NGC 4298, NGC 4302, NGC 4402 и NGC 4419 данные о распределениях газовых компонентов простираются далеко от центра дисков в области, где давление P межзвездного газа достаточно низкое, и они находятся (в проекции) сравнительно близко от центра скопления. Из них три первые галактики мы отнесли к III группе, так как у них на зависимости $\eta(P)$ наблюдается значительное увеличение доли молекулярного газа к периферии (*хвосты*), а галактика NGC 4419 (из II группы) демонстрирует высокие значения η не только в центральных областях, но и во внешних областях диска. Для наглядности мы приводим рис. 1.17 (а, б и в), где к расчетам, упомянутым в предыдущей главе (рис. 1.16 с модельными распределениями HI), мы прибавили полученное нами статическое давление для каждой галактики скопления. Видно, что дисперсия значительно уменьшилась по сравнению с исходной зависимостью отмеченной штрих-пунктирными линиями, и

хвосты галактик III группы сместились по направлению к ожидаемым значениям. То есть *дополнительное внешнее статическое давление может объяснить происхождение избытка молекулярного газа по отношению к атомарному на краях дисков четырех галактик.*

Тем не менее для *хвостов* галактик III группы нельзя не обсудить еще одно объяснение — возможные ошибки входных данных. Из рис. 1.16 видно, что использование средней по для данного типа поверхностной плотности HI не привело галактики III группы к ожидаемой зависимости, значит, возможные ошибки в наблюдательных данных следует искать именно в распределениях CO на периферии. Для NGC 4298 и NGC 4402, чтобы убрать антикорреляцию $\eta(P)$ во внешних частях дисков галактик, необходимо *уменьшить* значения Σ_{H_2} на самом большом расстоянии от центра на порядок. Причем если мы будем считать, что поверхностная плотность молекулярного газа и в самом деле меньше хотя бы для нескольких точек на периферии этих галактик, то для них уменьшится и рассчитанное суммарное давление межзвездного газа; значит, на рис. 1.17г галактики передвинутся еще левее в область большего влияния статического давления, что должно отразиться на H_2 , то есть получаем *замкнутый круг*. Тем не менее окончательно разрешить этот вопрос могут только наблюдения в линии CO слабых внешних областей галактик скопления для большего числа объектов и исследования двумерных карт распределений.

Особенности центральных областей дисков

Выше мы показали, что для галактик II группы наблюдаемый десятикратный избыток H_2 по отношению к HI в центральных областях (см. рис. 1.12в) нельзя объяснить одним лишь недостатком HI. Какие процессы могут приводить к дополнительной молекуляризации газа в этих частях дисков?

Во-первых, поскольку мы имеем дело с членами скопления, стоит отметить, что согласно [103, 104] лобовое давление может существенно поджимать самые

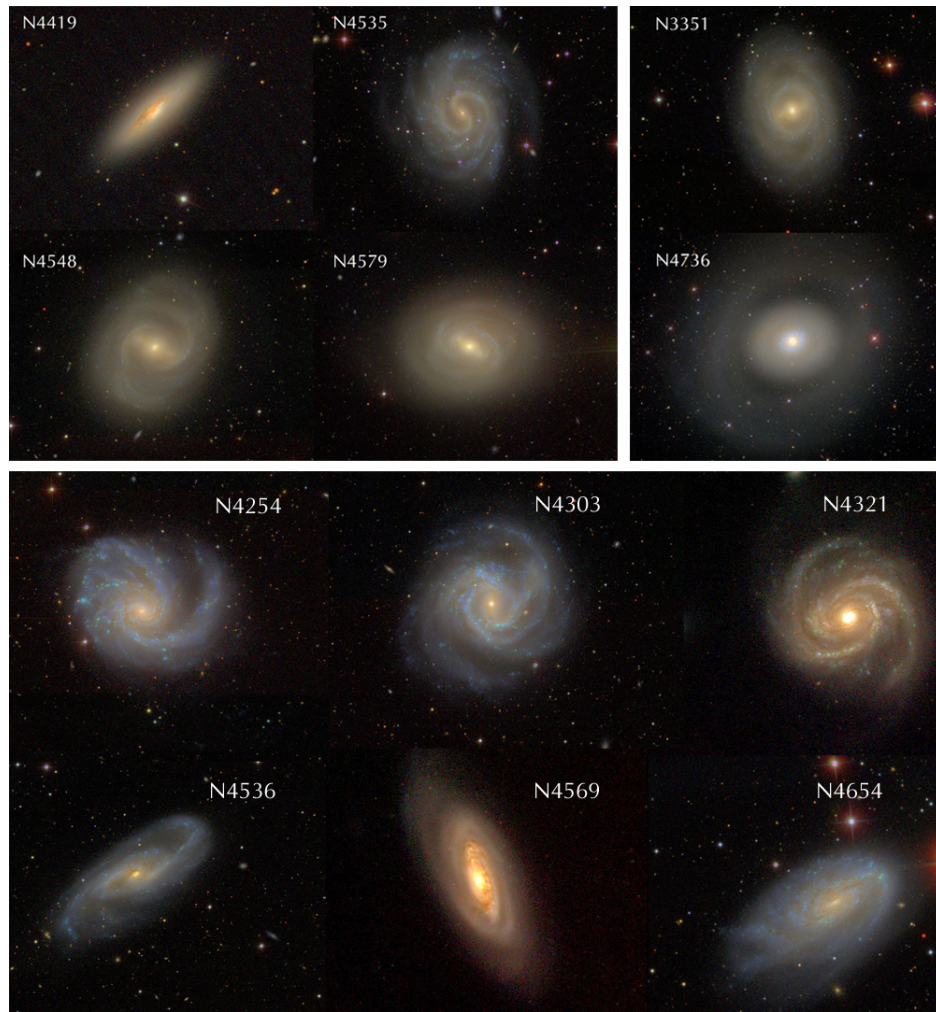


Рис. 1.18. На рисунке приведены все объекты из рассматриваемых выборок, для которых в базе данных NED отмечено наличие бара. Вверху изображения объектов (в фильтрах *gri* SDSS): слева — галактики II группы скопления Virgo, справа — галактики поля; внизу — остальные из рассматриваемых галактик с упоминанием бара в литературе.

внутренние части галактик при условии, что траектория их движения проходила через наиболее плотные области межгалактической среды скопления, и при определенных углах наклона дисков к набегающему потоку. В этом случае динамическое давление со стороны межгалактического газа провоцирует некруговые движения облаков внутри галактики и рост частоты их столкновений, что возможно приводит к возрастанию степени молекуляризации газа.

В то же время центральный минимум одновременно в профилях HI и H₂ часто наблюдается и среди изолированных галактик (например, M 31 и M 81). Действительно, среди рассматриваемых нами объектов, помимо галактик Virgo, де-

фицитом газа обладают еще и две галактики поля (NGC 3351 и NGC 4736) [107]. Пять из этих шести объектов лежат в правом верхнем квадрате на рис. 1.14 и являются ранними спиральями (Sa и Sb), их SDSS изображения приведены на рис. 1.18 в верхнем ряду. В базе данных NED для всех этих галактик (кроме сильно наклоненной NGC 4419) в комментариях подчеркивается наличие бара, причем значительного размера. Для них область, подверженная динамическому возмущению бара, больше 1 кпк по радиусу и заведомо попадает в диапазон наших расчетов давления. Можно предположить, что общее исчерпание газа (сначала переход $\text{HI} \rightarrow \text{H}_2$, а потом $\text{H}_2 \rightarrow \text{звезды}$) в центральных частях галактик связано с баром или с механизмом, его порождающим, поскольку движение межзвездного газа в области бара значительно отличается от кругового и рождает более сильную ударную волну, чем при прохождении через спиральную ветвь с малым углом закрутки. У единственной галактики II группы без ощутимого интегрального дефицита HI и H_2 — NGC 4535 — действие бара, возможно, не успело еще привести к уменьшению полного количества газа из-за не очень большого размера бара и/или меньшего времени его действия. Кроме перечисленных объектов, еще для шести галактик I группы в NED есть упоминания о наличии баров, однако они имеют меньшие размеры (см. нижний ряд на рис. 1.18). Наше предположение о возможном влиянии баров на молекуляризацию газа, безусловно, требует дополнительного исследования с опорой на более представительную выборку объектов.

Стоит отметить, что из всех галактик Virgo только для объектов II группы характерны сравнительно низкая яркость в UV на всех радиусах (по GALEX), и поток H_α во внутренних областях дисков [112], что согласуется с предположением об исчерпании газа в центральных областях из-за действий бара или лобового давления. Таким образом, можно сделать вывод, что *только для четырех галактик II группы из восемнадцати галактик Virgo высокое относительное содержание H_2 может быть связано с низкими темпами звездообразования.*

1.3.5. Выводы

В разделе 1.3 было показано, что галактики скопления обладают, в среднем, более высокой долей молекулярного газа по отношению к атомарному ($\eta \equiv \Sigma_{\text{H}_2}/\Sigma_{\text{HI}}$) для данных значений равновесного турбулентного давления и поверхностной газовой плотности в их дисках (рис. 1.12 и 1.13). Для удобства мы разделили выборку на три условные группы, различающиеся по характеру поведения на обсуждаемых зависимостях (см. раздел 1.3.2 и табл. 1.5), предполагая, что по этим особенностям мы сможем выделить различные факторы, влияющие на молекуляризацию газа.

Было показано, что в случае объектов скопления Virgo целесообразно исходить из оценки газового турбулентного давления. Чтобы объяснить особенности распределения газа для большинства из этих галактик в рамках модели Крумхольца и др. [35] (при сравнении с суммарной газовой плотностью), нужно предположить, что их металличность должна быть на порядок больше, чем для галактик поля, что не согласуется с наблюдениями.

Очевидно, что лобовое давление межгалактической среды в той или иной степени действует на все галактики–члены скопления и приводит, в первую очередь, к обдиранию HI с периферии дисков. Разброс на зависимости $\eta(P)$ (рис. 1.16) для галактик I группы можно объяснить различающимися параметрами их траекторий и разным временем движения в межгалактическом газе скопления, в результате чего может сильно варьироваться доля выметенного HI. Мы показали, что для большей части этих объектов значение η согласуется с предположением о том, что молекулярный газ образовался тогда, когда профиль Σ_{HI} еще был нормальным.

В случае галактик II группы возможной причиной высокой доли H_2 в центрах их дисков (рис. 1.12в) может являться либо лобовое давление при специфических параметрах их траектории движения, либо наличие бара, приводящие

к сильному сжатию газа и его молекуляризации. Только для объектов этой группы высокая относительная доля молекулярного газа может быть связана с низкими темпами звездообразования.

Было показано, что галактики III группы, помимо действия лобового давления, могли испытать и статическое давление межгалактической среды, приведшее к наблюдаемому резкому возрастанию доли H_2 на самой периферии дисков (рис. 1.12г). Возможное ошибочное завышение оценки поверхностной плотности молекулярного газа не могло бы объяснить положение этих галактик на зависимости $\eta(P)$.

С учетом выметания атомарного газа лобовым давлением и влияния статического давления галактики скопления (кроме центров объектов II группы) ложатся на зависимость $\eta(P)$ практически с тем же разбросом, что и галактики поля (рис. 1.17а, б и в). На итоговой зависимости стал заметен характерный загиб в сторону меньшей доли η для периферий дисков, который связан с учетом в используемой нами методике расчета турбулентного давления самогравитации газа и влияния темного гало, что особенно значимо для далеких от центра областей.

Важно заметить, что избыток H_2 по сравнению с HI будет наблюдаться, если после выметания атомарного водорода молекулярные облака не разрушаются, и баланс газовых компонентов, определяемый давлением, не восстанавливается. Это приводит к необходимости предположения о *долгоживучести молекулярных облаков*, то есть временная шкала их разрушения должна быть одного порядка с временем движения галактики сквозь плотную область скопления ($\sim 10^9$ лет). Более подробно эта проблема будет рассмотрена в главе 3.

Глава 2

Портрет Malin 2

2.1. Галактики низкой поверхностной яркости.

Введение в проблему

Одной из важнейших задач внегалактической астрономии является развитие общей теории эволюции галактик в рамках современных космологических концепций. В связи с совершенствованием наблюдательных методов стали открываться многочисленные факты, с трудом вписывающиеся в широко используемые эволюционные модели, поэтому ключевой задачей на настоящий момент является устранение противоречий между теорией и наблюдениями. Так, изучение особенных объектов, сформированных *на границах пространства параметров*, возможно, позволит провести критические тесты для проверки теорий формирования галактик.

К таким перспективным объектам исследований можно отнести многочисленные галактики низкой поверхностной яркости (LSB), чья центральная поверхностная яркость в диапазоне B не превышает $22.5^m/\square''$ [129–131]. Среди этих объектов особенно много карликовых систем, и нужно помнить, что их численность будет всегда занижена из-за эффектов селекции. Часто считается, что в LSB галактиках темная материя доминирует на всех расстояниях от центра, поэтому они широко используются для *непосредственного* изучения гало темной материи и для проверки различных моделей образования и эволюции галактик (см. например, [132]). К сожалению, этот класс объектов неоднороден по своим наблюдательным свойствам: есть и бедные тяжелыми элементами LSB карлики, и более красные по цветам гигантские галактики с близкими к солнечным значениями металличности. Последние включают такие объекты, как Malin 1, Malin 2, UGC 6614 и др.

Считается, что LSB галактики обладают более тонкими дисками [133–136] с большей экспоненциальной шкалой [129, 131, 137], чем у обычных галактик. Балджи у LSB галактик встречаются реже, и они меньше по размеру, чем у классических спиралей, однако их массы хорошо ложатся на известную зависимость от металличности [138]. Из динамических моделей кривых вращения следует, что обычно вклад темного гало в полную массу LSB галактики весьма значителен и что гало лучше описывается псевдоизотермической сферой, чем профилем с *каслом* [139–141]. Космологические симуляции показывают, что для LSB галактик характерны относительно менее концентрированные и быстровращающиеся темные гало [132, 142–144].

Изучая физические условия в дисках низкой яркости, особенно важно понять такой аспект: либо звездный диск действительно имеет низкую поверхностную плотность, либо велико отношение его массы к светимости (M/L). Низкая плотность диска требует низких темпов звездообразования и должна быть результатом медленной эволюции. Второй же сценарий подразумевает тяжелый барионный диск, возможный при нестандартной звездной начальной функции масс (IMF) [145–147], что уменьшит оценку вклада темной материи для этих галактик. В обоих случаях особенно важны исследования межзвездной среды.

По характеристикам межзвездного газа LSB галактики часто считаются похожими на периферию дисков нормальных галактик (см., например, [101]). В частности, наблюдаемой поверхностной плотности межзвездной среды недостаточно для крупномасштабной гравитационной неустойчивости [129, 139]. Отсюда, весьма распространена точка зрения, что в LSB галактиках мало молекулярного газа H_2 (см. работы [101, 148] и ссылки в них), по этой причине обнаружение излучения в линии CO в дисках нескольких LSB галактик стало большой неожиданностью [149, 150]. Поскольку LSB диски часто видны в UV диапазоне [151], возникает также вопрос о том, как они могли бы формировать звезды в условиях недостатка H_2 . Играет ли здесь роль какая-либо не гравита-

ционная неустойчивость, происходит ли формирование звезд непосредственно из HI?

Наблюдаемые особенности LSB галактик часто связывают с их бедным окружением [152] или медленной эволюцией [129] — таким путем, в том числе, можно объяснить наличие неизрасходованного HI в их дисках [153]. Широкий диапазон цветов LSB галактик говорит о том, что они, скорее всего, находятся на различных эволюционных стадиях. Но есть ли единый ключевой механизм, отвечающий за формирование дисков низкой яркости для всех разновидностей LSB галактик?

Объект нашего исследования, Malin 2, принадлежит к гигантским LSB галактикам и обладает целым рядом уникальных свойств. Несмотря на огромную полную массу $\sim 2 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ и размер ~ 100 кпк, Malin 2 обладает протяженным диском с ясной спиральной структурой (плато кривой вращения находится на 350 км/с). Стоит отметить, что есть некоторые сложности формирования подобного объекта в рамках концепции иерархического сгущивания, по которой галактики не должны испытывать больших слияний (major merger) после образования диска, и темное гало Malin 2 не могло сколь-либо значимо трансформироваться. С другой стороны, принято считать, что, для того чтобы сформировать гигантский LSB-диск, его прародитель (галактика нормального размера) должен испытать катастрофический сценарий взаимодействия с компаньонами [154, 155]. Хотя в большинстве случаев такие взаимодействия нагревают и разрушают диск (см., например, [156]), есть узкий диапазон параметров, в котором это может привести к формированию диска низкой яркости с большой шкалой (как мы и наблюдаем в гигантских LSB галактиках). Однако, центральную поверхностную плотность диска в таких сценариях сложно поколебать [157]. В результате получается весьма спорная картина, в которой *необычный прародитель (уже LSB галактика) с уникальным гигантским темным гало испытывает редкий катастрофический сценарий.*

Целью этой работы является построение самосогласованной картины галактики Malin 2 с учетом всех доступных наблюдательных данных для этой галактики. Обзор фотометрических и кинематических наблюдений приведен в разделе 2.2, описания процедур обработки можно найти в нашей статье [158]. В разделах 2.3 и 2.4 описаны модели распределения спектральной энергии (SED) и распределения массы Malin 2 соответственно. В разделе 2.5 приводится оценка турбулентного давления межзвездной среды и анализируются возможные причины *видимого* нарушения баланса газовых компонентов. Разделы 2.6 и 2.7 представляют собой анализ звездообразования и эволюционных сценариев для Malin 2. Важнейшие выводы перечислены в разделе 2.8.

2.2. Наблюдаемые характеристики и используемые данные

Чтобы провести сравнение Malin 2 с нормальными галактиками, надо коротко обсудить ее положение на известных зависимостях для дисковых галактик. Основные свойства Malin 2 приведены в табл. 2.1. На диаграмме Талли–Фишера [159] (светимости от скорости вращения) Malin 2 имеет светимость в диапазоне B немного ниже ожидаемой для такой амплитуды вращения у нормальных спиралей, хотя и остается в пределах неопределенности и в хорошем согласии с соотношением, найденным в работе [160]. Malin 2 следует корреляции шкалы диска с абсолютной B -величиной $h(M_B)$, приведенной для выборки LSB галактик в статье [137]. В то же самое время, шкала его диска h значительно больше, чем для спиральных галактик похожих светимостей. Массовая доля газа Malin 2 ниже, чем для большинства LSB галактик¹, и она близка к ожидаемой для нормальных спиралей. Содержание кислорода в областях HII, оцененное в работе [162], близко к солнечной величине, что не совсем обычно для LSB галактик, для которых чаще встречается низкое содержание металлов. Одна-

¹ По характеристикам газовых компонентов LSB галактик смотри, например, [161].

ко на диаграмме звездная масса – металличность галактика Malin 2 смещена в сторону низких металличностей по сравнению с галактиками той же звездной массы из работы [163].

