

— сложный характер распространения волн, при котором они испытывают отражение от некоторой зоны диска (вблизи коротации), меняя направление движения на противоположное, проходят через центр и вновь движутся наружу. Этот цикл может сопровождаться возрастанием энергии колебаний (за счет энергии вращения диска);

— развитие гидродинамических (не гравитационных) неустойчивостей в газовом диске (А. М. Фридман). В этом случае «первичными» должны быть волны в газе, но при наличии достаточно массивного газового диска эти волны, создавая возмущение гравитационного потенциала, в свою очередь могут инициировать колебания плотности и в звездном диске;

— распространение волн в диске, порождаемых гравитационным возмущением со стороны близко проходящих небольших спутников или соседних галактик.

Решающую роль в долговечности спиралей играют холодные компоненты — газ, легко теряющий энергию, поскольку представляет диссипативную среду, и молодые звезды, которые рождаются из него. Однако запасы газа не вечны, и через миллиарды лет спиральные галактики станут редким украшением природы.

11.6. Межзвездный газ в галактиках

Поскольку свойства нашей Галактики типичны для гигантских спиралей, все то, что говорилось о межзвездной галактической среде (см. главу 4), может быть применимо и к другим дисковым галактикам. Не менее 97% по массе межзвездной среды приходится на водород (70–75%) и гелий (25–28%). Поэтому свойства межзвездного газа обычно характеризуют тем, в каком состоянии находится водород: нейтральный газ (HI), молекулярный газ (H_2), ионизованный газ HII и горячий газ (в этом случае многократно или полностью ионизованы даже атомы тяжелых элементов). Если горячий газ находится как в диске, так и за его пределами, то газ в остальных состояниях концентрируется вблизи плоскости диска.

Полное количество газа в диске галактики зависит от многих факторов, важнейшие из которых — звездообразование, сброс газа проэволюционировавшими звездами и аккреция на галактику извне. Состояние газа определяется в первую очередь источниками энергии, передаваемой газу. Этими источниками могут быть молодые звезды, сверхновые звезды и другие звезды, выбрасывающие

газ, а также активное ядро галактики. Большую роль играет также плотность газа, поскольку от последней зависит его способность охлаждаться, теряя энергию на излучение, и наличие межзвездной пыли, которая сильнее всего поглощает ультрафиолет. Среда становится непрозрачной на отрезке длиной $l \approx (n_{dust}\sigma_{eff})^{-1}$, где σ_{eff} — эффективная площадь сечения пылинок. При сжатии любого объема среды с возрастанием концентрации пылинок n_{dust} длина свободного пробега l быстро уменьшается. Поэтому пыль экранирует внутренние области плотных облаков от нагревающей ионизации, что обеспечивает низкую температуру газа внутри них.

Основная масса газа в дисковых галактиках приходится на атомарный и молекулярный газ. Помимо вращения вокруг центра галактики и систематических движений, связанных с волнами плотности или ударными волнами, газ обладает неупорядоченным турбулентным движением. Газовая среда неоднородна на всех масштабах. Прежде всего, в результате тепловой неустойчивости среды газ может образовывать облака, где плотность выше, а температура ниже, чем в межоблачной среде. Наиболее плотные облака являются наиболее холодными ($T < 10$ К) и гравитационно связанными образованиями, состоящими в основном из молекулярного водорода (и атомарного гелия). Грубый критерий «связанности» квазистационарных облаков — это неравенство внешнего и внутреннего давления газа: если оценки показывают, что внутреннее давление $n_{in}kT_{in}$ значительно превосходит внешнее $n_{out}kT_{out}$, то это означает, что собственная гравитация облака препятствует его расширению.

Рассмотрим подробнее свойства газа в различных состояниях.