Имя	Malin 2	ref.	
	F 568-06		
	PGC 086622		Таблица 2.1.
Экв. коорд. (J2000.0)	10h39m52.483s		Общие свойства Malin 2.
	+20°50'49.36"	NED	
Расстояние	201 Мпк	[150]	^a радиус 25 ^m /□" изофоты в <i>B</i> ;
Морф. тип	Scd	LEDA	^b эффект. радиус балджа в <i>R</i> ;
Угол наклона	38°	[139]	^c радиальн. шкала диска в <i>R</i> ;
Поз. угол	75°	[139]	^d абсол. звездная величина в <i>B</i> ;
R_{25}^a	45 кпк	NED	^e металличность газа;
r_{eff}^b	2.8 кпк		^f интегральная масса H ₂ ;
h_d^c	19.5 кпк		^g интегральная масса HI.
M_B^d	-21.38 ^m	LEDA	
$(B - V)_0$	0.51 ^m	LEDA	http://ned.ipac.caltech.edu
$\langle \log(O/H) + 12 \rangle^e$	8.64	[162]	http://leda.univ-lyon1.fr ;
$M_{\text{H}_2}^f$	$4.9 - 8.3 \cdot 10^8 M_{\odot}$	[150]	
M_{HI}^g	$3.6 \cdot 10^{10} M_{\odot}$	[139]	

Мы использовали наблюдательные данные из нескольких источников, описания методик обработки которых приведены в нашей статье [158]:

- Для того чтобы добавить ограничения на поверхностные плотности диска и балджа и их радиальные шкалы для динамического моделирования, мы выполнили поверхностную фотометрию Malin 2 в *BVR*-диапазонах, используя наблюдения с 0.5-м телескопа обсерватории Апач Пойнт (Apache Point Observatory). Плюс к этому мы использовали архивные данные в фильтрах *griz* из 7-го релиза SDSS обзора и фотометрию с GMOS-N (Gemini).
- Для изучения центральной области галактики Malin 2 из публичного архива GEMINI были взяты данные наблюдения шести длинных экспозиций для положения щели, соответствующего малой оси диска.

- Спектры, включающие области протяженного диска Malin 2, были получены Д. Бизяевым со спектрографом DIS (Dual Imaging Spectrograph) на 3.5-м телескопе ARC обсерватории Апач Пойнт.

2.3. Моделирование распределения спектральной энергии

Мы рассматриваем распределение спектральной энергии (SED) дискового компонента Malin 2, используя вклад диска по результатам 2D-декомпозиции, полученной из широкополосных изображений с добавлением UV цветов по GALEX. По сравнению с центральной областью галактики внешние части имеют очень низкий показатель сигнал–шум, что затрудняет построение точной модели звездного населения для диска. Было проведено фитирование SED с использованием синтетических моделей звездного населения, вычисленных с помощью кода PEGASE.2 [164] с библиотекой синтетических спектров звезд низкого разрешения BaSeL [165].

Для того чтобы определить наилучшим образом фитирующую фотометрическую модель, была проведена χ^2 -минимизация ошибок между наблюдаемым SED диска и полученным из модели звездного населения с использованием специальной версии техники NBURSTS+PHOT [166]. По умолчанию в этой технике одновременно фитируется спектральное и фотометрическое распределения с χ^2 , вычисленным как сумма спектрального и фотометрического вкладов. Последний член добавляется с определенным весом α . Для того чтобы профитировать фотометрический SED, был выбран вес $\alpha = 1$, который соответствует пренебрежимому вкладу спектра. Ослабление пылью не включается в параметры модели, так как в гигантских LSB галактиках наблюдается весьма незначительная доля пыли [167].

Для спектрального фитирования применялись выборки моделей звездных населений с различными историями звездообразования (SFH) и IMF: экспонен-

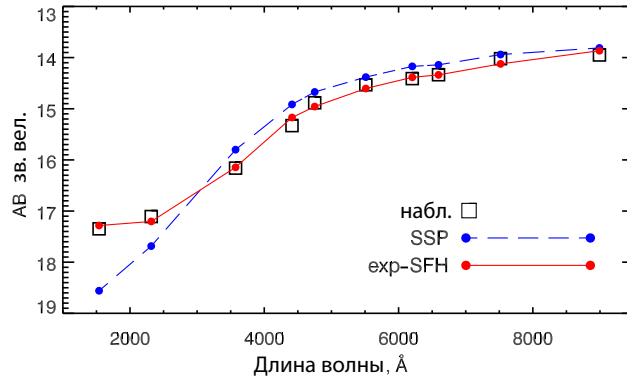


Рис. 2.1. Результаты моделирования фотометрического распределения спектральной энергии (SED). Квадратами отмечены широкополосный SED дискового компонента Malin 2. Линиями обозначаются модели наилучшего соответствия SED на базе SSP модели звездного населения (штриховая линия) и exp-SFH модели (сплошная линия) соответственно.

циально затухающее SFH для IMF Крупа и модель единичной мгновенной вспышки звездообразования (Single Stellar Population — SSP) для IMF Салпитера. Модели наилучшего соответствия для exp-SFH и SSP показаны на рис. 2.1. Можно видеть, что экспоненциально затухающая модель значительно больше подходит для наших данных, поскольку описывает ультрафиолетовые фотометрические точки.

2.4. Модель распределения массы

В работе [139] для Malin 2 по данным HI в линии 21 см была получена кривая вращения, где из-за низкого разрешения ($\sim 20''$) скорость в центральной области галактики была занижена (эффект *beam smearing*). В рамках нашего исследования была построена детальная динамическая модель с учетом новых фотометрических и спектральных данных, где были приняты во внимание проблемы в центре галактики, и проведена декомпозиция кривой вращения на четыре компонента: псевдоизотермическое гало, экспоненциальный звездный диск, балдж Серсика и газовый диск. Поверхностная плотность газового диска бралась из работы [139]. Отношения M/L для балджа и диска были получены из моделирования спектра и SED соответственно (см. предыдущий раздел и нашу

статью [158]). Профиль плотности темного гало брался как псевдоизотермическая сфера, а не предсказанный в космологии профиль NFW [168], поскольку, как мы уже упоминали, центральные части кривых вращения LSB галактик лучше описываются профилем с *ядром*, а не с *каслом* (смотри, например, [169]). Стоит отметить, что плохое пространственное разрешение HI кривой вращения в принципе не позволит оценить различие между этими двумя профилями в нашем случае.

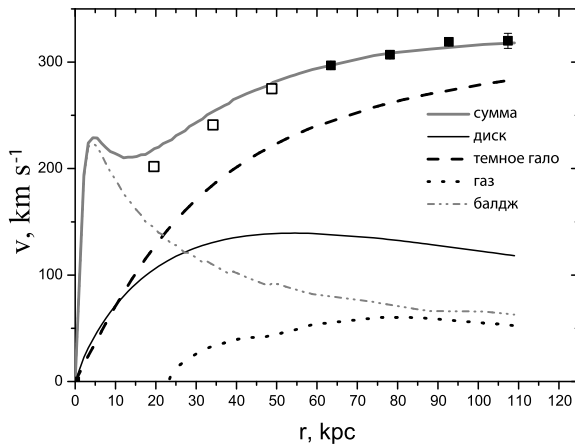


Рис. 2.2. Результат декомпозиции наблюдаемой HI кривой вращения, отмеченной квадратами, на четыре компонента: звездный и газовый диски, балдж и псевдоизотермическое темное гало. Белыми квадратами показаны заниженные значения скоростей, которым нельзя доверять из-за эффекта низкого разрешения в наблюдениях, приведенных в работе [139].

Предполагается, что распределение массы следует радиальным профилям яркости звездного диска и балджа. Отношения M/L для диска и балджа вычислены по SED и спектральному фитированию с использованием экспоненциально затухающей истории звездообразования и IMF Круза: $(M/L_R)_{disc} = 1.7$, $(M/L_R)_{bulge} = 3.25 M_{\odot}/L_{\odot}$ и $(M/L_g)_{disc} = 1.98$, $(M/L_g)_{bulge} = 5 M_{\odot}/L_{\odot}$ для R и g -диапазонов. В то же время наблюдаемые профили цветов и моделей звездных популяций по [92] дают большие значения средних соотношений массы–светимости для диска и балджа $(M/L_R)_{disc} = 2.3$, $(M/L_R)_{bulge} = 4.3 M_{\odot}/L_{\odot}$. Такую разницу нельзя полностью объяснить выбором различных IMF (в работе [92] использовали IMF Салпитера, тогда как мы — Круза), поскольку, согласно [170], соотношения M/L – цвет, полученные на базе этих двух типов IMF практически

	M_d/M_t	M_h/M_t	M_b/M_t	M_g/M_t	M_t $\cdot 10^{11} M_\odot$
$r = h$	0.25	0.43	0.30	0.02	3.13
$r = 4h$	0.12	0.81	0.04	0.02	22.4

Таблица 2.2. Результаты моделирования распределения массы — отношения масс компонентов к полной массе M_t в пределах одной и четырех шкал диска $h = 25.3$ кпк (в диапазоне g). Массы диска, балджа, газа и темного гало обозначены как M_d , M_b , M_g , и M_h , соответственно.

идентичны. Однако модели из работы [92] не учитывают вариации в истории звездообразования в галактиках, которые, как известно, могут сильно повлиять на звездное соотношение M/L . Как показано в [171], звездные населения с экспоненциально затухающей SFH и SSP могут иметь в B -полосе M/L , отличающиеся втрое, тогда как цвета ($g - r$) будут одинаковыми.

На рис. 2.2 приведено сравнение между наблюдаемой кривой вращения и моделью. Разница, видимая в центральной части кривой вращения, объясняется не учтенным в наблюдательных данных эффектом плохого разрешения, занижающего значения скорости [172]. Результаты моделирования распределения массы приведены в табл. 2.2. Наша модель демонстрирует, что темное гало не доминирует в центральной области диска Malin 2, однако доля его массы внутри четырех шкал составляет порядка 80%. Полученная фотометрическая модель близка к модели *максимального диска*. Этот вывод хорошо согласуется со сделанным в работе [172], авторы которой рассматривали две гигантские LSB галактики (Malin 1 и NGC 7589) и заключили, что предположение о максимальном диске дает оценку звездного соотношения M/L в пределах тех значений, которые типичны для галактик нормальной яркости.

Были получены следующие параметры темного для Malin 2: асимптотическую скорость $v_{as} = 347$ км/с и радиус ядра $r_c = 27.3$ кпк, которые соответствуют центральной плотности темного гало $\rho_0 = 0.0029 M_\odot/\text{пк}^3$ (для сравнения, для темного гало нашей Галактики $\rho_0 = 0.036 M_\odot/\text{пк}^3$ и $r_c = 5.0$ кпк [80]). Это говорит о том, что Malin 2 обладает темным гало низкой плотности с очень

большим радиусом ядра в отличие от нормальных галактик выборки THINGS [173], которые имеют меньшие ядра и бóльшие плотности.

Другой важный вывод: массы звездного балджа и диска, полученные по фотометрическим данным с M/L, найденным по SED, и спектральному моделированию, близки к максимальным значениям, которые могут быть *вложены* в кривую вращения. Существенное увеличение массы может привести к расхождению между моделью и наблюдаемой кривой вращения. Поэтому диск не может содержать большую долю невидимой темной материи — в этом случае его звездная масса должна быть много меньше максимально допустимой для данной кривой вращения.

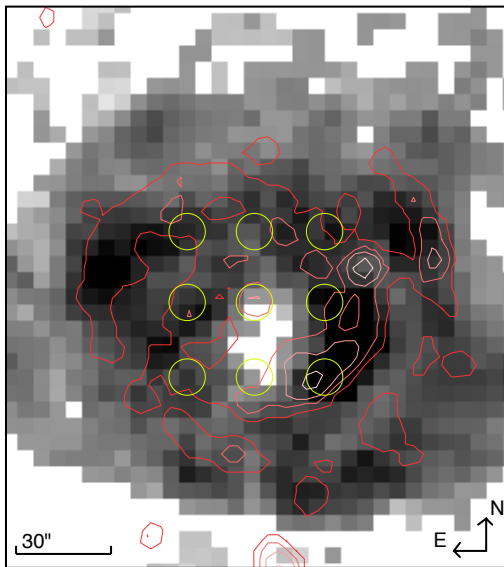


Рис. 2.3. Карта в линии HI по работе [139] с наложенными контурами GALEX NUV: $\mu_{NUV} = 26.8, 26.3, 25.8, 25.0 \text{ m}/\square''$. Кружки отмечают девять областей, для которых получены СО-потоки по работе [150]. Можно видеть, что исследуемые области размещены как внутри, так и вне спиральных ветвей.

2.5. Баланс газовых компонентов $\text{HI} \longleftrightarrow \text{H}_2$ и возможные причины его нарушения

Malin 2 принадлежит к классу LSB галактик, которые, как ожидается, имеют необычные свойства межзвездной среды. Наблюдаемая поверхностная плотность атомарного водорода LSB дисков ниже порога для крупномасштабной

гравитационной неустойчивости (смотри, например, [129, 139]). Долгое время полагали, что их низкая яркость идет рука об руку с такими условиями в диске, при которых не могут образовываться молекулярные облака. Тем не менее авторы работ [149, 150] нашли в Malin 2 существенное количество молекулярного газа: получили карты в линии CO ($J = 2 - 1$) и оценили полную массу H_2 (в пределах $R < 40''$) как $4.9 - 8.3 \cdot 10^8 M_\odot$, при использовании стандартного конверсионного фактора $X = N_{H_2}/I_{CO} = 2 \cdot 10^{20} \text{ (K км/с)}^{-1} \text{ см}^{-2}$.

Мы использовали локальные значения молекулярной поверхностной плотности Σ_{H_2} для девяти областей, приведенных в работе [150] (эти области размещены, помимо центра, в кольце от 24 до 40 кпк по радиусу). Информация по атомарному водороду бралась из работы [139], согласно которой в центре распределения HI наблюдается минимум (смотри рис. 2.3), связанный, вероятно, с AGN. Вне 60 кпк атомарный газ распределен несколько несимметрично по отношению к галактическому центру (северная большая полуось немного длиннее южной). В этой же работе был обнаружен высокоскоростной газ с юго-запада от центра, который соответствует звездообразованию в спиральном рукаве (масса этого газа около $10^9 M_\odot$). Оценка этих авторов полной массы HI составляет $3.6 \cdot 10^{10} M_\odot$. Последнее означает, что отношение масс молекулярного и атомарного газа — это $1 - 2\%$, если количество H_2 за пределами $40''$ незначительно. Однако локальные² значения этой величины в диске могут достигать $20 - 50\%$, что типично для нормальных спиральных галактик. Локальные наблюдаемые значения величины поверхностной газовой плотности $\Sigma_{gas}(r) = \Sigma_{HI} + \Sigma_{H_2}$ везде не превышает $5 M_\odot/\text{пк}^2$.

Как уже неоднократно упоминалось (см. страницу 12), баланс газовых компонентов $HI \longleftrightarrow H_2$ в галактических дисках тесно связан с полной газовой поверхностной плотностью и металличностью [35] и равновесным турбулентным газовым давлением P [34]. Для нормальных спиральных галактик зависимости

² Здесь усреднение проводится по областям с диаметром около $11''$, показанным на рис. 2.3.

$\eta(P)$ и $\eta(\Sigma_{gas}, Z)$ (где $\eta \equiv \Sigma_{H_2}/\Sigma_{HI}$ — это отношение поверхностных плотностей H_2 and HI) ведут себя похоже. Однако, эти ключевые корреляции могут нарушаться для некоторых необычных объектов, например, для низкометаллических карликовых галактик [36] или галактик — членов скоплений, испытывающих на себе влияние окружения [174], что значительно усложняет интерпретацию. В нашей работе мы исследуем причины большой доли молекулярного газа в диске Malin 2 в терминах давления.

Мы вычислили газовое давление по объемной плотности газа в плоскости диска в предположении постоянных газовых турбулентных дисперсиях скоростей, но принимая во внимание самогравитацию газа, радиальное изменение толщины звездного диска и вклада гало темной материи в галактический гравитационный потенциал. Объемная плотность была найдена при самосогласованном решении уравнений, описывающих вертикальную структуру звездной, атомарной и молекулярной компонентой диска (используемая методика подробно описана в разделе 1.2). Одномерные дисперсии³ скоростей атомарного и молекулярного газа $(v_z)_{HI} = 10$ км/с и $(v_z)_{H_2} = 13$ км/с взяты из работ [139, 150].

Для решения уравнения 1.13 в девяти областях с измерениями поверхностных плотностей H_2 и HI мы взяли поверхностную плотность звездного диска и параметры темного гало, полученные из нашей модели распределения массы (см. раздел 2.4). Дисперсия скоростей звезд определялась из моделирования кривой вращения и поверхностной плотности диска в предположении маргинальной устойчивости. Как было показано в [175], [95] и [176], диски большинства спиральных галактик близки к границе гравитационной устойчивости, кроме того, нет причин полагать, что LSB диски перегреты.

Решением уравнения 1.13 являются объемные плотности в плоскости диска

³ Стоит отметить, что дисперсия молекулярного газа бóльшая, чем у атомарного, не очень реалистична, и похоже, что это является результатом низкого пространственного разрешения наблюдений. Однако если мы уменьшим эту величину в 1.5 – 2 раза (приблизив к значению для нормальных галактик), это слабо повлияет на наши дальнейшие выводы.

и шкалы высот звездной, атомарной и молекулярной компонентов для девяти рассматриваемых областей. Эти величины хорошо согласуются с полученными для Malin 2 в работе [101] аналогичным способом, но с использованием несколько отличающихся звездного профиля и параметров темного гало и без принятия во внимание H_2 компонента.

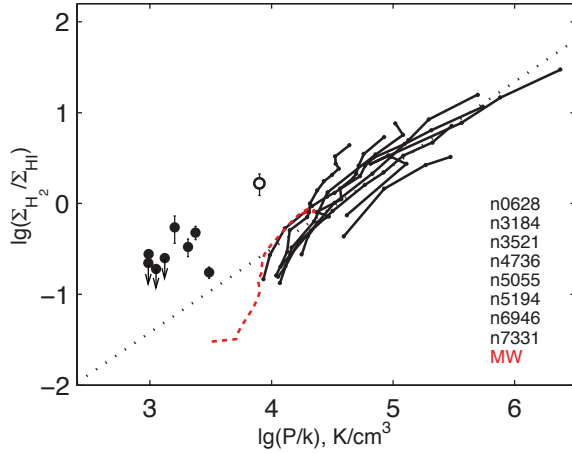


Рис. 2.4. Зависимость доли молекулярного газа η от газового турбулентного давления. Кружки показывают области для Malin 2. Белый кружок отмечает центр галактики. Ошибки и пределы соответствуют наблюдениям в линии CO из работы [150]. Сплошными и штриховой кривыми отмечены спиральные галактики и наша Галактика соответственно (см. Главу 1). Пунктирная прямая показывает ожидаемую зависимость $\eta(P)$ для нормальных галактик.

На рис. 2.4 мы сравниваем положение Malin 2 (кружки) на диаграмме молекулярной доли η по отношению к давлению с нормальными спиральными галактиками (сплошные линии). Стоит отметить, что центр Malin 2 (белый кружок) имеет ненадежное положение из-за влияния AGN и не учета нами гравитационного потенциала балджа. Штриховая линия, соответствующая нашей Галактике, показывает резкое падение η на низких значениях давления, связанное с самогравитацией газа и влиянием темного гало⁴. Расчет давления для нормальных спиральных галактик (выборка THINGS из работы [28]) и для нашей Галактики представлены в Главе 1. Доля молекулярного газа в Malin 2 более чем на порядок превышает ожидаемую для нормальных галактик, отмеченную пунктирной линией из работы [34]. Разница еще более заметна при сравнении с

⁴ В моделях из работы [35] заметно аналогичное падение доли молекулярного газа при полной газовой плотности меньше $10 M_{\odot}/\text{пк}^2$.

периферией нашей Галактики. Если величины η соответствуют реальным свойствам межзвездной среды Malin 2, то каким образом может сохраняться такая высокая доля молекул? Рис. 2.4 показывает, что *наблюдаемая* плотность H_2 слишком высокая или/и плотность HI в Malin 2 слишком низка.