11.6.1. Холодный газ: нейтральный и молекулярный водород

Масса HI в галактиках достаточно уверенно оценивается по интенсивности линии $1421/(1+z)$ МГц = $21(1+z)$ см, где z — красное смещение галактики. Эта линия имеет конечную спектральную ширину, связанную с внутренними движениями газа. Если регистрируемая в линии HI плотность потока от галактики или какой-либо ее части равна $F_\nu(\nu)$, то соответствующая масса HI составит

$$M_{HI} \approx 2 \cdot 10^5 M_\odot D^2 \int_\nu F_\nu(\nu) d\nu,$$

где D — расстояние в мегапарсеках, а $F_\nu(\nu)$ выражено в Янских⁶.

⁶ 1 Янский = 10^{-26} [Вт/(м²·Гц)].

Оценка массы молекулярного газа представляет более сложную проблему. Поскольку самая распространенная молекула — H_2 не имеет линий, которые могли бы возбуждаться в холодном газе, исходными данными, как правило, являются оценки интенсивности излучения I_{CO} в линиях молекул CO низкого возбуждения на длинах волн 1.3 мм и 2.6 мм (без учета лучевой скорости галактики, меняющей длину волны из-за эффекта Доплера). Коэффициент пропорциональности между I_{CO} и полным количеством молекулярного газа на луче зрения, в свою очередь, пропорционален металличности газа, т. е. содержанию тяжелых элементов (C, O) по отношению к водороду, которое может меняться в несколько раз как от галактики к галактике (падает с уменьшением массы галактики), так и вдоль радиуса диска (растет с приближением к центру). Это различие в металличности приходится учитывать при оценке масс молекулярного газа, особенно когда речь идет о галактиках-карликах или окологалактичных областях галактик.

Но самая большая неопределенность в оценке массы молекулярного газа связана с тем, что в линии CO молекулярные облака малопрозрачны, и к нам приходит излучение в основном с поверхностных слоев облака. Чтобы оценить коэффициент перехода от интенсивности I_{CO} к полному числу атомов или молекул на луче зрения (он называется *фактор конверсии*), необходимо иметь независимые методы оценки массы молекулярного газа. Разработано несколько способов такой оценки, наиболее надежный из которых (но применимый только для нашей и ближайших галактик) — это оценка массы молекулярных облаков с использованием теоремы вириала, по измерениям размера облаков R_{cl} и ширины спектральных линий ΔV , характеризующих дисперсию скоростей газа в облаках: $M_{cl} \approx A(\Delta V)^2 R_{cl} / G$, где коэффициент $A \simeq 1$ учитывает радиальное распределение газа в облаке. Полное число молекул вдоль луча зрения $N_{mol} = X \cdot I_{CO}$, где *фактор конверсии* X примерно равен $2 \cdot 10^{20}$ (мол./см²), а интенсивность I_{CO} выражена в единицах [К·км/с]. Проинтегрировав N_{mol} по площади видимой поверхности галактики, можно получить полную массу молекулярного газа в ней.

Наблюдения показали, что в спиральных галактиках масса молекулярного газа, как правило, в несколько раз меньше, чем атомарного, хотя встречаются и такие галактики, где большая часть газа «молекуляризована». Это, прежде всего, галактики с сильной концентрацией газа в центральной области.

Типичные значения массы молекулярного газа не превышают $\approx 10^7 M_{\odot}$ для E-галактик и составляют несколько миллиардов M_{\odot} для S-галактик. В Iгг-галактиках отношение M_{H_2}/M_{HI} в несколько раз ниже, чем в S, по-видимому, из-за более низкого содержания тяжелых элементов и интенсивного звездообразования, поскольку молодые массивные звезды — это мощные источники ультрафиолетового излучения, разбивающего молекулы на отдельные атомы.

Атомарный и молекулярный газ могут легко и быстро переходить из одной фазы в другую. Отношение H_2/HI устанавливается при равновесии процессов объединения атомов в молекулы и разрушения молекул коротковолновым (ультрафиолетовым) излучением в области $\sim 1000 \text{ \AA}$. Поэтому массивные звезды, рождающиеся в молекулярных облаках, быстро разрушают молекулы, и газ сохраняется молекулярным только там, куда не проникает ультрафиолетовое излучение. Большую роль в «молекуляризации» газа играет межзвездная пыль, хорошо перемешанная с газом, поскольку она эффективно поглощает излучение, разрушающее молекулы. Столь же важную роль играет самоэкранировка молекулярных облаков, когда внешние области облаков (или соседние облака) создают своего рода защитную оболочку, задерживая ультрафиолетовое излучение. Как показали наблюдения ультрафиолетовых полос поглощения H_2 , проведенные космическими обсерваториями «Коперник» и FUSE, газ находится преимущественно в молекулярном состоянии в тех областях, которые защищены слоем, содержащим не менее $\approx 5 \cdot 10^{20}$ атомов в столбце с площадью 1 см^2 , что эквивалентно $\sim 5 M_{\odot}/\text{пк}^2$. И лишь при отсутствии горячих звезд в ближайшей окрестности молекулярный газ может существовать и без защитной оболочки.

Заметим, что пыль не только экранирует газовые облака, но и является хорошим катализатором процесса «молекуляризации». Действительно, чтобы два атома нейтрального водорода, встретившись, образовали молекулу, необходим «отвод» избыточной энергии — в противном случае столкновение атомов будет упругим, и атомы не «сцепятся» в молекулу. Зато этот процесс эффективно происходит на поверхности пылинок, атомы которой принимают на себя избыточный импульс.

Поскольку молекулы образуются в областях с наиболее высокой концентрацией атомов, отношение M_{H_2}/M_{HI} тем выше, чем больше плотность газа. В нашей Галактике полная масса HI и H_2 сопоста-

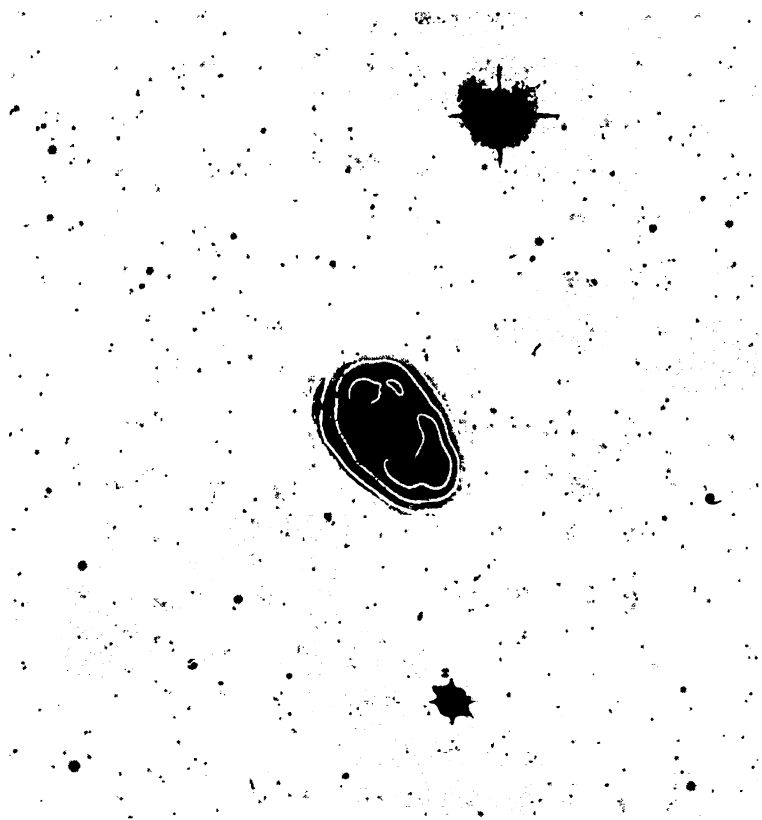


Рис. 11.9. Протяженный диск HI в спиральной галактике $NGC\ 157$. Линии равной интенсивности излучения газа наложены на оптическое изображение галактики.

вимы, а в соседней спиральной галактике $M31$, где плотность газа мала, $M_{H_2}/M_{HI} < 0.2$. Это отношение значительно выше в спиральных ветвях галактик, где газ сжимается, проходя через волну плотности, и за короткое время может превратиться из атомарного в молекулярный. Но практически полная «молекуляризация» имеет место только в центральных, околядерных газовых дисках с высокой поверхностной плотностью газа, где молекулярный газ находится не только в облаках, но и в межоблачной среде.