Далее мы рассмотрим, какие особенности Malin 2 могут привести к видимому нарушению газового баланса, выраженного в высоких величинах η для данного турбулентного давления межзвездной среды P . В первую очередь, это может быть из-за недооценки P или необычного конверсионного фактора $X = N_{\text{H}_2}/I_{\text{CO}}$, переводящего интенсивность в линии CO в плотность молекул по лучу зрения. Причина высокой η может быть из-за одного фактора или комбинации нескольких описанных ниже. Также мы обсудим возможность наличия *темного газа* в диске этой галактики.

2.5.1. Недооценка давления?

Чтобы оценить газовое турбулентное давление, мы использовали модель маргинальной гравитационной устойчивости, дающую верхний предел звездной объемной плотности (и отсюда максимальную газовую объемную плотность) в плоскости симметрии диска. Галактический диск будет устойчив, только если дисперсия скоростей звезд превышает принятую нами величину. Это значит, что в нашей модели давление может быть только переоценено (если по каким-то причинам реальный диск перегрет). Поэтому положение Malin 2 на диаграмме $\eta(P)$ (рис. 2.4) не может быть объяснено в терминах нарушения маргинальной гравитационной устойчивости.

Можно предположить, что наши оценки звездной поверхностной плотности, основанные на фотометрических данных, ошибочны из-за нестандартной звездной IMF (см. также разд. 2.6). Однако увеличение Σ_{st} не изменит существенно P , так как в используемом методе результирующая звездная объемная

плотность в первом приближении зависит только от локальной эпициклической частоты (см. приложение в статье [101]).

Известно, что дополнительное давление может быть следствием влияния окружения, таким как давление межгалактической среды или приливные взаимодействия спутников. Например, галактики скопления Virgo могут иметь такую же, как у Malin 2, большую долю H_2 на периферии диска, поскольку подвержены влиянию лобового и статического давлений межгалактического газа (см. раздел. 1.3). Хотя наши спектроскопические данные позволили нам предполагать наличие спутника, однако его масса составляет всего несколько процентов от массы Malin 2 (см. нашу статью [158]). По этой причине сложно ожидать сильные эффекты взаимодействия либо богатую межгалактическую среду в регионе Malin 2.

2.5.2. Ошибки оценки плотности молекулярного газа?

Анализируя содержание молекулярного водорода, не стоит забывать, что H_2 наблюдается не непосредственно, а мы имеем дело с излучением в линии CO (см. стр. 7). Молекулярный газ имеет сложную структуру (как облака разных масс, так и диффузная среда), к тому же молекулярные облака химически неоднородны, и трейсеры экранируются и разрушаются UV излучением, вообще говоря, при иных условиях, чем молекулы H_2 . Есть две очевидные причины для возможных отклонений от стандартного значения конверсионного фактора.

Первой причиной может быть несолнечная металличность. Однако объяснить значения η , на порядок превышающие ожидаемые для нормальных галактик, можно лишь экстремально высокими металличностями. Тогда как оценка содержания металлов в HII областях Malin 2 показывает солнечные значения или даже несколько меньше (табл. 2.1).

Молекулярный слой Malin 2 имеет низкую плотность $\langle \Sigma_{\text{H}_2} \rangle \sim 1 \text{ M}_\odot/\text{пк}^2$ и вертикальную шкалу $h_{\text{H}_2} \sim 500 \text{ пк}$, тогда как для солнечной окрестности эти

величины составляют $2.3 M_{\odot}/\text{пк}^2$ и 100 пк соответственно. Для нашей Галактики даже на периферии диска ($R \sim 15 \text{ кпк}$ и $\Sigma_{\text{H}_2} \sim 0.2 M_{\odot}/\text{пк}^2$) вертикальная шкала H_2 не превышает 250 пк . Таким образом, сложно ожидать, что условия в молекулярной среде Malin 2 схожи с теми, что в нашей Галактике, и тем более в солнечной окрестности. Естественно предположить, что H_2 газ Malin 2 находится в среднем в более тонком слое или, например, его преимущественная форма это не гигантские молекулярные облака, а облака меньшего размера в сочетании с диффузным H_2 : в таком случае конверсионный фактор X может несколько отличаться. В этом контексте мы должны помнить, что начальная функция масс звезд зависит от спектра масс и профиля плотности молекулярных облаков или, если более точно, плотных ядер облаков ([41, 48] и см. разд. 2.6).

2.5.3. Темный газ?

Еще одна, экзотическая на первый взгляд, возможность для объяснения высокой доли молекул η — это наличие дополнительного газа, невидимого в линиях CO (2.6 мм и др.) и в линии нейтрального водорода 21 см (см. стр. 10). Сама идея *темного газа* в галактических дисках обсуждается довольно давно (см., например, [20, 21]) и сейчас подтверждена для нашей Галактики по наблюдениям избытка γ -лучей от взаимодействия космических лучей с межгалактическим газом [18] и по избытку далекого IR от пыли [19]. Темный газ детектируется на промежуточных колонковых плотностях водорода и, похоже, является ключевым каналом связи между диффузной атомарной средой и молекулярными облаками. Пока нет однозначного ответа относительно того, является ли темный газ преимущественно H_2 или HI. С одной стороны, во внешних областях молекулярного облака молекулы CO разрушаются диссоциирующим UV излучением более эффективно, чем H_2 , который самоэкранируется и также защищается пылинками [23]. С другой стороны, мы можем ожидать, что вплоть до половины темного газа может быть в атомарной форме из-за varia-

ции оптической толщины HI [19, 22]. Атомарный газ становится непрозрачным при $T < 90$ К [24], тогда как оценка массы HI по линии 21 см базируется на предположении оптической толщины $\tau \ll 1$. В солнечной окрестности после учета темного газа оценка HI возрастает на треть, а количество H₂ по крайней мере удваивается [18, 19, 177]. Кроме того, относительный вклад темного газа возрастает от массивных облаков к маленьким и уменьшается с возрастанием непрозрачности. Таким образом, есть причины ожидать, что доля темного газа больше на периферии галактических дисков, чем в солнечной окрестности.

Как мы уже упоминали выше, структура газовой среды в Malin 2 должна быть более *разреженная*, чем в нормальных галактиках. Возможно, ее более корректно сравнивать с Большим Магеллановым Облаком (LMC), где детектируется избыток излучения пыли [25, 26]. Более того, в LMC темный атомарный газ удваивает оценку HI, наблюдаемого в линии 21 см.

По причине неопределенности относительных вкладов HI и H₂ мы не можем сказать, как сильно и в какую сторону учет темного газа изменит η . Очевидно, что проще всего объяснить поведение Malin 2 на рассматриваемой зависимости избытком именно темного HI. Однако чтобы значение турбулентного давления P достигло ожидаемой величины (положения на пунктирной линии на рис. 2.4), достаточно и просто удвоения видимой массы газа при постоянстве η . Распределение темного газа (вне зависимости от его химического состава) тяготеет к молекулярным облакам, а не к атомарному профилю. Заметим, что добавление темного газа не может *испортить* наше динамическое моделирование, поскольку его относительный вклад мал по сравнению со звездным компонентом. Более того, наличие темного газа делает дополнительную поддержку для молекул H₂, экранируя их от UV излучения, что объясняет, почему H₂ может не диссоциировать. Для исследования этих особенностей необходимы IR-наблюдения пыли и некоторых других трейсеров молекулярного водорода помимо CO.

Важно отметить, что, хотя наблюдаемая газовая плотность ниже порога

гравитационной устойчивости [175, 178] в Malin 2 (см. рис. 10 в [139]), полная плотность газа достигнет пороговой величины, если принять во внимание темный газ,— это может естественным образом объяснить звездообразование в диске Malin 2 (см. следующий раздел).

2.6. Звездообразование и начальная функция масс звезд

Malin 2 обладает протяженным UV диском с отчетливо видной спиральной структурой [151]. В работе [179] были оценены полные темпы звездообразования (SFR) по потоку излучения в FUV⁵ (средние за время $\sim 10^8$ лет) как

$$\log \Sigma_{\text{SFR}} = 7.413 - 0.4\mu_{UV},$$

где Σ_{SFR} — это поверхностная плотность SFR в единицах $M_{\odot}/(\text{год кпк}^2)$ и μ_{UV} — это UV поверхностная яркость в m/\square'' . Авторы получили величины SFR в несколько раз меньше, чем предсказанные законом Кенниката–Шмидта $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{gas}^{1.4}$ для Malin 2, так же как и для других LSB галактик. В центре галактики локальные значения SFR немного больше из-за дополнительного UV потока, вероятно, приходящего от AGN.

Есть два пути для оценки эффективности звездообразования (SFE). В первом случае значения $\text{SFE}_{gas} = \text{SFR}/\Sigma_{gas}$ низки для Malin 2 и согласуются с величинами для других LSB дисков и для внешних областей нормальных галактик [180]. Низкие значения SFE_{gas} для LSB галактик часто ассоциируют с невозможностью формирования молекул на низких полных поверхностных плотностях газа $\Sigma_{gas} < 10 M_{\odot}/\text{пк}^2$ [35]. Очевидно, для Malin 2 это объяснение не годится, поскольку наблюдаемая доля H_2 в диске значительна (см. разд. 2.5).

⁵ Авторы статьи [179] полагали нулевым вклад H_2 в полную массу газа для LSB галактик и пренебрегли поглощением UV пылью, которое, согласно IR данным космического телескопа Spitzer, малó даже в гигантских LSB галактик, таких как Malin 1 и UGC 6614 [167]. Таким образом, похоже, что они не значительно недооценили SFR.

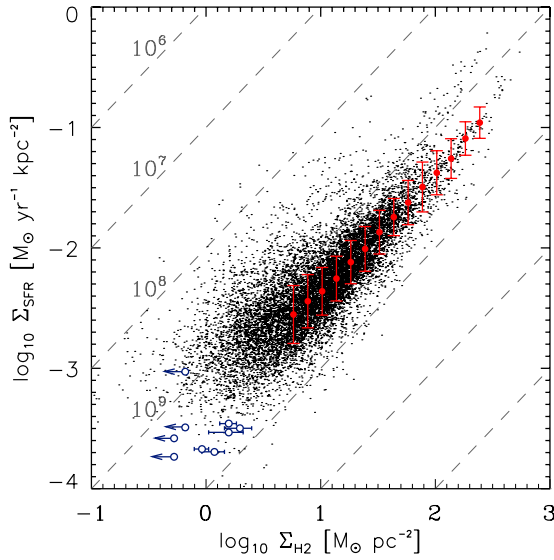


Рис. 2.5. Рисунок из работы [17]. На графике черными точками показаны индивидуальные измерения для выборки нормальных галактик с общим угловым разрешением 1 кпк. Красные точки отмечают бегущую медиану для Σ_{SFR} как функцию Σ_{H_2} и барты ошибок. Пунктирные линии показывают фиксированное время исчерпания H_2 в годах. Белые кружки соответствуют Malin 2.

Мы также можем оценить SFE как $\text{SFE}_{\text{H}_2} = \text{SFR}/\Sigma_{\text{H}_2}$. Средние величины SFE_{H_2} для девяти областей с известными плотностями H_2 в Malin 2 (см. рис. 2.3) составляют $(2.8 \pm 1.4) \cdot 10^9 \text{ год}^{-1}$, что хорошо согласуется с величиной для нормальных галактик $2.35 \cdot 10^9 \text{ год}^{-1}$. Для большей ясности, мы представляем рисунок из статьи [17], на котором белыми кружками мы нанесли Malin 2 (рис. 2.5). Таким образом, время исчерпания молекулярного газа везде одинаково, даже при экстремально низких газовых плотностях. Другими словами, интенсивность излучения в линии CO близко связана с количеством клампов, в которых рождаются *массивные* звезды. Однако количество газа, не наблюдаемого по трейсерам, может отличаться от такового для нормальных галактик.

Далее мы обсудим IMF и возможную историю звездообразования (SFH), которая может дать ключ к пониманию эволюции такого необычного объекта, как Malin 2. Мы постараемся выбрать наиболее вероятный сценарий, хотя и есть мнения, что взаимосвязь SFR на настоящий момент с историей звездообразования в целом неоднозначна⁶.

Есть несколько причин верить, что IMF для LSB галактик необычна. Во-первых, в целом ряде работ (см., например, [146, 183]) по динамическим оцен-

⁶ Например, градиенты цветов не коррелируют с распределением H_α [181, 182].

кам было найдено высокое соотношение масса–светимость M/L для диска, что можно частично объяснить большим вкладом маломассивных звезд. Другим доводом является то, что LSB галактики имеют меньшее количество сверхновых [184] и бóльшую долю диффузного излучения HII, оцененного по H_α изображениям [181]. Однако не стоит забывать, что класс LSB галактик неоднороден, и необходимо понять, есть ли причины полагать, что история звездообразования и IMF столь необычны именно для Malin 2.

Действительно, роль старых звезд в Malin 2 более существенна, чем в других LSB галактиках, поскольку их показатели цвета $(NUV - r)$ ⁷ порядка ~ 3.5 и ~ 2 [179]. Авторы работы [147] попытались объяснить предположительно высокое отношение M/L в дисках нескольких LSB галактик моделью звездной популяции с единственной вспышкой звездообразования (single burst model), основываясь на показателях цвета. Такая модель с высокой долей низкомассивных звезд хорошо воспроизводит наблюдаемые цвета в бедных металлами LSB галактиках. Однако в случае Malin 2 (с близкой к солнечной металличности) эта модель не годится ни для значения соотношения масса–светимость для диска $(M/L_R)_{disc} = 10.3 M_\odot/L_\odot$ [145], ни для нашего значения $1.7 M_\odot/L_\odot$.

Другой причиной ставить под вопрос наличие нестандартной IMF с большим содержанием маломассивных звезд или звездных остатков в Malin 2 — это то, что наша фотометрическая модель кривой вращения близка к модели максимума диска (с наибольшим возможным вкладом диска в кривую вращения). То есть мы не можем увеличить плотность диска, чтобы существенно повлиять на соотношение M/L и остаться в согласии с наблюдаемой кривой вращения.

Цвет NUV чувствителен к звездам в более широком диапазоне возрастов, чем FUV , поэтому показатель цвета $(FUV - NUV)$ дает информацию о самой недавней истории звездообразования. В работе [151] были промоделированы по-

⁷ Цвет $(NUV - r)$ дает информацию о соотношении SFR и полной массы звезд, и поэтому о среднем взвешенном возрасте звезд в галактике.

казатели цвета ($FUV - NUV$) для выборки LSB галактик. Для Malin 2, так же как и для большинства LSB галактик, модель постоянной SFR и нормальной IMF не годится⁸. Но наблюдаемые красные цвета — как интегральные, так и области диска ($FUV - NUV$) ≈ 0.3 — могут быть объяснены моделью постоянных SFR и недостатком массивных звезд (усеченная на $5 M_{\odot}$ IMF) или поствспышечным сценарием (post-starburst) (то есть падение звездообразования после вспышки 10^8 лет назад) при любой IMF [рис. 6 в 151]. Отметим, что модель с усеченной IMF противоречит наблюдаемой величине SFE_{H_2} для Malin 2.

Наше моделирование широкополосного SED Malin 2 говорит об экспоненциальном затухании SFH (с IMF Крупа), тогда как мгновенная вспышка не может объяснить SED UV цвета (см. разд. 2.3). Это подтверждает результаты предыдущих работ по исследованию спектрофотометрических и химических свойств выборки LSB галактик [161], где также делался вывод, что наблюдаемые свойства LSB галактик лучше объясняются моделями экспоненциально затухающего SFH.

2.7. Эволюционные модели галактики Malin 2

Malin 2 является своеобразным вызовом для стандартных эволюционных моделей *дисковых* галактик, в рамках которых сложно сформировать такую огромную массу $\sim 2 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ без недавнего события большого слияния (major merger). Считается, что динамические и структурные свойства галактик тесно связаны с их темными гало, чьи особенности не могут сильно меняться в течение событий малых слияний (minor mergers). Гало Malin 2 должно было приобрести свои специфические свойства (см. разд. 2.4) в раннюю эпоху еще до формирования дисковой подсистемы. Поэтому мы должны понять, есть ли необходимость некоего дополнительного экзотического сценария (такого, как взаимодействие

⁸ Похожий вывод был сделан для некоторых других гигантских LSB галактик [181].

с компаньоном на поздних эволюционных стадиях), чтобы объяснить низкую яркость и большую шкалу диска Malin 2, или их причина также в начальных космологических условиях.

В отличие от большинства LSB галактик, принято считать, что для образования гигантских LSB галактик требуется взаимодействие с массивными спутниками. В последние годы было предложено два таких сценария. В работе [154] было показано, что необычная структура гигантских LSB может быть сформирована вследствие взаимодействия с массивным компаньоном (с отношением масс 1 : 1.7). Авторы рассмотрели кольцевые галактики как прародителей гигантских галактик с диском низкой плотности с большой шкалой. В работе [185] обсуждалась возможность формирования по такому сценарию другой гигантской LSB галактики Malin 1 (по многим свойствам похожей на Malin 2), и был сделан вывод, что имеющиеся наблюдательные данные не противоречат такому сценарию. Мы должны заметить, что в этом сценарии хотя и есть возрастание шкалы диска со временем, однако центральная поверхностная плотность не меняется [рис. 2 в 154]. Последнее значит, что прародитель Malin 2 должен быть не только галактикой с изначально уникальными гигантским темным гало, но должен также иметь звездный диск низкой плотности (уже быть LSB галактикой).

К тому же мы не наблюдаем кандидата для подобного столкновения недалеко от Malin 2, который бы был достаточно массивный для удовлетворения условий, предложенных в работе [154]. Malin 2 обладает четырьмя хорошо видимыми компаньонами: S1 (см. нашу статью [158]) и SDSS J103947.19+204506.2, SDSS J104011.80+205451.6, SDSS J103951.56+205100.1. Наиболее массивный из них имеет в ~ 4 раза меньшую светимость, чем Malin 2. Разница скоростей у этого объекта и Malin 2 составляет 30 км/с, а расстояние в проекции 342 кпк.

Стоит подчеркнуть что сценарий серьезного взаимодействия должен быть крайне редок для дисковых галактик, так как подобные события в большин-

стве случаев сильно нагревают или разрушают дисковую подсистему. Симуляции слияний неравных масс (с соотношениями 1:2 и 1:10), включенные в базу данных GALMER [186], показывают, что даже при соотношении масс 1:10 в случае столкновений с одинаково направленным угловым моментом богатого газом спутника с хозяйской галактикой (только в этом случае возможно формирование звездообразующего кольца в плоскости диска основной галактики с тем же направлением вращения) звездный диск становится значительно перегретым и остаток от слияния в конце концов становится линзовидной галактикой со внешним большим кольцом звездообразования (см. дискуссию в работе [187]). Однако, низкая дисперсия в Malin 2 предполагает, что звездный диск относительно тонкий. С другой стороны, при слиянии со спутниками на ретроградных не компланарных орбитах, хотя диск хозяйской галактики и не греется значительно, но бóльшая часть межзвездной среды падающего спутника аккрецирует по полярным траекториям (см., например, [188]) в самую центральную часть основной галактики, и поэтому такой сценарий не может объяснять формирование протяженного газового диска. Так, принимая во внимание упомянутое выше отсутствие хороших кандидатов для столкновения и в добавок невозможность формирования отчетливой спиральной структуры, мы делаем вывод, что модель, предложенная в статье [154], не подходит для Malin 2.