Рассмотрим подробнее, как распределен атомарный и молекулярный газ в дисках галактик.

А. Распределение газа в плоскости диска.

Пример нашей Галактики показывает, что атомарный газ образует как облака, так и межоблачную среду, а основная часть молекулярного газа сконцентрирована в гигантских молекулярных облаках с массой $10^5 \div 10^6 M_{\odot}$. Ниже мы будем рассматривать лишь усредненные значения плотности газа.

Поверхностная плотность HI падает с расстоянием от центра медленнее, чем плотность звезд. Пик плотности (около $10 M_{\odot}/\text{пк}^2$) достигается либо в центре галактики, либо в пределах нескольких килопарсек от него. При более высокой поверхностной плотности газа межзвездная среда становится непрозрачной для ультрафиолетового излучения звезд на расстоянии меньше толщины газового диска. Поэтому если полная плотность газа будет существенно превышать этот порог, избыточная часть газа перейдет в молекулярную стадию.

Хотя HI часто прослеживается до расстояния, превышающего в 1.5–2 раза оптический радиус $D_{25}/2$, за его пределами плотность газа быстро падает. Однако известно немало примеров (особенно среди карликовых галактик), когда вся галактика «погружена» в протяженный диск или облако HI, в 3–5 раз превосходящее ее по размеру. Среди ближайших галактик газовое облако окружает систему M81+M82, галактики M83, NGC 6946, NGC 628.

Молекулярный газ сильнее, чем атомарный концентрируется к ядру (его поверхностная плотность спадает с радиусом примерно так же, как яркость звездного диска), так что на периферии галактических дисков молекулярный газ практически отсутствует. Расстояние от центра, в пределах которого газ находится преимущественно в молекулярном состоянии, определяется его давлением, которое должно быть выше некоторого порогового значения ($P/k \approx 3 \cdot 10^4 \text{ К} \cdot \text{см}^{-3}$).

До сих пор речь шла об усредненной плотности газа на данном расстоянии от центра. Но даже на одном радиусе распределение газа неоднородно. Прежде всего, как HI, так и более плотный молекулярный газ, концентрируются в спиральных ветвях. В малых масштабах ($\leq 1 \text{ кпк}$) распределение HI и H_2 неоднородно, и часто эти два состояния газа антикоррелируют по пространственному расположению, поскольку при образовании молекулярного газа в локальной области содержание HI в ней, естественно, уменьшается, а при разрушении молекул газ становится атомарным. В газовых дисках

галактик с активным звездообразованием наблюдаются также многочисленные «дыры» в распределении HI размером в десятки и сотни парсек (полости, где атомарный газ отсутствует). Они заполнены горячим газом, что в большинстве случаев связано со звездным ветром массивных звезд и взрывами сверхновых, приводящих к ионизации и расширению окружающей среды.

В гигантских спиральных галактиках (включая нашу Галактику) области наиболее плотного газа — это околядерные газо-звездные диски размером несколько сотен парсек. Поверхностная плотность газа в них от нескольких сотен до нескольких тысяч $M_{\odot}/\text{пк}^2$ (для примера, в окрестностях Солнца всего 10–12 $M_{\odot}/\text{пк}^2$). Вследствие высокой плотности, газ в этих центральных областях галактик, в основном, молекулярный.

Б. Распределение газа вдоль z-оси, перпендикулярной плоскости диска.

Атомарный и молекулярный газ образуют тонкие слои в плоскости основного звездного диска. Исключения составляют внешние области галактики, за пределами фотометрического диаметра D_{25} , где газовый диск уже нельзя считать тонким: из-за низкой плотности звездного диска потенциальная яма, образуемая его гравитационным полем, «мельчает», газовый слой становится толстым и часто искривляется (по-видимому, вследствие крупномасштабной изгибной неустойчивости, которая могла возбудить вертикальные колебания внешних областей диска еще миллиарды лет назад).

От толщины газового слоя зависит объемная плотность и давление газа. Рассмотрим, от каких параметров зависит сама толщина.

Запишем условие локального гидростатического равновесия для бесконечного газового диска с плотностью $\rho_g(z)$, находящегося внутри звездного диска с плотностью $\rho_*(z)$. Влиянием темного гало на толщину газового диска при этом пренебрежем (хотя оно может быть существенным на периферии диска).

$$\frac{dP_g}{dz} = -\rho_g \left(\frac{d\Phi_*}{dz} + \frac{d\Phi_g}{dz} \right), \quad (11.27)$$

где $d\Phi_*/dz$ и $d\Phi_g/dz$ — градиенты гравитационного потенциала (то есть ускорения вдоль z-координаты, обусловленные звездным и газовым дисками). Наиболее простое решение получается в том случае, когда собственным гравитационным полем газа можно пренебречь по сравнению с гравитационным полем звездного диска, а дис-

персия скоростей (турбулентная скорость) газа много меньше дисперсии скоростей старых звезд. В этом случае можно считать, что слой газа находится внутри примерно однородного звездного диска с плотностью ρ_* .

Ускорение свободного падения вдоль z -координаты, обусловленное гравитацией звездного диска,

$$g_z = -\frac{d\Phi_*}{dz} = -4\pi G\rho_*z, \quad (11.28)$$

(прямое следствие из уравнения Пуассона для бесконечного диска). Давление газа

$$P_g = \rho_g C_z^2, \quad (11.29)$$

где C_z — дисперсия z -компоненты скоростей газа. Для изотропного распределения случайных скоростей $C_z^2 = C_g^2/3$, где $C_g \simeq 10$ км/с — характерное значение турбулентной дисперсии скоростей.

При расчете толщины газового слоя следует также учитывать градиенты давлений магнитного поля ($P_B = B^2/8\pi$) и космических лучей вдоль оси z , поскольку оба эти компонента межзвездной среды связаны с газом и стремятся «расширить» газовый слой (в первом случае — вследствие «вмороженности» поля в газ, во втором — как результат столкновений атомов газа с космическими лучами). Их совокупное воздействие может увеличить давление межзвездной среды примерно в полтора–два раза.

Используя (11.27–11.29), уравнение равновесия можно записать в следующем виде:

$$\frac{d\rho_g}{\rho_g} = -\frac{4\pi G\rho_*zdz}{(1 + \alpha + \beta)C_z^2}, \quad (11.30)$$

где $\alpha \approx \beta \approx 0.25$ – 0.5 — коэффициенты, учитывающие вклад давления магнитного поля и космических лучей по сравнению с P_g . Решение уравнения (11.30) имеет вид:

$$\rho = \rho_0 \exp(-z^2/h^2), \quad (11.31)$$

где характерная полутолщина газового слоя

$$h = \frac{(1 + \alpha + \beta)^{1/2} C_z}{(2\pi G\rho_*)^{1/2}}. \quad (11.32)$$

Прямые измерения дисперсии скоростей газа (по профилям линий HI и молекулярным линиям) показали, что одномерная дисперсия

(вдоль луча зрения) составляет $\approx 6-8$ км/с и очень слабо зависит от радиуса R или от массы галактики. Использование приведенных соотношений дает для окрестностей Солнца $h \approx 170-200$ пк.

Поскольку ρ_* падает с R , толщина газового диска должна расти с удалением от центра. Следовательно, объемная плотность ρ_g в плоскости диска падает с R быстрее, чем поверхностная плотность σ_H , и становится очень низкой на его периферии.

Слой молекулярного газа несколько тоньше, чем HI, но это связано скорее не с более низкой дисперсией скоростей, а с быстрым переходом молекулярного газа в атомарный при его удалении от плоскости диска.

11.6.2. Области HII в галактиках

Наблюдения показывают, что области HII в галактиках можно разбить на три типа (таблица 11.4).