Второй обсуждаемый сценарий подразумевает, что протяженный диск низкой плотности Malin 2 может быть частично сформирован разрушенными приливами карликовыми галактиками [155]. В их моделях, если низкомассивный спутник падает на квазикруговой орбите, можно ожидать уменьшение амплитуды скорости на 30 – 50 км/с на периферии галактики — в этом случае, время релаксации внешнего диска должно быть больше $14 G_{\text{yr}}$. Напротив, в случае массивного компаньона на сильно эксцентричной орбите остатки спутника разрушаются за $2 G_{\text{yr}}$, но результирующая скорость вращения должна уменьшаться на 100 км/с (не будет плато). Для Malin 2 неопределенность оценки кривой

вращения не противоречит падению скорости не больше чем на 30 км/с [139]. В то же время мы не наблюдаем значительных возмущений в диске, которые должен был сделать разрушенный спутник: карта цвета Malin 2 показывает только голубые спиральные рукава и красный балдж, и нет никаких следов недавно аккрецирующих спутников. Еще одна причина, из-за которой этот сценарий кажется неправдоподобным,— это то, что спутники должны иметь тот же угловой момент, что и хозяйская галактика, чтобы сформировать дисковую, а не сферическую подсистему. Более того, считается, что внутренняя часть диска мало подвержена влиянию событий аккреции [155, 157], поэтому и здесь прародитель Malin 2 должен быть уже галактикой низкой поверхностной яркости.

Наши измерения массы и металличности небольшого спутника, проецирующего на диск Malin 2 (см. нашу статью [158]), говорят, что небольшие события аккреции все же возможны сейчас и в прошлом. Несущественная масса (несколько процентов от полной массы Malin 2) и сходная металличность спутника поддерживают сценарий вторичных малых слияний для формирования галактик. Таким образом, мы имеем основания предполагать *менее катастрофический* сценарий эволюции Malin 2.

Как и другие LSB галактики, Malin 2 хорошо согласуется с предположением постоянства плотности темной материи [189]. Так темное гало Malin 2 разрежено и потенциальная яма более пологая (см. разд. 2.4), чем у нормальных галактик. Есть ряд численных космологических симуляций, посвященных LSB галактикам, имеющих целью непосредственное исследование темной материи (поскольку считается, что вклад от темной материи в этих объектах доминирующий). В современных сценариях получают, что LSB диски помещаются в гало⁹ с относительно низкой концентрацией и быстрым вращением, в которых диски низкой плотности формируются из-за большего вклада центробежных

⁹ Нужно понимать, что в космологических моделях обычно используют профиль NFW, тогда как в анализе наблюдений — псевдоизотермическую сферу.

сил [142–144]. Более того, есть причины ожидать корреляцию между концентрацией гало, параметром вращения (spin parameter) и окружением [132]. И в самом деле, LSB галактики тяготеют к границам филаментов крупномасштабной структуры, и некоторые из них даже найдены в войдах [152]. Похоже, что такие галактики сформировались в регионах с недостатком межгалактической среды. В самом деле, распределение материи в галактиках должно зависеть от темпов аккреции межгалактического газа. Вдобавок построения индивидуальных историй слияний¹⁰ говорят о более позднем формировании гало с низкой центральной плотностью [190]. Хотя мы думаем, что сравнения наших результатов с космологическими моделями преждевременно из-за большой чувствительности свойств гало к относительно небольшим изменениям в космологических параметрах [132, 191], но отсутствие противоречий с представленной моделью позволяет нам рассматривать основную причину особенностей Malin 2 как космологические начальные условия, а именно: уникальные свойства темного гало вместе с, вероятно, бедным газовым окружением (во времена формирования дисковой подсистемы) являются препятствием для формирования диска нормальной поверхностной плотности путем аккреции газа на Malin 2. Возможно, это могло стать причиной низкой температуры газового диска, что объяснило бы высокую долю темного ненаблюдаемого газа.

2.8. Ключевые результаты

1. Наблюдаемое соотношение поверхностных плотностей молекулярного водорода к атомарному, $\langle \log(\Sigma_{\text{H}_2}/\Sigma_{\text{HI}}) \rangle \simeq -0.5$, значительно выше, чем ожидается для нормальных галактик для данных низких величин газового турбулентного давления, $\langle \log(P/k) \rangle \simeq 3.25 \text{ K cm}^{-3}$, и полной газовой плотности в галактике. Наиболее правдоподобной причиной видимого

¹⁰ Заметим, что все эти соотношения по статистическим причинам обсуждаются в первую очередь для карликовых LSB галактик, а не для гигантских.

нарушения баланса газовых компонентов является специфическая структура межзвездной среды в диске Malin 2. Это может быть выражено в отличном соотношении диффузной и облачной H_2 , другим спектром масс облаков или большей долей ненаблюдаемого темного газа, чем для дисков нормальных галактик. При учете избытка темного газа оценка полной поверхностной плотности газа увеличится и достигнет критической величины для гравитационной устойчивости. Это позволяет логично объяснить наблюдаемое на данный момент звездообразование в диске Malin 2.

2. Эффективность звездообразования на единицу полной массы газа действительно низка, но не по причине недостаточных условий для образования молекул. Мы не нашли оснований считать звездную IMF необычной, поскольку динамическая модель не позволяет добавить существенную долю маломассивных звезд и темпы образования массивных звезд на единицу поверхностной плотности H_2 (наблюдаемый по линии CO) нормальны.
3. Мы делаем вывод, что сценарий единственной вспышки звездообразования не может объяснить наблюдаемые цвета в диске Malin 2. Наиболее подходящей моделью является экспоненциально затухающая история звездообразования.
4. Нет необходимости предполагать катастрофический сценарий для формирования Malin 2. Особенности свойства этой галактики могут быть объяснены пологой потенциальной ямой темного гало и, вероятно, бедным газовым окружением во времена формирования диска. Эти факторы, вероятно, накладывают ограничения на темпы и эффективность аккреции межгалактического газа и могут повлиять на распределение вещества, вследствие чего образуется диск низкой поверхностной плотности с большой радиальной шкалой.

Глава 3

Время жизни молекулярных облаков

Во введении к диссертации мы уже приводили информацию о количестве и структуре молекулярного газа в галактиках. Здесь же стоит напомнить о существующих точках зрения на эволюцию облаков. Можно выделить два современных представления об образовании облаков, каждое из которых несет в себе несколько нерешенных проблем. Первое (традиционное) говорит о том, что облака преимущественно рождаются вследствие относительно медленного гравитационного сжатия. В этом случае, учитывая низкие наблюдаемые темпы звездообразования в галактиках, необходимо предполагать время сжатия облаков, значительно превышающее время свободного падения, что требует наличия механизмов эффективного замедления образования звезд, таких как влияние магнитного поля, звездный *feedback* и др. Второе представление, наиболее распространенное сейчас,— это образование молекулярных облаков при столкновении газовых потоков. При этом лишь малая доля газа образует гравитационно-связанные области, способные стать очагами звездообразования. Среди проблем этой модели выделяется неопределенность источника турбулентности, без которого турбулентные движения затухали бы за время $\sim 10^6$ лет. Из общих соображений ясно, что на разных этапах формирования облака и на разных масштабах могут работать оба описанных механизма и значимость каждого будет варьироваться в зависимости от условий в рассматриваемой области диска. Об этом говорят, например, наблюдательные подтверждения вириализованности по крайней мере половины облаков [192], в других работах говорится и о большей доле [193, 194].

Бесспорно то, что эволюцию молекулярных облаков нужно рассматривать в тесной связи с диффузной атомарной средой, их окружающей. Это следует в том числе и из наличия наблюдаемых корреляций между темпами звездообра-

зования и полной массой газа, а также из соотношения между поверхностной плотностью молекулярного и атомарного компонентов диска $\Sigma_{\text{H}_2}/\Sigma_{\text{HI}}$ и газового турбулентного давления среды или суммарной газовой поверхностной плотности [34, 35]. Последнее дает повод считать, что молекулярная и атомарная фазы межзвездной среды находятся в относительном равновесии, хотя пока еще не ясны характерные времена установления баланса между ними.

Принято считать, что гравитационно-связанные облака являются короткоживущими объектами, эффективно разрушаемыми на временах $< 10^7$ лет при появлении первых признаков звездообразования в облаке. Хотя значимость различных feedback-механизмов (давление излучения, звездный ветер, вспышки сверхновых и расширение HI оболочек) широко меняется в зависимости от свойств конкретного облака [195–197], существует целый ряд аргументов против универсальности такой короткой временной шкалы молекулярных облаков, о которых мы будем говорить в разделе 3.2).

3.1. Аргументы в пользу короткой временной шкалы

Традиционный аргумент связан с тем, что массивные GMC редко обнаруживаются вне рукавов спиральных галактик (или вне HI филаментов таких галактик, как LMC), из чего можно сделать вывод о разрушении наблюдаемых облаков за время пересечения спирального рукава ($\sim 10^7$ лет). Другим аргументом в пользу короткого времени жизни может служить то, что звездные скопления, связанные с молекулярными облаками, обычно не бывают намного старше 10^7 лет: так, в работе [47] для MCs в LMC были найдены оценки возрастов $20 - 30 \cdot 10^6$ лет. В свою очередь, авторы статьи [198] на основе статистических данных показали, что время жизни наблюдаемых массивных ($\sim 10^6 M_{\odot}$) гигантских молекулярных облаков (GMCs) нашей Галактики, характеризующееся активным звездообразованием, составляет 27 ± 4 млн. лет, что согласуется

с модельными оценками, полученными в работе [199].

Стоит также помнить, как было отмечено в [200], что проводить статистическое сравнение возрастов облаков из других галактик и из солнечной окрестности не совсем корректно, поскольку значительно отличаются характерные массы исследуемых МСs. И надо понимать, что приведенные выше аргументы говорят преимущественно о том, что *массивные* облака разрушаются сразу после начала формирования *массивных* звезд, но они не проливают свет на длительность существования облака до начала фазы активного звездообразования. Процесс формирования связанных облаков из HI может начаться значительно раньше того времени, когда их плотность достигает значений, характерных для облаков со звездообразованием, что делает двусмысленным само определение их времени жизни [201]. К тому же степень влияния молодых звезд (feedback) также является предметом дискуссии [197, 202], поэтому не исключено, что низкие темпы звездообразования не разрушат облако.

Еще одним важным наблюдательным фактом в пользу короткой временной шкалы облаков является то, что существенная доля наблюдаемых МСs в нашей и ближайших галактиках демонстрируют активное звездообразование, и беззвездные МСs наблюдаются сравнительно редко [38–40]. Существует две интерпретации низкой частоты встречаемости беззвездных облаков: либо продолжительность беззвездного этапа экстремально короткая (несколько млн. лет), что согласуется с предположением об их формировании в сталкивающихся газовых потоках, либо звездообразующие облака не содержат основной массы молекулярного газа в Галактике. В разделе 3.3 мы обсудим вторую возможность, которая предполагает значительную долю молекулярного газа, существующего за пределами наблюдаемых в CO облаков и длительное время не образующего массивные звезды.

3.2. Аргументы в пользу длинной временной шкалы

Здесь мы рассмотрим несколько наблюдательных аргументов, позволяющих сделать вывод, что некоторая (возможно, значительная) часть межзвездного газа (в виде GMCs или диффузного газа) может сохраняться в молекулярной форме намного дольше, чем это обычно предполагается, избегая перехода в атомарный газ. Причем описанные ниже факты касаются регионов галактических дисков, сильно различающихся по плотности газовой среды и доли H_2 , и даже областей в приливных структурах взаимодействующих галактик.

Предпосылкой для рассмотрения этой темы в рамках настоящей работы стал один из результатов исследования, подробно описанного в разд. 1.1. Так, сравнение отношения полных масс молекулярного и атомарного газа $M_{\text{H}_2}/M_{\text{HI}}$ с эффективностью звездообразования (определенной как $L_{\text{FIR}}/M_{\text{H}_2}$) показывает, что в среднем для галактик с доминированием H_2 по массе эффективность звездообразования ниже. Таким образом, возникает вопрос о возможности длительного сохранения H_2 , по крайней мере в богатых молекулярным газом галактиках.

3.2.1. Центральные области дисков

Есть старый и забытый аргумент, базирующийся на требовании непрерывности потока массы межзвездной среды между различными фазами H_2 , HI и HII [203]. Предполагая незначительный расход материи на молодые звезды, мы можем вычислить время разрушения молекул:

$$\tau_{\text{H}_2} = \frac{M_{\text{H}_2}}{M_{\text{HI}+\text{HII}}} \times \tau_{\text{HI}+\text{HII}},$$

где $\tau_{\text{H}_2, \text{HI}+\text{HII}}$ — характерные времена, которые газ проводит в соответствующей фазе. Во внутренних областях обычных галактик масса молекулярного газа по крайней мере в пять–десять раз больше суммарной массы HI и HII. Динамическое время при межоблачных плотностях (несколько cm^{-3}) составляет $\sim 10^8$ лет,

поэтому характерное время разрушения молекул в центрах галактик не может быть меньше чем $10^8 - 10^9$ лет.

3.2.2. Область спиральных рукавов

Исследования в линиях CO нашей Галактики [204] и наблюдения с высоким разрешением в богатой газом галактике M 51 [50] ясно показывают, что массивные молекулярные облака не полностью диссоциируют в атомарный газ после прохождения спирального рукава. Гигантские MCs, покидая рукав, скорее всего фрагментируют на меньшие облака, и большая часть их газа остается молекулярной даже в межрукавном пространстве, так что MCs относительно низких масс оказываются слабо концентрирующимися к рукавам [50]. Небольшие MCs в межрукавном пространстве могут сталкиваться и сливаться в спиральных рукавах, формируя гигантские молекулярные ассоциации [205].

Заметим, что, несмотря на то что выше речь идет именно об объектах с ярко выраженными рукавами (*grand design*), вообще говоря не очевидно, что вывод о значимом количестве маломассивных облаков нельзя обобщить на галактики с флоккулентной спиральной структурой. Нет достоверных доказательств, что волны плотности оказывают значимое влияние на усредненные характеристики межзвездной среды, такие как полная масса компонентов, их радиальные профили и относительное содержание H_2 и HI. Тем более есть наблюдательные свидетельства, что функции масс молекулярных облаков в нашей Галактике и в Большом Магеллановом Облаке практически идентичны [14].

3.2.3. Периферия дисков

Многие спиральные галактики в Virgo и других богатых скоплениях обладают дефицитом атомарного водорода, особенно заметным во внешних частях их дисков, тогда как H_2 -дефицит встречается значительно реже [174, 206]. Это выглядит вполне естественным, поскольку молекулярные облака более плот-

ные и компактные, чем диффузный HI, и необходимо большее давление для выметания облаков за пределы галактического диска.

Как подробно описано в разделах 1.3 и 2.5, для целого ряда объектов мы исследовали баланс газовых компонентов $\text{HI} \leftrightarrow \text{H}_2$, используя известную корреляцию между локальным отношением поверхностных газовых плотностей $\eta \equiv \Sigma_{\text{H}_2}/\Sigma_{\text{HI}}$ и газового турбулентного давления P в плоскости диска [34, 207]. Для вычисления давления, как это описано в разд. 1.2, мы оценили объемную плотность компонентов диска в его плоскости, предполагая равновесие и осевую симметрию и принимая во внимание влияние темного гало и самогравитации газа, которые особо важны на окраинах дисков.

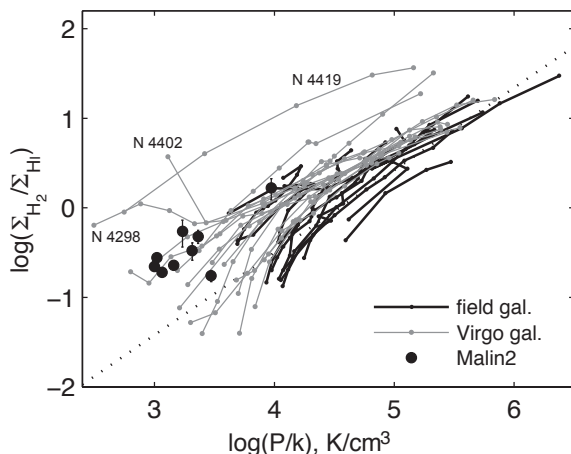


Рис. 3.1. Доля молекулярного водорода по отношению к турбулентному газовому давлению в плоскости диска для галактик поля (черные линии) и членов скопления Virgo (серые линии). Черные кружки показывают области в диске Malin 2. Пунктирной прямой отмечена зависимость, найденная для нормальных галактик в работе [34].

На рис. 3.1 мы еще раз приводим соотношение $\eta(P)$, но уже со всеми объектами, исследуемыми в предыдущих главах, на одной панели. Черные линии относятся к галактикам поля, серые — к членам скопления Virgo. Плюс к этому кружками отмечено положение девяти областей протяженного диска гигантской галактики низкой поверхностной яркости Malin 2. Как следует из рис. 3.1, молекулярная доля η на периферии некоторых HI-дефицитных галактик Virgo и в диске Malin 2 необычно высока для данного давления. Напомним, что это противоречит предсказанию работы [35], по которому значимое количество H_2

может существовать, только если (в случае солнечной металличности) суммарная газовая плотность превышает $10 M_{\odot}/\text{пк}^2$, тогда как все области с давлением $P/k < 10^4 \text{ К см}^{-3}$ соответствуют более низким плотностям.

Из численных моделей движения галактик сквозь межгалактический газ скопления мы знаем, что временная шкала обдирания газа лобовым давлением порядка $10^8 - 10^9$ лет [103]. Почему H_2 не диссоциирует в HI за это время и/или как молекулярный газ может формироваться в условиях дефицита наблюдаемого HI? В случае галактик Virgo можно предположить, что молекулярный газ может оставаться с той эпохи, когда галактики были еще богаты газом, до выметания HI. В самом деле, как описано в разд. 1.3.4, если принять, что эти галактики обладали нормальным профилем плотности HI, типичным для спиральных галактик, величина η для них также окажется нормальной. Фактически это говорит об отсутствии равновесия переходов между компонентами межзвездной среды. Очевидно, что для объяснения долгого времени жизни облаков требуется отсутствие активного звездообразования на перифериях дисков этих галактик.

В относительно изолированной галактике низкой поверхностной яркости Malin 2 ситуация может значительно отличаться. Как мы обсуждали в разд. 2.5, можно предположить, что в диске этой галактики значительная часть межзвездной среды находится в форме *темного газа* (невидимого в линиях CO и/или 21 см), и поэтому газовое давление сильно недооценено. Другое объяснение состоит в том, что, как в случае HI-бедных галактик Virgo, будучи сформированным, H_2 сохраняется длительное время, независимо от низкого внешнего давления и недостаточного количества HI.

3.2.4. Приливные структуры

Другой показатель долгого времени жизни некоторой части MCs — это существование областей звездообразования и молодых звездных скоплений в

приливных структурах и хвостах, и даже в межгалактическом пространстве в окрестности богатых газом взаимодействующих галактик. Некоторые HI-области, наблюдаемые между галактиками, выглядят как изолированные области рождения звезд, без видимой связи с ближайшими взаимодействующими галактиками (см., например, [208–213]). Гравитационная неустойчивость может объяснить формирование массивных газовых/звездных конденсаций ($\sim 10^7 - 10^9 M_\odot$), видимых как цепочки ярких областей (beads on a string) в наиболее плотных газовых приливных хвостах [214–216]. Однако поверхностная плотность HI-облаков, относящаяся к таким молодым системам, может быть мала, что исключает гравитационную неустойчивость, особенно если принимать во внимание отсутствие сжимающей силы гравитации звездного диска [212]. Поэтому логично предположить, что наиболее плотные области в газовой среде должны были существовать задолго до начала звездообразования.