а) **Дискретные области HII в диске галактики.** Ярчайшие области HII заметны даже на фотографиях, полученных без фильтра — они расположены преимущественно в спиральных ветвях. В богатых газом Iгг-галактиках одна или несколько областей HII обычно выделяются по своим размерам, доходящим до 1–2 кпк (для сравнения: туманность Ориона имеет диаметр ~ 5 пк). Ближайшая к нам сверхгигантская область HII — это область 30 Doradus в соседней галактике — Большом Магеллановом Облаке.

Наиболее надежные оценки массы ионизованного газа в областях HII в ближайших галактиках дают измерения теплового радиоизлучения, поскольку радиоволны на частотах больше 100 МГц практически не поглощаются межзвездной плазмой. Оказалось, что масса газа в самых больших областях HII достигает $\sim 10^6 M_\odot$. Для того, чтобы поддерживать такую массу в ионизованном состоянии, требуются, чтобы одновременно газ облучали сотни O-звезд.

б) **Диффузный фон HII**, особенно заметный в галактиках с большим количеством молодых звезд. Он может давать существенный вклад в интегральный эмиссионный спектр. Частично фон образован мелкими областями HII, не различимыми по отдельности, частично — слабым ионизирующим излучением, «просачивающимся» из окрестностей горячих массивных звезд. Поскольку газовая среда неоднородна, несколько процентов ионизирующего излучения остается непоглощенным. Это излучение ионизует газ на большом расстоянии от плоскости диска, либо совсем уходит из галактики.

Таблица 11.4. Три типа областей НII в галактиках.

	Мера эмиссии	Источник возбуждения
а) Дискретные области НII в диске	$\sim 10^3$	ОВ-звезды
б) Диффузный фон	$\sim 10^2$	Звезды горизонтальной ветви и кванты Лайман-континуума, «просочившиеся» из областей звездообразования
в) Околяядерный диск + ядро	10^3-10^4	Два компонента: а) ОВ-звезды; б) ударные волны

в) **Ядерные области.** В общем случае эмиссионный спектр ядер галактик можно интерпретировать как сумму двух компонент: рекомбинационного излучения, как в обычных областях НII, и излучения газа, атомы которого возбуждаются ударами (что говорит о наличии ударных волн или быстрых частиц, передающих энергию газу). Наиболее простым критерием преобладания той или иной компоненты является отношение интенсивностей близко расположенных спектральных линий: $[NII] \lambda 6584 / H_{\alpha}$, которое ≥ 0.7 для ударного возбуждения и < 0.7 для фотоионизационного возбуждения.

Обе компоненты могут быть пространственно разделены. Например, «ударный» спектр часто является следствием нетеплового излучения активного ядра, а фотоионизационный — связан с гигантскими областями звездообразования в центре галактики. Эти области, если они видны на изображениях галактики, называют «горячими пятнами».

Отдельного внимания заслуживает газ в активных ядрах галактик, спектры которых содержат очень широкие и яркие линии. Высокие скорости движения газовых масс (тысячи километров в секунду) приводят к доплеровскому расширению спектральных линий.

В спектрах галактик с низким содержанием газа (Е и S0) ярких эмиссионных линий нет, хотя слабые линии в ядерных областях этих галактик часто присутствуют. Исключение составляют редко встречающиеся E-S0-галактики с нетипично большой массой НI ($\gtrsim 10^8 M_{\odot}$), в которых эмиссионные линии в центральной области достаточно яркие и свидетельствуют о существовании околяядерного газового диска с активным звездообразованием. Размеры таких дисков составляют несколько сотен парсек.

Для некоторых галактик удалось измерить вращение околоядерных дисков. Оказалось, что их плоскость часто не совпадает с плоскостью симметрии галактики; имеются примеры, когда газ вращается в перпендикулярной плоскости или даже в противоположном направлении по сравнению со звездной составляющей галактики. Происхождение таких особенностей не ясно. Предполагается, что газ попал в галактику со своим моментом импульса уже после ее формирования — либо в результате захвата и разрушения приливными силами спутника, богатого газом, либо при аккреции межгалактического газа.