Типичная плотность HI внутри газового приливного хвоста составляет $10^{20} - 10^{21} \text{ см}^{-2}$, что соответствует средней концентрации $n_H \approx 10^{-1} - 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ для обычной толщины таких структур в несколько кпк. *Такая плотность не достаточна для перевода значительного количества атомарного газа в молекулярный за несколько сотен млн. лет.* Согласно работе [217], при стандартном распределении пылинок по размерам переход 20% массы HI в H₂ на поверхностях пылинок требует время $T_{20} \approx 10^7/n_H$, превышающее 10^8 лет. Фоновое UV излучение и уменьшение соотношения пыль/газ на окраинах дисков галактик может только увеличить эту оценку.

Молодые звезды и HI-области могут формироваться из газовых структур, существовавших в дисках галактик еще до момента сильного приливного воздействия [218]. Подобные места образования звезд в возмущенных системах могут быть вытянуты приливными силами вместе с HI из родительской галактики и, будучи гравитационно-связанными, они избегнут последующего расширения. В этом случае такие газовые сгущения могут быть рассмотрены как долгожи-

вущие потенциальные места звездообразования, чья активность может быть отложена на 10^8 лет и даже больше.

Заметим, что массы МСs в приливных структурах, так же как и во внешних областях диска, могут содержать намного больше молекулярного газа, чем это следует из наблюдений в линиях СО при стандартном конверсионном факторе. В самом деле, разреженный газ, который плохо экранируется от UV излучения, сложно детектировать по излучению молекул СО по причине разрушения этих молекул фоновым излучением [см. 23, 219] — так, в течение всей их жизни МСs могут оставаться необнаруженными. Такая скрытая составляющая, как мы писали во введении к диссертации (на стр. 10), называется *темным газом*. В нашей Галактике наличие темного газа было открыто в γ -диапазоне [18] и по наблюдениям далекой IR-области [220]. Полная масса этого неизлучающего газа может быть сравнима с полной массой молекулярного газа, видимого в линиях СО, особенно во внешних частях галактических дисков.

3.3. Условия выживания облаков

Ниже мы обсудим два фактора, при которых возможна долгая жизнь гравитационно-связанного молекулярного облака: (1) очень низкая вероятность рождения массивных звезд, связанная либо с малой массой облака, либо с нестандартной (top-light) начальной функцией масс звезд; (2) наличие механизмов, затормаживающих звездообразование в целом.

3.3.1. Малое количество массивных звезд

Маломассивные облака

Бесспорно, интенсивное звездообразование ведет к разрушению облаков, и, как результат, молекулярный газ в них частично или полностью переходит в атомарную форму, однако эффективность этого процесса известна плохо.

Выживание небольших МСs может быть объяснено низкой вероятностью формирования массивных звезд, способных разрушить облако. Важнейшим фактором здесь является масса облака. Согласно работе [41], для МСs с массой $M < 10^4 - 10^5 M_{\odot}$ среднее время жизни может достигать 10^8 лет или больше даже в случае продолжительного звездообразования из-за того, что редки массивные звезды, являющиеся принципиальными агентами разрушения облака. В течение этого времени МСs могут, к примеру, пересекать пространство между соседними спиральными рукавами и сливаться с другими молекулярными сгущениями. Однако в случае изолированности (например, на периферии диска или в приливной структуре) такое облако может существовать до тех пор, пока не образуется первая массивная О-звезда.

Несложно оценить, какие темпы звездообразования должны быть в облаке, чтобы за время $T = 10^8$ лет не родилось ни одной звезды с массой большей $M_{10} = 10 M_{\odot}$. Массу одного поколения звезд, предполагая начальную функцию масс Салпитера $N(M) \propto M^{-\alpha}$ [221], можно рассчитать:

$$M_{\text{tot}} = \int_{M_{\text{min}}}^{M_{\text{max}}} M \cdot N(M) dM = \frac{C}{2 - \alpha} (M_{\text{max}}^{2-\alpha} - M_{\text{min}}^{2-\alpha}), \quad (3.1)$$

где $\alpha = 2.35$, $M_{\text{min}} = 0.1 M_{\odot}$ и $M_{\text{max}} = 100 M_{\odot}$. Условие, при котором количество массивных звезд с $M \geq 10 M_{\odot}$ меньше единицы, можно записать следующим образом:

$$N_{10} = \int_{M_{10}}^{M_{\text{max}}} M^{-\alpha} dM = \frac{C}{1 - \alpha} (M_{\text{max}}^{1-\alpha} - M_{10}^{1-\alpha}) < 1. \quad (3.2)$$

Отсюда получаем верхний предел на средние темпы звездообразования

$$\text{SFR} < \frac{M_{\text{tot}}}{T} = \frac{N_{10}(1 - \alpha)}{T(2 - \alpha)} \cdot \frac{M_{\text{max}}^{2-\alpha} - M_{\text{min}}^{2-\alpha}}{M_{\text{max}}^{1-\alpha} - M_{10}^{1-\alpha}} \approx 2 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}. \quad (3.3)$$

Принимая во внимание среднее наблюдаемое значение времени исчерпания молекулярного газа $\tau_{\text{dep}} \approx 2 \cdot 10^9$ лет [17], получаем массу облака, для которого

оцененные выше темпы звездообразования будут типичны:

$$M_{\text{H}_2} = \text{SFR} \cdot \tau_{\text{dep}} \lesssim 5 \cdot 10^3 M_{\odot} \quad (3.4)$$

Аналогичные значения получаются, если использовать оценки отношения массы звезд, рождающихся в GMC, к полной массе облака, лежащие в интервале 0.03 – 0.06, по работе [42]. Из уравнений 3.1 и 3.2 можно показать, что одна звезда с $M = 10 M_{\odot}$ приходится на суммарную массу образовавшихся звезд $M_{\text{tot}} \approx 200 M_{\odot}$. Отсюда следует, что массивная звезда с большой вероятностью так и не появится, если масса облака $< 3 - 7 \cdot 10^3 M_{\odot}$, так что такое облако имеет шанс пережить период активного звездообразования. Чтобы облака с массой $\sim 10^4 M_{\odot}$ не разрушались массивными звездами в течение 10^8 лет, необходимо лишь в два раза большее время исчерпания молекулярного газа, чем обычно.

Стоит заметить, однако, что, согласно [50], для диска галактики M 51 только 36% излучения в линии CO приходит от облаков с массами $> 10^5 M_{\odot}$, тогда как оставшийся поток связан, по видимости, с менее массивными MCs или диффузным H_2 .

Нестандартная начальная функция масс звезд

В определенных условиях низкие темпы формирования массивных звезд и, как следствие, долгое время жизни молекулярных облаков могут быть результатом нестандартной (top-light) начальной функции масс (IMF) звезд, формирующихся в MC. Несмотря на всю притягательность идеи универсальности IMF, есть аргументы в пользу ее возможных вариаций. Например, согласно работе [222], для карликовой галактики (Sagittarius) обнаружен дефицит звезд больших масс. Другим примером могут быть LSB галактики, для многих из которых более крутая IMF объясняет сочетание металличности и показателей цвета [147]. Различное поведение радиальных профилей UV и H_{α} для спиральных галактик также может предполагать вариации IMF по радиусу [223–225].

Функция масс протозвездных объектов тесно следует звездной IMF [226], поэтому можно ожидать, что интересующий нас верхний конец IMF зависит, к примеру, от профиля плотности звездообразующего ядра облака. В общем случае количество массивных звезд будет больше при более высокой плотности облака, рождающего скопление [227], или при высоких интегральных темпах звездообразования [228, 229]. Численные модели демонстрируют, что массивные звезды намного реже формируются при пологом распределении плотности турбулентного ядра облака [48]. Согласно работе [224], чтобы избежать фрагментации и сформировать массивные звезды, плотность протозвездного облака на луче зрения должна быть достаточно высока ($\gtrsim 1$ г/см²). Авторы работы [230] представили наблюдательные доказательства тесной связи между максимальной звездной массой и полной массой звездного скопления, так что в маломассивных скоплениях O-звезды практически не рождаются. Все эти обстоятельства могут быть ответственными за вариации верхнего конца IMF и в результате за способность облака выживать в период звездообразования.

Заметим, что с точки зрения наблюдений сложно различить вариации верхнего конца IMF и ее общее укрупнение в области больших звездных масс. Мы можем сделать оценку времени жизни облака, аналогичную приведенной в предыдущем разделе, также предполагая полное отношение звездной массы к массе облака ~ 0.05 , но теперь с показателем степени звездной начальной функции масс $\alpha > 3$. В этом случае ни одна массивная звезда ($> 10 M_{\odot}$) не появится в течение эпизода звездообразования в облаке с массой $< 10^5 M_{\odot}$. Для фиксированного значения темпа звездообразования ожидаемая частота рождения массивных звезд для $\alpha = 3$ по крайней мере на порядок ниже этой величины при показателе степени IMF Салпитера ($\alpha = 2.35$), что увеличивает время жизни в десять раз (до $\sim 10^8$ лет) даже для достаточно массивного облака.

3.3.2. Задержка начала звездообразования

В случае обычной IMF большое время жизни массивного облака $> 10^5 M_{\odot}$ может быть обеспечено задержкой начала звездообразования. Считается, что наиболее эффективный механизм, значительно увеличивающий период, после которого ядра облаков становятся гравитационно-нестабильными, обеспечивает магнитное поле. Численные гидродинамические модели показали, если облако находится докритическом состоянии (то есть соотношение его магнитной и гравитационной энергий превышает единицу), оно не будет формировать звезды до тех пор, пока соотношение между этими энергиями не изменится [231]. Не только формирование ядер внутри облака, но также его фрагментация на звездные массы сильно зависит от амбиполярной диффузии, эффективность которой остается до сих пор предметом дискуссии [232]. Некоторые авторы делают вывод, что, если амбиполярная диффузия недостаточно эффективна, молекулярное облако может избежать коллапса в течение произвольно долгого времени [233, 234].

Несмотря на то что измерения магнитного поля весьма трудоемки, принято считать, что плотности магнитной, турбулентной и гравитационной энергий в молекулярных облаках обычно сравнимы (см., например, [235]). Однако есть некоторые свидетельства того, что во многих случаях магнитная энергия превалирует над остальными типами внутренних энергий. К примеру, в работе [236] было найдено, что практически для всех клампов внутри облаков отношение их вириальной к наблюдаемой массе < 1 , что говорит о доминировании гравитации и необходимости предположить дополнительную поддержку магнитным полем для избежания быстрого коллапса. Похожий вывод был получен в работе [193], где были переанализированы оценки масс молекулярных облаков в нашей Галактике. Также обнаружение упорядоченной геометрии магнитного поля внутри облаков, найденное для M 33 и нашей Галактики по поляризации CO

излучения (эффект Голдрайха–Килафиса), показывает, что энергия магнитного поля доминирует над турбулентной и энергией вращения (см. [237] и ссылки в этой работе). Эти факты доказывают значимость влияния магнитного поля на МСs и говорят о том, что звездообразование, так же как и сжатие облака, в целом может определяться временем амбиполярной диффузии, уменьшающей магнитный поток. То есть замагниченное облако может быть в докритическом состоянии или по крайней мере критическом на всех этапах его эволюции.

Магнитное поле действительно может объяснить задержку звездообразования в молекулярных облаках, но не наблюдаемую малую долю массивных облаков без признаков звездообразования. Для объяснения этого факта можно предположить, что таких облаков на самом деле больше, чем наблюдается, поскольку до формирования излучающего в линии СО облака газ существует в СО-темной стадии. В самом деле внешние области облаков почти не наблюдаются в линиях СО из-за диссоциации молекул СО фоновым UV излучением [23]. До тех пор пока поглощение не превысит $A_V > 3$, молекулы СО не формируются в достаточном количестве, в то время как H_2 может существовать и при $A_V < 1$ [238]. Пороговое значение $A_V \sim 3 - 4$, соответствующее переходу от СО-наблюдаемого к темному газу, согласуется с результатами компьютерного моделирования [13]. Отсюда можно предположить, что оптическая толщина темного газа во внешних слоях молекулярного облака $\Delta A_V \sim 2.5 - 3$. Используя стандартное соотношение между поглощением и плотностью водорода на луче зрения

$$A_V \approx N \cdot Z/2 \cdot 10^{21}, \quad (3.5)$$

где Z — это металличность в солнечных единицах [23], можно получить, что ожидаемая плотность СО-дефицитного слоя будет составлять около $2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2} \approx 100 M_\odot/\text{пк}^2$, что даже больше, чем типичные значения средней поверхностной плотности наблюдаемых облаков (см., например, [239]). Это иллюстрирует то,

что значительная доля молекулярного газа может быть темной в линии CO. Как было уже упомянуто, данные, полученные в линии [CII] на обсерватории Гершель [220] и на обсерватории Планк [19], доказывают, что массы CO-излучающего и CO-скрытого молекулярного газа могут быть сравнимы. Карликовые галактики также показывают большой запас CO-свободного молекулярного газа, размещающегося в фотодиссоциированных оболочках облаков [240]. Относительно большая ионизация этого разреженного газа (10^{-4} согласно [23]) делает амбиполярную диффузию неэффективной на больших промежутках времени (см. ниже). Отсюда следует, что в облаках, где темный газ превалирует, сжатие должно идти крайне медленно: время перехода от разреженной стадии к формированию контрастной внутренней структуры облака будет намного больше динамического.

Следуя авторам работы [241], можно принять аналитическое выражение для характерной временной шкалы амбиполярной диффузии, выраженной в годах:

$$t_{AD} \sim 1.6 \cdot 10^{14} \cdot X_i, \quad (3.6)$$

где X_i — это степень ионизации газа, определяющаяся балансом темпов формирования и рекомбинации ионов. В свою очередь,

$$X_i \propto (F_{rad}/n_H)^{0.5}, \quad (3.7)$$

где F_{rad} — ионизирующий поток, а n_H — концентрация атомов. Для типичной плотности облаков $n_H \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$ поток ионизации будет $X_i \sim 10^{-5} - 10^{-7}$, причем наименьшее значение соответствует внешним областям облака ($A_V > 4$) заэкранированным от UV излучения [241]. В работе [23] приведена оценка значения $X_i \sim 10^{-4}$ для темной молекулярной оболочки облака, что соответствует $t_{AD} \sim 10^9$ лет. Отсюда следует, что докритическое облако в квазиравновесном состоянии, чья плотность ниже типичных значений $n_H \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$, может поддерживаться магнитным полем в течение $10^8 - 10^9$ лет.

3.4. Выводы

В последней главе диссертации были приведены аргументы в пользу того, что по крайней мере часть молекулярных облаков может существовать значительно дольше, чем принято считать: вплоть до $10^8 - 10^9$ лет. Факты, это поддерживающие, включают в себя присутствие молекулярного газа на перифериях дисков при низкой плотности газа и звездообразование в приливных структурах и межгалактическом пространстве. Мы рассматриваем две возможности, при которых облака могут иметь большое время жизни: (1) низкая вероятность формирования массивных звезд для маломассивных облаков ($< 10^4 M_{\odot}$) или в случае нестандартной (top-light) IMF (2) задержка формирования CO-излучающего звездообразующего облака из-за низкой эффективности амбиполярной диффузии в изначально докритическом облаке.

Безусловно, эволюция молекулярных облаков в различных условиях не должна быть одинакова. Сложно ожидать, что все MCs проходят через такую длинную фазу, но, видимо, значительная часть молекулярного газа в галактиках избегает наблюдений в молекулярных линиях CO. Стоит подчеркнуть, что полностью согласованной теоретической или эмпирической модели эволюции замагниченных облаков от разреженной среды до момента начала звездообразования до сих пор не существует.

Заключение

В настоящей работе проведено исследование содержания молекулярного газа в дисковых галактиках. Как оказалось, в целом ряде случаев наблюдается преобладание молекулярной составляющей межзвездной среды над атомарной. Причем неожиданно высокая относительная доля H_2 может быть не только в центральной части галактик, но и в областях пониженной плотности газа на периферии дисков. Мы считаем, что рассмотрение галактик с такими на первый взгляд необычными характеристиками газа может дать ключи к пониманию реальных условий в межзвездной среде различной средней плотности.

Этапы проведенной работы включали в себя: статистическое исследование объектов с аномально высокими значениями отношения интегральных масс H_2 и HI ; разработку методики получения оценок газового турбулентного давления для анализа его влияния на *баланс газовых компонентов* $HI \longleftrightarrow H_2$ межзвездной среды; изучение свойств межзвездной среды ряда членов скопления Virgo и гигантской галактики низкой поверхностной яркости Malin 2, обладающей уникальными условиями в газовом диске, в сравнении с хорошо известными близкими галактиками.

Собранные и проанализированные данные позволили обратить внимание на возможность использования пока довольно ограниченного спектра наблюдений далеких внегалактических объектов для диагностики внутренней структуры их газовых дисков. Хорошим примером здесь служит галактика Malin 2, для которой, несмотря на крайнюю сложность наблюдений из-за удаленности (201 Мпк) и низкой поверхностной яркости, удалось провести подробное исследование межзвездной среды и сделать вывод о вероятном происхождении особенностей этой галактики. В работе также были собраны доказательства возможности долгой жизни облаков молекулярного газа в противовес наиболее распространенной концепции быстрой эволюции облаков, образующихся на

пересечении турбулентных газовых потоков. Результаты этого исследования показали необходимость учета таких важных факторов, как структура и спектр масс облаков, а также наличие магнитного поля, и в перспективе позволят проработать слабые места современной теории эволюции межзвездной среды. Также важным результатом настоящей работы является акцентирование внимания на непосредственно не наблюдаемой темной составляющей межзвездной среды, являющейся связующим звеном между ее компонентами, видимыми в линиях CO и 21 см. Мы считаем, что значимость *темного газа* пока недооценена и следует принимать его во внимание при любом исследовании газовой среды галактик.

Дальнейшую работу в рассматриваемой области можно проводить по нескольким важным направлениям. В первую очередь это проверка существующих представлений о свойствах облаков межзвездного газа в различных областях дисков галактик и за их пределами. Большой вклад здесь должна внести будущая орбитальная обсерватория Миллиметрон, инструменты которой благодаря высокой чувствительности помогут оценить значимость темного газа в областях низкой средней плотности межзвездной среды. В свою очередь, тесная связь структуры облаков со свойствами рождающихся в них звезд даст шанс более обоснованно говорить о возможности вариации начальной функции масс звезд в различных условиях. И все же наиболее болезненной точкой до сих пор остается наличие противоречий между современными численными моделями и уже имеющимися наблюдениями. Примером здесь может послужить проблема с теорией происхождения и эволюции галактик, где под грузом накопившихся игнорируемых наблюдательных данных давно назрели перемены.

Благодарности

Автор выражает большую признательность научным руководителям Анатолию Владимировичу Засову и Игорю Чилингаряну, приложившим много усилий и терпения, помогая сориентироваться в тематике исследований с точки зрения традиционного, основательного подхода и в ракурсе современной стремительно развивающейся мировой науки. Настоящая работа была бы невозможна без замечательной рабочей обстановки в отделе внегалактической астрономии ГАИШ и плодотворных бесед с соавторами и коллегами из дружественных научных коллективов, в частности: с И. Катковым, А. Сабуровой, Д. Бизяевым, О. К. Сильченко, О. Абрамовой, И. Д. Караченцевым, С. С. Кайсиным и О. Насоновой. Неоценимую роль также сыграли мои родители Е. В. Кукина и В. А. Каспаров, друзья и спортивные соратники, чей пример во многом послужил мне стимулом к движению вперед.