11.6.3. Горячий газ и рентгеновское излучение галактик

Горячий или корональный газ, который может окутывать всю галактику (кроме слоя, уже занятого более холодным газом), требует для своего существования мощных источников энергии и низкой плотности среды, чтобы его время остывания ($t_{cool} \sim Tn_e^{-1}$) было достаточно велико. Горячий газ излучает преимущественно в мягком рентгеновском диапазоне и наблюдается с помощью космических телескопов. Его температура, если он заполняет галактику, соответствует вириальному соотношению между гравитационной и тепловой энергиями и составляет 10^5 – 10^6 К.

Внутри галактических дисков на долю горячего газа приходится ничтожная масса, но он образует там обширные полости размером до нескольких сотен парсек. Происхождение горячих полостей связано с активностью молодых звезд (звездный ветер и вспышки сверхновых), локально нагревающих газ. Эти полости расширяются со скоростями ~ 10 км/с, и в линии 21 см выглядят как «дыры» в распределении HI. Самые крупные «пузыри» могут успеть «подняться» над плоскостью галактики под действием архимедовой силы со стороны окружающего газа. Расширяясь, они «выплескивают» содержимое (горячий газ) в гало галактики.

Для спиральных галактик с активным звездообразованием наблюдается пропорциональность между светимостями в рентгеновском диапазоне и в линии H_α , что непосредственно указывает на связь рентгеновского излучения с массивными звездами. Однако рентгеновское излучение исходит не только от горячего межзвездного газа. Существенная часть рентгеновского потока, особенно в жестком диапазоне, приходит от многочисленных точечных источников. По аналогии с рентгеновскими источниками нашей Галакти-

ки можно заключить, что они связаны с перетеканием вещества в тесных парах «звезда–компактный объект» (то есть с горячими аккреционными дисками).

В гигантских E-галактиках ситуация иная. Здесь основным источником рентгеновского излучения является горячая газовая корона «оптической» галактики. Происхождение этого газа связывается с проэволюционировавшими звездами (красными гигантами), сбрасывающими газовые оболочки, и с остатками сверхновых. Столкновения между отдельными «островками» сброшенного газа быстро термализуют среду, нагревая ее до температуры, при которой среднеквадратичные скорости протонов $(\overline{V_p^2})^{1/2}$ будут близки к среднеквадратичной скорости звезд, заполняющих тот же объем. Последняя, в соответствии с теоремой вириала, равна

$$\overline{V_p^2} \approx \frac{GM}{R_g}, \quad (11.33)$$

откуда легко найти температуру газа:

$$T \approx \frac{m_p \overline{V_p^2}}{3k} \approx \frac{GMm_p}{3kR_g}. \quad (11.34)$$

Для типичных значений массы гигантских E-галактик $M \sim 10^{45}$ г, $R_g \approx 10^{23}$ см имеем $T \approx 3 \cdot 10^6$ К.

Обнаружение рентгеновской обсерваторией «Эйнштейн» корон горячего газа с массой $\sim 10^9 M_\odot$ вокруг «нормальных» E-галактик решило вопрос о том, куда девается в этих галактиках газ, непрерывно сбрасываемый эволюционирующими звездами. Он, как стало очевидным, в своей основной массе не уходит далеко от галактики.

Измерение температуры газа дает возможность оценить полную массу эллиптической галактики, способной его удержать. Оказалось, что эта масса должна быть почти на порядок выше, чем масса, содержащаяся в звездах (эффект скрытой или темной массы).