Литература

1. Young J. S., Scoville N. Z. Molecular gas in galaxies // *An. Rev. Astron. Astrophys.* 1991. Vol. 29. P. 581–625.
2. Casoli F., Sauty S., Gerin M. et al. Molecular gas in spiral galaxies // *Astron. and Astrophys.* 1998. — March. Vol. 331. P. 451–462.
3. Boselli A., Lequeux J., Gavazzi G. Molecular gas in normal late-type galaxies // *Astron. and Astrophys.* 2002. — March. Vol. 384. P. 33–47. [astro-ph/0112275](#).
4. Caldú-Primo A., Schruba A., Walter F. et al. A High-dispersion Molecular Gas Component in Nearby Galaxies // *Astron. J.* 2013. — December. Vol. 146. P. 150. [arXiv:astro-ph.CO/1309.6324](#).
5. Evans N. J., II. Physical Conditions in Regions of Star Formation // *An. Rev. Astron. Astrophys.* 1999. Vol. 37. P. 311–362. [astro-ph/9905050](#).
6. van der Werf P. H₂ Emission as a Diagnostic of Physical Processes in Starforming Galaxies // *Molecular Hydrogen in Space* / Ed. by F. Combes, G. Pineau Des Forets. 2000. P. 307. [astro-ph/0001296](#).
7. Bolatto A. D., Wolfire M., Leroy A. K. The CO-to-H₂ Conversion Factor // *An. Rev. Astron. Astrophys.* 2013. — August. Vol. 51. P. 207–268. [arXiv:astro-ph.GA/1301.3498](#).
8. Bolatto A. D., Leroy A. K., Rosolowsky E. et al. The Resolved Properties of Extragalactic Giant Molecular Clouds // *Astrophys. J.* 2008. — October. Vol. 686. P. 948–965. [0807.0009](#).
9. Leroy A. K., Bolatto A., Gordon K. et al. The CO-to-H₂ Conversion Factor from Infrared Dust Emission across the Local Group // *Astrophys. J.* 2011. — August. Vol. 737. P. 12. [arXiv:astro-ph.CO/1102.4618](#).
10. Leroy A. K., Walter F., Bigiel F. et al. Heracles: The HERA CO Line Extragalactic Survey // *Astron. J.* 2009. — Juny. Vol. 137. P. 4670–4696. [arXiv:astro-ph.CO/0905.4742](#).
11. Glover S. C. O., Mac Low M.-M. Simulating the Formation of Molecular Clouds. II. Rapid Formation from Turbulent Initial Conditions // *Astrophys. J.* 2007. — April. Vol. 659. P. 1317–1337. [astro-ph/0605121](#).
12. Glover S. C. O., Mac Low M.-M. Simulating the Formation of Molecular Clouds. I. Slow Formation by Gravitational Collapse from Static Initial Conditions // *Astrophys. J. Suppl.* 2007. — April. Vol. 169. P. 239–268. [astro-ph/0605120](#).
13. Glover S. C. O., Federrath C., Mac Low M.-M., Klessen R. S. Modelling CO formation in the turbulent interstellar medium // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2010. — May. Vol. 404. P. 2–29. [arXiv:astro-ph.SR/0907.4081](#).
14. Fukui Y., Kawamura A. Molecular Clouds in Nearby Galaxies // *An. Rev. Astron. Astrophys.* 2010. — September. Vol. 48. P. 547–580.
15. Blitz L. Giant molecular clouds // *Protostars and Planets III* / Ed. by E. H. Levy, J. I. Lunine. 1993. P. 125–161.

16. Blitz L., Williams J. P. Molecular Clouds (a review) // ArXiv Astrophysics e-prints. 1999. — March. [astro-ph/9903382](#).
17. Bigiel F., Leroy A. K., Walter F. et al. A Constant Molecular Gas Depletion Time in Nearby Disk Galaxies // *Astrophys. J. Let.* 2011. — April. Vol. 730. P. L13. [arXiv:astro-ph.CO/1102.1720](#).
18. Grenier I. A., Casandjian J.-M., Terrier R. Unveiling Extensive Clouds of Dark Gas in the Solar Neighborhood // *Science*. 2005. — February. Vol. 307. P. 1292–1295.
19. Planck Collaboration, Ade P. A. R., Aghanim N. et al. Planck early results. XIX. All-sky temperature and dust optical depth from Planck and IRAS. Constraints on the "dark gas" in our Galaxy // *Astron. and Astrophys.* 2011. — December. Vol. 536. P. A19. [arXiv:astro-ph.GA/1101.2029](#).
20. Pfenniger D., Combes F., Martinet L. Is dark matter in spiral galaxies cold gas? I. Observational constraints and dynamical clues about galaxy evolution // *Astron. and Astrophys.* 1994. — May. Vol. 285. P. 79–93. [arXiv:astro-ph/9311043](#).
21. Revaz Y., Pfenniger D., Combes F., Bournaud F. Simulations of galactic disks including a dark baryonic component // *Astron. and Astrophys.* 2009. — July. Vol. 501. P. 171–187. [0801.1180](#).
22. Fukui Y., Sano H., Sato J. et al. A Detailed Study of the Molecular and Atomic Gas toward the γ -Ray Supernova Remnant RX J1713.7-3946: Spatial TeV γ -Ray and Interstellar Medium Gas Correspondence // *Astrophys. J.* 2012. — February. Vol. 746. P. 82. [arXiv:astro-ph.GA/1107.0508](#).
23. Wolfire M. G., Hollenbach D., McKee C. F. The Dark Molecular Gas // *Astrophys. J.* 2010. — June. Vol. 716. P. 1191–1207. [arXiv:astro-ph.GA/1004.5401](#).
24. Peters S. P. C., van der Kruit P. C., Allen R. J., Freeman K. C. The Shape of Dark Matter Halos in Edge-on Galaxies: I. Overview of HI observations // ArXiv e-prints. 2013. — March. [arXiv:astro-ph.GA/1303.2463](#).
25. Galliano F., Hony S., Bernard J.-P. et al. Non-standard grain properties, dark gas reservoir, and extended submillimeter excess, probed by Herschel in the Large Magellanic Cloud // *Astron. and Astrophys.* 2011. — December. Vol. 536. P. A88. [arXiv:astro-ph.CO/1110.1260](#).
26. Bernard J.-P., Reach W. T., Paradis D. et al. Spitzer Survey of the Large Magellanic Cloud, Surveying the Agents of a Galaxy's Evolution (sage). IV. Dust Properties in the Interstellar Medium // *Astron. J.* 2008. — September. Vol. 136. P. 919–945.
27. Glover S. C. O., Clark P. C. Is molecular gas necessary for star formation? // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2012. — March. Vol. 421. P. 9–19. [arXiv:astro-ph.GA/1105.3073](#).
28. Leroy A. K., Walter F., Brinks E. et al. The Star Formation Efficiency in Nearby Galaxies: Measuring Where Gas Forms Stars Effectively // *Astron. J.* 2008. — December. Vol. 136. P. 2782–2845. [0810.2556](#).

29. Bigiel F., Leroy A., Walter F. [Scaling Relations between Gas and Star Formation in Nearby Galaxies](#) // Computational Star Formation / Ed. by J. Alves, B. G. Elmegreen, J. M. Girart, V. Trimble. Vol. 270 of IAU Symposium. 2011. — April. P. 327–334. [arXiv:astro-ph.CO/1012.3749](#).
30. Elmegreen B. G. A pressure and metallicity dependence for molecular cloud correlations and the calibration of mass // [Astrophys. J.](#) 1989. — March. Vol. 338. P. 178–196.
31. Elmegreen B. G. The H to H₂ transition in galaxies - Totally molecular galaxies // [Astrophys. J.](#) 1993. — July. Vol. 411. P. 170–177.
32. Wong T., Blitz L. The Relationship between Gas Content and Star Formation in Molecule-rich Spiral Galaxies // [Astrophys. J.](#) 2002. — April. Vol. 569. P. 157–183. [astro-ph/0112204](#).
33. Blitz L., Rosolowsky E. The Role of Pressure in Giant Molecular Cloud Formation // [Astrophys. J. Let.](#) 2004. — September. Vol. 612. P. L29–L32. [astro-ph/0407492](#).
34. Blitz L., Rosolowsky E. The Role of Pressure in GMC Formation II: The H₂-Pressure Relation // [Astrophys. J.](#) 2006. — October. Vol. 650. P. 933–944. [astro-ph/0605035](#).
35. Krumholz M. R., McKee C. F., Tumlinson J. The Atomic-to-Molecular Transition in Galaxies. II: H I and H₂ Column Densities // [Astrophys. J.](#) 2009. — March. Vol. 693. P. 216–235. [0811.0004](#).
36. Fumagalli M., Krumholz M. R., Hunt L. K. Testing Models for Molecular Gas Formation in Galaxies: Hydrostatic Pressure or Gas and Dust Shielding? // [Astrophys. J.](#) 2010. — October. Vol. 722. P. 919–936. [arXiv:astro-ph.CO/1008.4137](#).
37. McKee C. F., Ostriker E. C. Theory of Star Formation // [An. Rev. Astron. Astrophys.](#) 2007. — September. Vol. 45. P. 565–687. [0707.3514](#).
38. Ballesteros-Paredes J., Hartmann L. Remarks on Rapid vs. Slow Star Formation // [Rev. Mexicana Astron. Astrofis.](#) 2007. — April. Vol. 43. P. 123–136. [arXiv:astro-ph/0605268](#).
39. Jijina J., Myers P., Adams F. Dense Cores Mapped in Ammonia: A Database // [Astrophys. J. Suppl.](#) 1999. — November. Vol. 125. P. 161–236.
40. Gratier P., Braine J., Rodriguez-Fernandez N. J. et al. Giant molecular clouds in the Local Group galaxy M 33 // [Astron. and Astrophys.](#) 2012. — Juny. Vol. 542. P. A108. [arXiv:astro-ph.CO/1111.4320](#).
41. Williams J. P., McKee C. F. The Galactic Distribution of OB Associations in Molecular Clouds // [Astrophys. J.](#) 1997. — February. Vol. 476. P. 166.
42. Evans N. J., II, Dunham M. M., Jørgensen J. K. et al. The Spitzer c2d Legacy Results: Star-Formation Rates and Efficiencies; Evolution and Lifetimes // [Astrophys. J. Suppl.](#) 2009. — April. Vol. 181. P. 321–350. [0811.1059](#).
43. Ostriker E. C., Stone J. M., Gammie C. F. Density, Velocity, and Magnetic Field Structure in Turbulent Molecular Cloud Models // [Astrophys. J.](#) 2001. — January. Vol. 546. P. 980–1005. [astro-ph/0008454](#).

44. Bica E. L. D., Schmitt H. R. A Revised and Extended Catalog of Magellanic System Clusters, Associations, and Emission Nebulae. I. Small Magellanic Cloud and Bridge // *Astrophys. J. Suppl.* 1995. — November. Vol. 101. P. 41.
45. Fukui Y., Mizuno N., Yamaguchi R. et al. First Results of a CO Survey of the Large Magellanic Cloud with NANTEN; Giant Molecular Clouds as Formation Sites of Populous Clusters // *Publ. of the Astr. Soc. of Japan.* 1999. — December. Vol. 51. P. 745–749.
46. Yamaguchi R., Mizuno N., Mizuno A. et al. A CO Survey of the LMC with NANTEN: III. Formation of Stellar Clusters and Evolution of Molecular Clouds // *Publ. of the Astr. Soc. of Japan.* 2001. — December. Vol. 53. P. 985–1001.
47. Kawamura A., Mizuno Y., Minamidani T. et al. The Second Survey of the Molecular Clouds in the Large Magellanic Cloud by NANTEN. II. Star Formation // *Astrophys. J. Suppl.* 2009. — September. Vol. 184. P. 1–17. [arXiv:astro-ph/0908.1168](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0908.1168).
48. Girichidis P., Federrath C., Banerjee R., Klessen R. S. Importance of the initial conditions for star formation - I. Cloud evolution and morphology // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2011. — Juny. Vol. 413. P. 2741–2759. [arXiv:astro-ph/1008.5255](https://arxiv.org/abs/astro-ph/1008.5255).
49. Williams J. P., de Geus E. J., Blitz L. Determining structure in molecular clouds // *Astrophys. J.* 1994. — Juny. Vol. 428. P. 693–712.
50. Koda J., Scoville N., Sawada T. et al. Dynamically Driven Evolution of the Interstellar Medium in M51 // *Astrophys. J. Let.* 2009. — August. Vol. 700. P. L132–L136. [arXiv:astro-ph/0907.1656](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0907.1656).
51. La Vigne M. A., Vogel S. N., Ostriker E. C. A Hubble Space Telescope Archival Survey of Feathers in Spiral Galaxies // *Astrophys. J.* 2006. — October. Vol. 650. P. 818–834. [astro-ph/0606761](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0606761).
52. Corder S., Sheth K., Scoville N. Z. et al. Detection of Dense Molecular Gas in Interarm Spurs in M51 // *Astrophys. J.* 2008. — December. Vol. 689. P. 148–152. [0811.2903](https://arxiv.org/abs/0811.2903).
53. Bettoni D., Galletta G., García-Burillo S. A new catalogue of ISM content of normal galaxies // *Astron. and Astrophys.* 2003. — July. Vol. 405. P. 5–14. [astro-ph/0304054](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0304054).
54. de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H. G., Jr. Second reference catalogue of bright galaxies. Containing information on 4,364 galaxies with references to papers published between 1964 and 1975. 1976.
55. Baggett W. E., Baggett S. M., Anderson K. S. J. Bulge-Disk Decomposition of 659 Spiral and Lenticular Galaxy Brightness Profiles // *Astron. J.* 1998. — October. Vol. 116. P. 1626–1642. [astro-ph/9807047](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9807047).
56. Böker T., Lisenfeld U., Schinnerer E. Molecular gas in the central regions of the latest-type spiral galaxies // *Astron. and Astrophys.* 2003. — July. Vol. 406. P. 87–103. [astro-ph/0305508](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0305508).
57. Véron-Cetty M.-P., Véron P. A catalogue of quasars and active nuclei: 10th edition // *Astron. and Astrophys.* 2001. — July. Vol. 374. P. 92–94.

58. Evans A. S., Mazzarella J. M., Surace J. A., Sanders D. B. Molecular Gas and Nuclear Activity in Ultraluminous Infrared Galaxies with Double Nuclei // *Astrophys. J.* 2002. — December. Vol. 580. P. 749–762. [astro-ph/0208541](#).
59. Zasov A. V., Smirnova A. A. The Gas Content in Galactic Disks: Correlation with Kinematics // *Astronomy Letters*. 2005. — March. Vol. 31. P. 160–170. [astro-ph/0505282](#).
60. Karachentsev I. D., Karachentseva V. E., Huchtmeier W. K., Makarov D. I. A Catalog of Neighboring Galaxies // *Astron. J.* 2004. — April. Vol. 127. P. 2031–2068.
61. Downes D., Solomon P. M. Rotating Nuclear Rings and Extreme Starbursts in Ultraluminous Galaxies // *Astrophys. J.* 1998. — November. Vol. 507. P. 615–654. [astro-ph/9806377](#).
62. Rosolowsky E., Blitz L. Giant Molecular Clouds in M64 // *Astrophys. J.* 2005. — April. Vol. 623. P. 826–845. [astro-ph/0501387](#).
63. de Mello D. F., Wiklind T., Maia M. A. G. Environmental effects in galaxies. Molecular gas, star formation, and activity // *Astron. and Astrophys.* 2002. — January. Vol. 381. P. 771–782. [astro-ph/0110702](#).
64. Buta R., Mitra S., de Vaucouleurs G., Corwin H. G., Jr. Mean morphological types of bright galaxies // *Astron. J.* 1994. — January. Vol. 107. P. 118–134.
65. Devereux N. A., Young J. S. The gas/dust ratio in spiral galaxies // *Astrophys. J.* 1990. — August. Vol. 359. P. 42–56.
66. Veilleux S., Rupke D. S. Identification of Galactic Wind Candidates Using Excitation Maps: Tunable-Filter Discovery of a Shock-excited Wind in the Galaxy NGC 1482 // *Astrophys. J. Let.* 2002. — January. Vol. 565. P. L63–L66. [astro-ph/0201008](#).
67. Kazes I., Karoji H., Sofue Y. et al. A most peculiar galaxy - IC 860 // *Astron. and Astrophys.* 1988. — May. Vol. 197. P. L22–L24.
68. Imanishi M., Nakanishi K., Kuno N., Kohno K. Near-Infrared and Millimeter Constraints on the Nuclear Energy Source of the Infrared-luminous Galaxy NGC 4418 // *Astron. J.* 2004. — November. Vol. 128. P. 2037–2047. [astro-ph/0407469](#).
69. Heyer M. H., Corbelli E., Schneider S. E., Young J. S. The Molecular Gas Distribution and Schmidt Law in M33 // *Astrophys. J.* 2004. — February. Vol. 602. P. 723–729. [astro-ph/0311226](#).
70. Aalto S., Hüttemeister S., Scoville N. Z., Thaddeus P. A New High-Resolution CO Map of the Inner 2.5' of M51. I. Streaming Motions and Spiral Structure // *Astrophys. J.* 1999. — September. Vol. 522. P. 165–182. [astro-ph/9903414](#).
71. Regan M. W., Thornley M. D., Helfer T. T. et al. The BIMA Survey of Nearby Galaxies. I. The Radial Distribution of CO Emission in Spiral Galaxies // *Astrophys. J.* 2001. — November. Vol. 561. P. 218–237. [astro-ph/0107211](#).
72. Sakamoto K., Okumura S. K., Ishizuki S., Scoville N. Z. Bar-driven Transport of Molecular Gas to Galactic Centers and Its Consequences // *Astrophys. J.* 1999. — November. Vol. 525. P. 691–701. [astro-ph/9906454](#).

73. Narayan C. A., Jog C. J. Vertical scaleheights in a gravitationally coupled, three-component Galactic disk // *Astron. and Astrophys.* 2002. — October. Vol. 394. P. 89–96. [astro-ph/0210239](#).
74. Dickey J. M., Lockman F. J. H I in the Galaxy // *An. Rev. Astron. Astrophys.* 1990. Vol. 28. P. 215–261.
75. Ferriere K. Global Model of the Interstellar Medium in Our Galaxy with New Constraints on the Hot Gas Component // *Astrophys. J.* 1998. — April. Vol. 497. P. 759.
76. Blitz L., Fukui Y., Kawamura A. et al. Giant Molecular Clouds in Local Group Galaxies // *Protostars and Planets V.* 2007. P. 81–96. [astro-ph/0602600](#).
77. Leroy A., Bolatto A., Stanimirovic S. et al. The Spitzer Survey of the Small Magellanic Cloud: Far-Infrared Emission and Cold Gas in the Small Magellanic Cloud // *Astrophys. J.* 2007. — April. Vol. 658. P. 1027–1046. [astro-ph/0611687](#).
78. Sil'Chenko O. K., Chilingarian I. V., Sotnikova N. Y., Afanasiev V. L. Large-scale nested stellar discs in NGC 7217 // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2011. — July. Vol. 414. P. 3645–3655. [arXiv:astro-ph.CO/1103.1692](#).
79. Wolfire M. G., McKee C. F., Hollenbach D., Tielens A. G. G. M. Neutral Atomic Phases of the Interstellar Medium in the Galaxy // *Astrophys. J.* 2003. — April. Vol. 587. P. 278–311. [astro-ph/0207098](#).
80. Mera D., Chabrier G., Schaeffer R. Towards a consistent model of the Galaxy. II. Derivation of the model // *Astron. and Astrophys.* 1998. — February. Vol. 330. P. 953–962. [arXiv:astro-ph/9801050](#).
81. Lewis J. R., Freeman K. C. Kinematics and chemical properties of the old disk of the Galaxy // *Astron. J.* 1989. — January. Vol. 97. P. 139–162.
82. Regan M. W., Vogel S. N. The near-infrared structure of M33 // *Astrophys. J.* 1994. — October. Vol. 434. P. 536–545.
83. Corbelli E., Salucci P. The extended rotation curve and the dark matter halo of M33 // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2000. — January. Vol. 311. P. 441–447. [astro-ph/9909252](#).
84. Corbelli E. Dark matter and visible baryons in M33 // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2003. — Juny. Vol. 342. P. 199–207. [astro-ph/0302318](#).
85. Sofue Y., Tutui Y., Honma M. et al. Central Rotation Curves of Spiral Galaxies // *Astrophys. J.* 1999. — September. Vol. 523. P. 136–146. [astro-ph/9905056](#).
86. Boissier S., Boselli A., Buat V. et al. The radial extinction profiles of late-type galaxies. // *Astron. and Astrophys.* 2004. — September. Vol. 424. P. 465–476. [astro-ph/0407617](#).
87. Rots A. H. Distribution and kinematics of neutral hydrogen in the spiral galaxy M 81. II - Analysis // *Astron. and Astrophys.* 1975. — December. Vol. 45. P. 43–55.
88. Boissier S., Prantzos N., Boselli A., Gavazzi G. The star formation rate in disc galaxies: thresholds and dependence on gas amount // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2003. — December. Vol. 346. P. 1215–1230. [astro-ph/0309372](#).