«Судьба» горячего газа короны определяется неоднозначно. При $n \approx 10^{-3}$ время остывания

$$t_{cool} \approx \frac{\frac{3}{2}kT}{\lambda(T)n^2} \approx 10^9 - 10^{10} \text{ лет} \quad (11.35)$$

(здесь $\lambda(T)$ — функция охлаждения газа, см. раздел 4.4). Поскольку это время сопоставимо или меньше возраста галактик, в наиболее

плотных внутренних областях газ охлаждается и теряет равновесие, что приводит к появлению потоков с $T \approx 10^4$ К, падающих на центр галактики. Однако при достаточно большой частоте вспышек неизбежен нагрев газа до такой температуры, при которой будет происходить непрерывный «отток» его из галактики — галактический ветер. В настоящую эпоху этот процесс малоэффективен, но на ранней стадии эволюции галактик, когда в них шло особенно активное звездообразование, ситуация должна была быть иной. Звездный ветер и частые вспышки сверхновых приводили к интенсивному выбросу газа из галактик в межгалактическое пространство — вместе с тяжелыми элементами, которые к тому времени успели образоваться и попасть в межзвездную среду.

Чем меньше плотность звезд ρ_* , тем разреженнее горячий газ и тем медленнее он остывает (темпы охлаждения $\sim n^2$), а, следовательно, тем легче покидает галактику при нагреве вспышками сверхновых. Ближе к центру газ более плотен, и его труднее нагреть настолько, чтобы температура превысила значение, соответствующее теореме вириала. Поэтому газ может покинуть галактику из ее внешних областей и в то же время находиться в равновесии или «падать» на ядро в ее внутренней области.

В скоплениях галактик горячий разреженный межгалактический газ наблюдается в рентгеновском диапазоне. Присутствие в нем тяжелых элементов (например, железа), которые наблюдаются по рентгеновским линиям ионов, говорит о том, что газ действительно частично прошел переработку в недрах звезд, то есть первоначально входил в состав галактик и был выброшен из них.

11.6.4. Магнитные поля

Наиболее «яркое» наблюдаемое проявление магнитного поля — синхротронное излучение, рождающееся в диске. Именно по ориентации плоскости поляризации этого нетеплового излучения определяется картина линий магнитной индукции. Как и следует ожидать, ярче всего в радиодиапазоне «светят» спиральные ветви, где концентрируются все составляющие межзвездной среды, а также ядра галактик — источники релятивистских частиц. Характерная индукция поля составляет несколько микрогаус.

Как и в нашей Галактике, в других спиральных галактиках магнитное поле должно быть вморожено в газ и следовать его движениям. Поле концентрируется к плоскости диска, где магнитная ин-

дукция максимальна в области спиральных ветвей. В среднем, плотность энергии магнитного поля близка к плотности энергии хаотических движений газа (порядка 10^{-12} эрг/см³). Конфигурация линий магнитной индукции бывает как упорядоченной, так и хаотичной, запутанной, особенно в областях происходящего звездообразования (это определяется характером движения газа).

Если не учитывать излучения активного ядра, то мощность нетеплового радиоизлучения галактики пропорциональна количеству молодых звезд, то есть темпу звездообразования. Это объясняется тем, что основные источники релятивистских электронов, рождающих синхротронное излучение (сверхновые звезды, массивные звезды с аккрецирующими компонентами в тесных парах), связаны с массивными короткоживущими звездами.

11.7. Звездообразование в галактиках

11.7.1. Общие сведения

Формирование галактических дисков еще не завершилось, и процесс рождения звезд из межзвездного газа продолжается. Звездообразование — это наиболее масштабный процесс в галактиках. Именно он формирует контрастные спиральные ветви, подпитывает энергией все компоненты межзвездной среды, определяет цвет и спектр галактики.

Структура галактики, ее светимость, химический состав звезд и газа — все это результат определенной «истории» звездообразования — от начала формирования галактики до наших дней.

Как и в нашей Галактике, в других звездных системах прямым свидетельством происходящего звездообразования является присутствие массивных короткоживущих звезд и связанных с ними объектов: молодых звездных систем (скоплений, ассоциаций), областей III, сверхновых типа Ib/c и II. Непосредственные наблюдения отдельных молодых звезд и их группировок возможны лишь для ближайших галактик. Однако в большинстве случаев о происходящем звездообразовании приходится судить по косвенным признакам. К таковым, прежде всего, относятся :

— высокая светимость галактики в эмиссионных линиях областей ионизованного водорода; наиболее часто в качестве индикатора звездообразования используется интенсивность линии H α ;