89. Nishiyama K., Nakai N., Kuno N. CO Survey of Nearby Spiral Galaxies with the Nobeyama 45-m Telescope: II. Distribution and Dynamics of Molecular Gas // *Publ. of the Astr. Soc. of Japan*. 2001. — October. Vol. 53. P. 757–777.
90. Stanimirović S., Staveley-Smith L., Jones P. A. A New Look at the Kinematics of Neutral Hydrogen in the Small Magellanic Cloud // *Astrophys. J.* 2004. — March. Vol. 604. P. 176–186. [astro-ph/0312223](#).
91. Harris J., Zaritsky D. Spectroscopic Survey of Red Giants in the Small Magellanic Cloud. I. Kinematics // *Astron. J.* 2006. — May. Vol. 131. P. 2514–2524. [astro-ph/0601025](#).
92. Bell E. F., de Jong R. S. Stellar Mass-to-Light Ratios and the Tully-Fisher Relation // *Astrophys. J.* 2001. — March. Vol. 550. P. 212–229. [astro-ph/0011493](#).
93. Bottema R. The Stellar Kinematics of Galactic Disks // *Astron. and Astrophys.* 1993. — August. Vol. 275. P. 16.
94. Zasov A. V., Bizyaev D. V., Makarov D. I., Tyurina N. V. Relationship between the Thickness of Stellar Disks and the Relative Mass of a DarkGalactic Halo // *Astronomy Letters*. 2002. — August. Vol. 28. P. 527–535. [astro-ph/0208124](#).
95. Zasov A. V., Khoperskov A. V., Tyurina N. V. Stellar Velocity Dispersion and Mass Estimation for Galactic Disks // *Astronomy Letters*. 2004. — September. Vol. 30. P. 593–602.
96. Toomre A. On the gravitational stability of a disk of stars // *Astrophys. J.* 1964. — May. Vol. 139. P. 1217–1238.
97. Khoperskov A. V., Zasov A. V., Tyurina N. V. Minimum Velocity Dispersion in Stable Stellar Disks. Numerical Simulations // *Astronomy Reports*. 2003. — May. Vol. 47. P. 357–376. [astro-ph/0306198](#).
98. Westfall K. B., Bershadsky M. A., Verheijen M. A. W. et al. Asymmetric Drift and the Stellar Velocity Ellipsoid // *Island Universes - Structure and Evolution of Disk Galaxies*, Ed. by R. S. de Jong. 2007. P. 157.
99. Shapiro K. L., Gerssen J., van der Marel R. P. Observational Constraints on Disk Heating as a Function of Hubble Type // *Astron. J.* 2003. — December. Vol. 126. P. 2707–2716. [astro-ph/0308489](#).
100. Abramova O. V., Zasov A. V. The gas density and “volume” Schmidt law for spiral galaxies // *Astronomy Reports*. 2008. — April. Vol. 52. P. 257–269.
101. Abramova O. V., Zasov A. V. The volume density of gas in disk galaxies with low HI surface densities // *Astronomy Reports*. 2011. — March. Vol. 55. P. 202–213.
102. Imamura K., Sofue Y. Transition between atomic and molecular hydrogen in the Galaxy: vertical variation of the molecular fraction. // *Astron. and Astrophys.* 1997. — March. Vol. 319. P. 1–6. [astro-ph/9607044](#).
103. Vollmer B., Cayatte V., Balkowski C., Duschl W. J. Ram Pressure Stripping and Galaxy Orbits: The Case of the Virgo Cluster // *Astrophys. J.* 2001. — November. Vol. 561. P. 708–726. [astro-ph/0107237](#).

104. Roediger E. Ram pressure stripping of disk galaxies in galaxy clusters // *Astronomische Nachrichten*. 2009. — December. Vol. 330. P. 888. [arXiv:astro-ph.CO/0909.2638](#).
105. Kenney J. D., Young J. S. CO in H I-deficient Virgo cluster spiral galaxies // *Astrophys. J. Let.* 1986. — February. Vol. 301. P. L13–L17.
106. Kenney J. D. P., Young J. S. The effects of environment on the molecular and atomic gas properties of large Virgo cluster spirals // *Astrophys. J.* 1989. — September. Vol. 344. P. 171–199.
107. Fumagalli M., Krumholz M. R., Prochaska J. X. et al. Molecular Hydrogen Deficiency in H I-poor Galaxies and its Implications for Star Formation // *Astrophys. J.* 2009. — Juny. Vol. 697. P. 1811–1821. [arXiv:astro-ph.CO/0903.3950](#).
108. Chung E. J., Rhee M.-H., Kim H. et al. $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ On-the-Fly Mapping Survey of the Virgo Cluster Spirals. I. Data and Atlas // *Astrophys. J. Suppl.* 2009. — October. Vol. 184. P. 199–217. [arXiv:astro-ph.CO/0910.3465](#).
109. Cayatte V., Kotanyi C., Balkowski C., van Gorkom J. H. A very large array survey of neutral hydrogen in Virgo Cluster spirals. 3: Surface density profiles of the gas // *Astron. J.* 1994. — March. Vol. 107. P. 1003–1017.
110. Chung A., van Gorkom J. H., Kenney J. D. P. et al. VLA Imaging of Virgo Spirals in Atomic Gas (VIVA). I. The Atlas and the H I Properties // *Astron. J.* 2009. — December. Vol. 138. P. 1741–1816.
111. Ferrarese L., Freedman W. L., Hill R. J. et al. The Extragalactic Distance Scale Key Project. IV. The Discovery of Cepheids and a New Distance to M100 Using the Hubble Space Telescope // *Astrophys. J.* 1996. — Juny. Vol. 464. P. 568.
112. Koopmann R. A., Kenney J. D. P., Young J. An Atlas of $\text{H}\alpha$ and R Images and Radial Profiles of 63 Bright Virgo Cluster Spiral Galaxies // *Astrophys. J. Suppl.* 2001. — August. Vol. 135. P. 125–154. [astro-ph/0106335](#).
113. Dicaire I., Carignan C., Amram P. et al. $\text{H}\alpha$ kinematics of the Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey - II // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2008. — April. Vol. 385. P. 553–605. [0801.2971](#).
114. Rubin V. C., Waterman A. H., Kenney J. D. P. Kinematic Disturbances in Optical Rotation Curves among 89 Virgo Disk Galaxies // *Astron. J.* 1999. — July. Vol. 118. P. 236–260. [astro-ph/9904050](#).
115. Heald G. H., Rand R. J., Benjamin R. A., Bershady M. A. Integral Field Unit Observations of NGC 4302: Kinematics of the Diffuse Ionized Gas Halo // *Astrophys. J.* 2007. — July. Vol. 663. P. 933–947. [astro-ph/0703324](#).
116. Sofue Y., Rubin V. Rotation Curves of Spiral Galaxies // *An. Rev. Astron. Astrophys.* 2001. Vol. 39. P. 137–174. [astro-ph/0010594](#).
117. Gavazzi G., Boselli A., Donati A. et al. Introducing GOLDMine: A new galaxy database on the WEB // *Astron. and Astrophys.* 2003. — March. Vol. 400. P. 451–455. [astro-ph/0212257](#).

118. Daigle O., Carignan C., Amram P. et al. H α kinematics of the SINGS nearby galaxies survey - I* // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2006. — April. Vol. 367. P. 469–512. [astro-ph/0601376](#).
119. Devereux N. A., Kenney J. D., Young J. S. Nuclear molecular gas bar perpendicular to the stellar bar in NGC 3351 // [Astron. J.](#) 1992. — March. Vol. 103. P. 784–792.
120. Krumholz M. R. The star formation law in molecule-poor galaxies // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2013. — December. Vol. 436. P. 2747–2762. [arXiv:astro-ph.CO/1309.5100](#).
121. Shields G. A., Skillman E. D., Kennicutt R. C., Jr. High chemical abundances in Virgo spiral galaxies? // [Astrophys. J.](#) 1991. — April. Vol. 371. P. 82–91.
122. Skillman E. D., Kennicutt R. C., Jr., Shields G. A., Zaritsky D. Chemical Abundances in Virgo Spiral Galaxies. II. Effects of Cluster Environment // [Astrophys. J.](#) 1996. — May. Vol. 462. P. 147. [astro-ph/9511019](#).
123. Dors O. L., Jr., Copetti M. V. F. Abundance segregation in Virgo spiral galaxies // [Astron. and Astrophys.](#) 2006. — Juny. Vol. 452. P. 473–480.
124. Magrini L., Bianchi S., Corbelli E. et al. The Herschel Virgo Cluster Survey. IX. Dust-to-gas mass ratio and metallicity gradients in four Virgo spiral galaxies // [Astron. and Astrophys.](#) 2011. — November. Vol. 535. P. A13. [arXiv:astro-ph.CO/1106.0618](#).
125. Haynes M. P., Giovanelli R. Neutral hydrogen in isolated galaxies. IV - Results for the Arecibo sample // [Astron. J.](#) 1984. — Juny. Vol. 89. P. 758–800.
126. Jáchym P., Köppen J., Palouš J., Combes F. Ram pressure stripping of tilted galaxies // [Astron. and Astrophys.](#) 2009. — Juny. Vol. 500. P. 693–703. [arXiv:astro-ph.CO/0904.3886](#).
127. Nulsen P. E. J., Bohringer H. A ROSAT determination of the mass of the central Virgo Cluster // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 1995. — Juny. Vol. 274. P. 1093–1106.
128. Urban O., Werner N., Simionescu A. et al. X-ray spectroscopy of the Virgo Cluster out to the virial radius // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2011. — July. Vol. 414. P. 2101–2111. [arXiv:astro-ph.CO/1102.2430](#).
129. Bothun G., Impey C., McGaugh S. Low-Surface-Brightness Galaxies: Hidden Galaxies Revealed // [PASP.](#) 1997. — July. Vol. 109. P. 745–758.
130. O’Neil K., Bothun G. The Space Density of Galaxies through $\mu_B(0)=25.0$ Magnitudes per Inverse Arcsecond Squared // [Astrophys. J.](#) 2000. — February. Vol. 529. P. 811–815.
131. Zhong G. H., Liang Y. C., Liu F. S. et al. A large sample of low surface brightness disc galaxies from the SDSS - I. The sample and the stellar populations // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2008. — December. Vol. 391. P. 986–999. [0809.3099](#).
132. Macciò A. V., Dutton A. A., van den Bosch F. C. et al. Concentration, spin and shape of dark matter haloes: scatter and the dependence on mass and environment // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2007. — Juny. Vol. 378. P. 55–71. [arXiv:astro-ph/0608157](#).

133. Matthews L. D. The Extraordinary “Superthin” Spiral Galaxy UGC 7321. II. The Vertical Disk Structure // *Astron. J.* 2000. — October. Vol. 120. P. 1764–1778. [arXiv:astro-ph/0006412](#).
134. Bizyaev D., Mitronova S. Photometric parameters of edge-on galaxies from 2MASS observations // *Astron. and Astrophys.* 2002. — July. Vol. 389. P. 795–801. [arXiv:astro-ph/0207539](#).
135. Bizyaev D., Mitronova S. Structural Parameters of Stellar Disks from two Micron All Sky Survey Images of Edge-on Galaxies // *Astrophys. J.* 2009. — September. Vol. 702. P. 1567–1574. [arXiv:astro-ph.CO/0907.3472](#).
136. Khoperskov A., Bizyaev D., Tiurina N., Butenko M. Numerical modelling of the vertical structure and dark halo parameters in disc galaxies // *Astronomische Nachrichten*. 2010. — July. Vol. 331. P. 731. [arXiv:astro-ph.CO/1007.4693](#).
137. Bergvall N., Rönnback J., Masegosa J., Östlin G. Optical/near-IR surface photometry of blue low surface brightness galaxies // *Astron. and Astrophys.* 1999. — January. Vol. 341. P. 697–708.
138. Galaz G., Villalobos A., Infante L., Donzelli C. Bulge Evolution in Face-On Spiral and Low Surface Brightness Galaxies // *Astron. J.* 2006. — April. Vol. 131. P. 2035–2049. [arXiv:astro-ph/0601394](#).
139. Pickering T. E., Impey C. D., van Gorkom J. H., Bothun G. D. Neutral Hydrogen Distributions and Kinematics of Giant Low Surface=20 Brightness Disk Galaxies // *Astron. J.* 1997. — November. Vol. 114. P. 1858.
140. Swaters R. A., Madore B. F., van den Bosch F. C., Balcells M. The Central Mass Distribution in Dwarf and Low Surface Brightness Galaxies // *Astrophys. J.* 2003. — February. Vol. 583. P. 732–751. [arXiv:astro-ph/0210152](#).
141. Kuzio de Naray R., McGaugh S. S., de Blok W. J. G., Bosma A. High-Resolution Optical Velocity Fields of 11 Low Surface Brightness Galaxies // *Astrophys. J. Suppl.* 2006. — August. Vol. 165. P. 461–479. [arXiv:astro-ph/0604576](#).
142. Mo H. J., Mao S., White S. D. M. The formation of galactic discs // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1998. — April. Vol. 295. P. 319–336. [arXiv:astro-ph/9707093](#).
143. Bullock J. S., Kolatt T. S., Sigad Y. et al. Profiles of dark haloes: evolution, scatter and environment // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2001. — March. Vol. 321. P. 559–575. [arXiv:astro-ph/9908159](#).
144. Kim J.-h., Lee J. How does the surface density and size of disc galaxies measured in hydrodynamic simulations correlate with the halo spin parameter? // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2013. — Juny. Vol. 432. P. 1701–1708. [arXiv:astro-ph.GA/1210.8321](#).
145. Fuchs B. Dim matter in the disks of low surface brightness galaxies // *Dark Matter in Astro- and Particle Physics, DARK 2002* / Ed. by H. V. Klapdor-Kleingrothaus, R. D. Viollier. 2002. P. 28–35. [arXiv:astro-ph/0204387](#).
146. Saburova A. S. Do low surface brightness galaxies have dense disks? // *Astronomy Reports*. 2011. — May. Vol. 55. P. 409–415. [arXiv:astro-ph.CO/1006.4718](#).

147. Lee H.-c., Gibson B. K., Flynn C. et al. Is the initial mass function of low surface brightness galaxies dominated by low-mass stars? // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2004. — September. Vol. 353. P. 113–117. [arXiv:astro-ph/0405439](#).
148. O’Neil K., Schinnerer E., Hofner P. Further Discoveries of ^{12}CO in Low Surface Brightness Galaxies // *Astrophys. J.* 2003. — May. Vol. 588. P. 230–242. [arXiv:astro-ph/0301044](#).
149. Das M., O’Neil K., Vogel S. N., McGaugh S. CO Detection and Millimeter Continuum Emission from Low Surface Brightness Galaxies // *Astrophys. J.* 2006. — November. Vol. 651. P. 853–860. [arXiv:astro-ph/0606746](#).
150. Das M., Boone F., Viallefond F. Detection of extended molecular gas in the disk of the LSB galaxy Malin 2 // *Astron. and Astrophys.* 2010. — November. Vol. 523. P. A63. [arXiv:astro-ph.CO/1006.1973](#).
151. Boissier S., Gil de Paz A., Boselli A. et al. GALEX Observations of Low Surface Brightness Galaxies: UV Color and Star Formation Efficiency // *Astrophys. J.* 2008. — July. Vol. 681. P. 244–257. [0803.3877](#).
152. Rosenbaum S. D., Bomans D. J. The environment of Low Surface Brightness galaxies // *Astron. and Astrophys.* 2004. — July. Vol. 422. P. L5–L8. [arXiv:astro-ph/0406205](#).
153. O’Neil K. The Morphology, Color, and Gas Content of Low Surface Brightness Galaxies // *Cosmic Evolution and Galaxy Formation: Structure, Interactions, and Feedback* / Ed. by J. Franco, L. Terlevich, O. López-Cruz, I. Aretxaga. Vol. 215 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. 2000. P. 178. [arXiv:astro-ph/0002226](#).
154. Mapelli M., Moore B., Ripamonti E. et al. Are ring galaxies the ancestors of giant low surface brightness galaxies? // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2008. — January. Vol. 383. P. 1223–1231. [0710.5354](#).
155. Peñarrubia J., McConnachie A., Babul A. On the Formation of Extended Galactic Disks by Tidally Disrupted Dwarf Galaxies // *Astrophys. J. Let.* 2006. — October. Vol. 650. P. L33–L36. [arXiv:astro-ph/0606101](#).
156. Wilman D. J., Fontanot F., De Lucia G. et al. The hierarchical origins of observed galaxy morphology // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2013. — August. Vol. 433. P. 2986–3004. [arXiv:astro-ph.CO/1305.7163](#).
157. O’Neil K., Bothun G. D., Schombert J. The Effects of Starburst Activity on Low Surface Brightness Disk Galaxies // *Astron. J.* 1998. — December. Vol. 116. P. 2776–2792. [arXiv:astro-ph/9808359](#).
158. Kasparova A. V., Saburova A. S., Katkov I. Y. et al. A portrait of Malin 2: a case study of a giant low surface brightness galaxy // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2014. — February. Vol. 437. P. 3072–3086. [arXiv:astro-ph.CO/1310.3957](#).
159. Tully R. B., Fisher J. R. A new method of determining distances to galaxies // *Astron. and Astrophys.* 1977. — February. Vol. 54. P. 661–673.
160. McGaugh S. S. The Baryonic Tully-Fisher Relation of Galaxies with Extended Rotation Curves and the Stellar Mass of Rotating Galaxies // *Astrophys. J.* 2005. — October. Vol. 632. P. 859–871. [arXiv:astro-ph/0506750](#).

161. van den Hoek L. B., de Blok W. J. G., van der Hulst J. M., de Jong T. The evolution of the stellar populations in low surface brightness galaxies // *Astron. and Astrophys.* 2000. — May. Vol. 357. P. 397–413. [arXiv:astro-ph/0003224](#).
162. McGaugh S. S. Oxygen abundances in low surface brightness disk galaxies // *Astrophys. J.* 1994. — May. Vol. 426. P. 135–149. [arXiv:astro-ph/9311064](#).
163. Kuzio de Naray R., McGaugh S. S., de Blok W. J. G. Oxygen abundances and chemical evolution in low surface brightness galaxies // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2004. — December. Vol. 355. P. 887–898. [arXiv:astro-ph/0409270](#).
164. Fioc M., Rocca-Volmerange B. PEGASE: a UV to NIR spectral evolution model of galaxies. Application to the calibration of bright galaxy counts. // *Astron. and Astrophys.* 1997. — October. Vol. 326. P. 950–962. [arXiv:astro-ph/9707017](#).
165. Lejeune T., Cuisinier F., Buser R. Standard stellar library for evolutionary synthesis. I. Calibration of theoretical spectra // *Astr. and Astroph. Suppl. Ser.* 1997. — October. Vol. 125. P. 229–246. [arXiv:astro-ph/9701019](#).
166. Chilingarian I. V., Katkov I. Y. NBursts+phot: parametric recovery of galaxy star formation histories from the simultaneous fitting of spectra and broad-band spectral energy distributions // *IAU Symposium* / Ed. by R. J. Tuffs, C. C. Popescu. Vol. 284 of *IAU Symposium*. 2012. — August. P. 26–28. [arXiv:astro-ph.IM/1112.5191](#).
167. Hinz J. L., Rieke M. J., Rieke G. H. et al. Spitzer Observations of Low-Luminosity Isolated and Low Surface Brightness Galaxies // *Astrophys. J.* 2007. — July. Vol. 663. P. 895–907. [0704.2059](#).
168. Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M. The Structure of Cold Dark Matter Halos // *Astrophys. J.* 1996. — May. Vol. 462. P. 563. [arXiv:astro-ph/9508025](#).
169. Kuzio de Naray R., McGaugh S. S., de Blok W. J. G. Mass Models for Low Surface Brightness Galaxies with High-Resolution Optical Velocity Fields // *Astrophys. J.* 2008. — April. Vol. 676. P. 920–943. [0712.0860](#).
170. Portinari L., Sommer-Larsen J., Tantalo R. On the mass-to-light ratio and the initial mass function in disc galaxies // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2004. — January. Vol. 347. P. 691–719. [arXiv:astro-ph/0303190](#).
171. Chilingarian I. V., Zolotukhin I. Y. A universal ultraviolet-optical colour-colour-magnitude relation of galaxies // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2012. — January. Vol. 419. P. 1727–1739. [arXiv:astro-ph.CO/1102.1159](#).
172. Lelli F., Fraternali F., Sancisi R. Structure and dynamics of giant low surface brightness galaxies // *Astron. and Astrophys.* 2010. — Juny. Vol. 516. P. A11. [arXiv:astro-ph.CO/1003.1312](#).
173. de Blok W. J. G., Walter F., Brinks E. et al. High-Resolution Rotation Curves and Galaxy Mass Models from THINGS // *Astron. J.* 2008. — December. Vol. 136. P. 2648–2719. [0810.2100](#).
174. Kasparova A. V. Atomic and molecular gas components in spiral galaxies of the Virgo cluster // *Astronomy Letters*. 2012. — February. Vol. 38. P. 63–73. [arXiv:astro-ph.CO/1201.2029](#).

175. Kennicutt R. C., Jr. The star formation law in galactic disks // *Astrophys. J.* 1989. — September. Vol. 344. P. 685–703.
176. Zasov A. V., Khoperskov A. V., Saburova A. S. Gravitational stability and dynamical overheating of galactic stellar disks // *Astronomy Letters*. 2011. — Juny. Vol. 37. P. 374–384. [arXiv:astro-ph.CO/1010.5179](#).
177. Paradis D., Dobashi K., Shimoikura T. et al. Dark gas in the solar neighborhood from extinction data // *Astron. and Astrophys.* 2012. — July. Vol. 543. P. A103.
178. Martin C. L., Kennicutt R. C., Jr. Star Formation Thresholds in Galactic Disks // *Astrophys. J.* 2001. — July. Vol. 555. P. 301–321. [arXiv:astro-ph/0103181](#).
179. Wyder T. K., Martin D. C., Barlow T. A. et al. The Star Formation Law at Low Surface Density // *Astrophys. J.* 2009. — May. Vol. 696. P. 1834–1853. [arXiv:astro-ph.CO/0903.3015](#).
180. Abramova O. V., Zasov A. V. Star formation efficiency in low-density regions in galactic disks // *Astronomy Letters*. 2012. — December. Vol. 38. P. 755–763.
181. O’Neil K., Oey M. S., Bothun G. Star Formation in Galaxies with Large Lower Surface Brightness Disks // *Astron. J.* 2007. — August. Vol. 134. P. 547–565. [0704.0192](#).
182. Burkholder V., Impey C., Sprayberry D. High and Low Surface Brightness Galaxies in the Local Universe. V. Optical and H I Properties // *Astron. J.* 2001. — November. Vol. 122. P. 2318–2340.
183. Fuchs B. Massive disks in low surface brightness galaxies // *Asron. Space Sci.* 2003. — April. Vol. 284. P. 719–722. [arXiv:astro-ph/0209157](#).
184. Weidner C., Kroupa P. The Variation of Integrated Star Initial Mass Functions among Galaxies // *Astrophys. J.* 2005. — Juny. Vol. 625. P. 754–762. [astro-ph/0502525](#).
185. Reshetnikov V. P., Moiseev A. V., Sotnikova N. Y. Malin1: interacting galaxy pair? // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2010. — July. Vol. 406. P. L90–L94. [arXiv:astro-ph.CO/1005.5294](#).
186. Chilingarian I. V., Di Matteo P., Combes F. et al. The GalMer database: galaxy mergers in the virtual observatory // *Astron. and Astrophys.* 2010. — July. Vol. 518. P. A61. [arXiv:astro-ph.IM/1003.3243](#).
187. Sil’chenko O. K., Chilingarian I. V., Sotnikova N. Y., Afanasiev V. L. Large-scale nested stellar discs in NGC 7217 // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2011. — July. Vol. 414. P. 3645–3655. [arXiv:astro-ph.CO/1103.1692](#).
188. Chilingarian I. V., Novikova A. P., Cayatte V. et al. NGC 6340: an old S0 galaxy with a young polar disc. Clues from morphology, internal kinematics, and stellar populations // *Astron. and Astrophys.* 2009. — September. Vol. 504. P. 389–400. [0904.4606](#).
189. Kormendy J., Freeman K. C. Scaling Laws for Dark Matter Halos in Late-Type and Dwarf Spheroidal Galaxies // *Dark Matter in Galaxies* / Ed. by S. Ryder, D. Pisano, M. Walker, K. Freeman. Vol. 220 of IAU Symposium. 2004. — July. P. 377. [arXiv:astro-ph/0407321](#).

190. Wechsler R. H., Bullock J. S., Primack J. R. et al. Concentrations of Dark Halos from Their Assembly Histories // *Astrophys. J.* 2002. — March. Vol. 568. P. 52–70. [arXiv:astro-ph/0108151](#).
191. van den Bosch F. C., Mo H. J., Yang X. Towards cosmological concordance on galactic scales // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2003. — November. Vol. 345. P. 923–938. [arXiv:astro-ph/0301104](#).
192. Dobbs C. L., Burkert A., Pringle J. E. Why are most molecular clouds not gravitationally bound? // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2011. — Juny. Vol. 413. P. 2935–2942. [arXiv:astro-ph.GA/1101.3414](#).
193. Heyer M., Krawczyk C., Duval J., Jackson J. M. Re-Examining Larson’s Scaling Relationships in Galactic Molecular Clouds // *Astrophys. J.* 2009. — July. Vol. 699. P. 1092–1103. [0809.1397](#).
194. Roman-Duval J., Jackson J. M., Heyer M. et al. Physical Properties and Galactic Distribution of Molecular Clouds Identified in the Galactic Ring Survey // *Astrophys. J.* 2010. — November. Vol. 723. P. 492–507. [arXiv:astro-ph.GA/1010.2798](#).
195. Walch S. K., Whitworth A. P., Bisbas T. et al. Dispersal of molecular clouds by ionizing radiation // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2012. — November. Vol. 427. P. 625–636. [arXiv:astro-ph.GA/1206.6492](#).
196. Colín P., Vázquez-Semadeni E., Gómez G. C. Molecular cloud evolution - V. Cloud destruction by stellar feedback // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2013. — October. Vol. 435. P. 1701–1714. [arXiv:astro-ph.GA/1304.1570](#).
197. Murray N., Quataert E., Thompson T. A. The Disruption of Giant Molecular Clouds by Radiation Pressure and the Efficiency of Star Formation in Galaxies // *Astrophys. J.* 2010. — January. Vol. 709. P. 191–209. [arXiv:astro-ph.GA/0906.5358](#).
198. Murray N. Star Formation Efficiencies and Lifetimes of Giant Molecular Clouds in the Milky Way // *Astrophys. J.* 2011. — March. Vol. 729. P. 133. [arXiv:astro-ph.GA/1007.3270](#).
199. Dobbs C. L., Pringle J. E. The exciting lives of giant molecular clouds // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2013. — Juny. Vol. 432. P. 653–667. [arXiv:astro-ph.GA/1303.4995](#).
200. Dobbs C. L., Krumholz M. R., Ballesteros-Paredes J. et al. Formation of Molecular Clouds and Global Conditions for Star Formation // *ArXiv e-prints.* 2013. — December. [arXiv:astro-ph.GA/1312.3223](#).
201. Dobbs C. L., Pringle J. E., Burkert A. Giant molecular clouds: what are they made from, and how do they get there? // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2012. — September. Vol. 425. P. 2157–2168. [arXiv:astro-ph.GA/1206.4904](#).
202. Scoville N. Starburst and AGN Connections and Models // *Journal of Korean Astron. Soc.* 2003. — September. Vol. 36. P. 167–175.
203. Scoville N. Z. Evolution of star formation and gas // *ArXiv e-prints.* 2012. — October. [arXiv:astro-ph.CO/1210.6990](#).

204. Sawada T., Hasegawa T., Koda J. Structured Molecular Gas Reveals Galactic Spiral Arms // *Astrophys. J. Let.* 2012. — November. Vol. 759. P. L26. [arXiv:astro-ph.GA/1210.1520](#).
205. Egusa F., Koda J., Scoville N. Molecular Gas Evolution Across a Spiral Arm in M51 // *Astrophys. J.* 2011. — January. Vol. 726. P. 85. [arXiv:astro-ph.CO/1011.3889](#).
206. Corbelli E., Bianchi S., Cortese L. et al. The Herschel Virgo Cluster Survey. X. The relationship between cold dust and molecular gas content in Virgo spirals // *Astron. and Astrophys.* 2012. — Juny. Vol. 542. P. A32. [arXiv:astro-ph.CO/1204.4628](#).
207. Kasparova A. V., Zasov A. V. The pressure of an equilibrium interstellar medium in galactic disks // *Astronomy Letters*. 2008. — March. Vol. 34. P. 152–162. [0802.3804](#).
208. Neff S. G., Thilker D. A., Seibert M. et al. Ultraviolet Emission from Stellar Populations within Tidal Tails: Catching the Youngest Galaxies in Formation? // *Astrophys. J. Let.* 2005. — January. Vol. 619. P. L91–L94. [arXiv:astro-ph/0411372](#).
209. Mullan B., Konstantopoulos I. S., Kepley A. A. et al. Star Clusters in the Tidal Tails of Interacting Galaxies: Cluster Populations Across a Variety of Tail Environments // *Astrophys. J.* 2011. — April. Vol. 731. P. 93. [arXiv:astro-ph.CO/1101.5393](#).
210. Boquien M., Duc P.-A., Wu Y. et al. Collisional Debris as Laboratories to Study Star Formation // *Astron. J.* 2009. — Juny. Vol. 137. P. 4561–4576. [arXiv:astro-ph.CO/0903.3403](#).
211. Karachentsev I., Kaisina E., Kaisin S., Makarova L. Emission sparks around M 81 and in some dwarf spheroidal galaxies // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2011. — July. Vol. 415. P. L31–L34. [arXiv:astro-ph.CO/1104.5318](#).
212. de Mello D. F., Torres-Flores S., Mendes de Oliveira C. Searching for Star Formation Outside Galaxies: Multiwavelength Analysis of the Intragroup Medium of Hickson Compact Group 100 // *Astron. J.* 2008. — January. Vol. 135. P. 319–325. [0710.3748](#).
213. de Mello D. F., Urrutia-Viscarra F., Mendes de Oliveira C. et al. Star formation in H I tails: HCG 92, HCG 100 and six interacting systems // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2012. — November. Vol. 426. P. 2441–2451. [arXiv:astro-ph.CO/1206.0318](#).
214. Elmegreen B., Elmegreen D. Regular strings of H II regions and superclouds in spiral galaxies - Clues to the origin of cloudy structure // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1983. — April. Vol. 203. P. 31–45.
215. Bournaud F., Duc P.-A., Amram P. et al. Kinematics of tidal tails in interacting galaxies: Tidal dwarf galaxies and projection effects // *Astron. and Astrophys.* 2004. — October. Vol. 425. P. 813–823. [arXiv:astro-ph/0406169](#).
216. Bournaud F., Duc P.-A., Emsellem E. High-resolution simulations of galaxy mergers: resolving globular cluster formation // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2008. — September. Vol. 389. P. L8–L12. [0806.1386](#).
217. Braine J., Duc P.-A., Lisenfeld U. et al. Abundant molecular gas in tidal dwarf galaxies: On-going galaxy formation // *Astron. and Astrophys.* 2001. — October. Vol. 378. P. 51–69. [arXiv:astro-ph/0108513](#).

218. Elmegreen B. G., Kaufman M., Thomasson M. An interaction model for the formation of dwarf galaxies and $10 \exp 8$ solar mass clouds in spiral disks // *Astrophys. J.* 1993. — July. Vol. 412. P. 90–98.
219. Knierman K., Knezek P. M., Scowen P. et al. Tidal Tails of Minor Mergers: Star Formation Efficiency in the Western Tail of NGC 2782 // *Astrophys. J. Let.* 2012. — April. Vol. 749. P. L1. [arXiv:astro-ph.CO/1205.1553](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO/1205.1553).
220. Pineda J. L., Langer W. D., Velusamy T., Goldsmith P. F. A Herschel [C ii] Galactic plane survey. I. The global distribution of ISM gas components // *Astron. and Astrophys.* 2013. — Juny. Vol. 554. P. A103. [arXiv:astro-ph.GA/1304.7770](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA/1304.7770).
221. Salpeter E. E. The Luminosity Function and Stellar Evolution. // *Astrophys. J.* 1955. — January. Vol. 121. P. 161.
222. McWilliam A., Wallerstein G., Mottini M. Chemistry of the Sagittarius Dwarf Galaxy: A Top-light Initial Mass Function, Outflows, and the R-process // *Astrophys. J.* 2013. — December. Vol. 778. P. 149. [arXiv:astro-ph.GA/1309.2974](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA/1309.2974).
223. Boissier S., Gil de Paz A., Boselli A. et al. Radial Variation of Attenuation and Star Formation in the Largest Late-Type Disks Observed with GALEX // *Astrophys. J. Suppl.* 2007. — December. Vol. 173. P. 524–537. [astro-ph/0609071](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0609071).
224. Krumholz M. R., McKee C. F. A minimum column density of 1gcm^{-2} for massive star formation // *Nature*. 2008. — February. Vol. 451. P. 1082–1084. [0801.0442](https://arxiv.org/abs/0801.0442).
225. Meurer G. R., Wong O. I., Kim J. H. et al. Evidence for a Nonuniform Initial Mass Function in the Local Universe // *Astrophys. J.* 2009. — April. Vol. 695. P. 765–780. [arXiv:astro-ph.GA/0902.0384](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA/0902.0384).
226. André P., Men'shchikov A., Bontemps S. et al. From filamentary clouds to prestellar cores to the stellar IMF: Initial highlights from the Herschel Gould Belt Survey // *Astron. and Astrophys.* 2010. — July. Vol. 518. P. L102. [arXiv:astro-ph.GA/1005.2618](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA/1005.2618).
227. Marks M., Kroupa P., Dabringhausen J., Pawlowski M. S. Evidence for top-heavy stellar initial mass functions with increasing density and decreasing metallicity // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2012. — May. Vol. 422. P. 2246–2254. [arXiv:astro-ph.GA/1202.4755](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA/1202.4755).
228. Weidner C., Kroupa P., Pflamm-Altenburg J., Vazdekis A. The galaxy-wide initial mass function of dwarf late-type to massive early-type galaxies // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2013. — December. Vol. 436. P. 3309–3320. [arXiv:astro-ph.CO/1309.6634](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO/1309.6634).
229. Kroupa P., Weidner C., Pflamm-Altenburg J. et al. [The Stellar and Sub-Stellar Initial Mass Function of Simple and Composite Populations](#) // *Planets, Stars and Stellar Systems. Volume 5: Galactic Structure and Stellar Populations*, Ed. by T. D. Oswalt, G. Gilmore. 2013. P. 115.
230. Weidner C., Kroupa P., Bonnell I. A. D. The relation between the most-massive star and its parental star cluster mass // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2010. — January. Vol. 401. P. 275–293. [arXiv:astro-ph.SR/0909.1555](https://arxiv.org/abs/astro-ph.SR/0909.1555).
231. Vázquez-Semadeni E., Banerjee R., Gómez G. C. et al. Molecular cloud evolution - IV. Magnetic fields, ambipolar diffusion and the star formation efficiency // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2011. — July. Vol. 414. P. 2511–2527. [arXiv:astro-ph.GA/1101.3384](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA/1101.3384).

232. Mouschovias T. C., Tassis K. Testing molecular-cloud fragmentation theories: self-consistent analysis of OH Zeeman observations // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2009. — November. Vol. 400. P. L15–L19. [arXiv:astro-ph.GA/0909.2031](#).
233. Basu S., Dapp W. B. Long-lived Magnetic-tension-driven Modes in a Molecular Cloud // *Astrophys. J.* 2010. — Juny. Vol. 716. P. 427–432. [arXiv:astro-ph.GA/1004.2158](#).
234. Bertram E., Federrath C., Banerjee R., Klessen R. S. Statistical analysis of the mass-to-flux ratio in turbulent cores: effects of magnetic field reversals and dynamo amplification // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2012. — March. Vol. 420. P. 3163–3173. [arXiv:astro-ph.SR/1111.5539](#).
235. Myers P. C., Goodman A. A. Evidence for magnetic and virial equilibrium in molecular clouds // *Astrophys. J. Let.* 1988. — March. Vol. 326. P. L27–L30.
236. Giannetti A., Brand J., Sánchez-Monge Á. et al. Physical properties of high-mass clumps in different stages of evolution // *Astron. and Astrophys.* 2013. — August. Vol. 556. P. A16. [arXiv:astro-ph.GA/1307.4932](#).
237. Li H.-B., Henning T. The alignment of molecular cloud magnetic fields with the spiral arms in M33 // *Nature*. 2011. — November. Vol. 479. P. 499–501. [arXiv:astro-ph.GA/1111.2745](#).
238. Hollenbach D., Tielens A. Dense Photodissociation Regions (PDRs) // *An. Rev. Astron. Astrophys.* 1997. Vol. 35. P. 179–216.
239. Donovan Meyer J., Koda J., Momose R. et al. Resolved Giant Molecular Clouds in Nearby Spiral Galaxies: Insights from the CANON CO (1-0) Survey // *Astrophys. J.* 2013. — August. Vol. 772. P. 107. [arXiv:astro-ph.GA/1305.5275](#).
240. Madden S. C., Rémy A., Galliano F. et al. **Low Metallicity ISM: excess submillimetre emission and CO-free H₂ gas** // IAU Symposium / Ed. by R. J. Tuffs, C. C. Popescu. Vol. 284 of IAU Symposium. 2012. — August. P. 141–148. [arXiv:astro-ph.CO/1205.1332](#).
241. McKee C. F., Zweibel E. G., Goodman A. A., Heiles C. Magnetic Fields in Star-Forming Regions - Theory // *Protostars and Planets III* / Ed. by E. H. Levy, J. I. Lunine. 1993. P. 327.