

УДК: 524.6

АККРЕЦИЯ ГАЗОВЫХ ДИСКОВ ГАЛАКТИК. I. ВЛИЯНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ТРЕНИЯ НА КРУПНОМАСШТАБНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ H_2

О. К. СИЛЬЧЕНКО, В. М. ЛИПУНОВ

Поступила 20 января 1986

Принята к печати 5 декабря 1986

Рассчитано влияние динамического трения о звезды на глобальное распределение гигантских молекулярных облаков в галактиках в различных модельных приближениях. Показано, что в нашей Галактике за время, сравнимое с возрастом ее диска, одно динамическое трение не может привести к образованию наблюдаемого кольцеобразного распределения ГМО.

1. *Введение.* Самые первые исследования распределения молекулярного газа в Галактике показали, что он в основном сосредоточен в кольце радиусом ~ 6 кпк (см., например, [1]), а также в самом центре Галактики; на расстоянии же $2\div 3$ кпк от центра Галактики молекулярного газа мало. Впоследствии качественный характер крупномасштабного распределения гигантских молекулярных облаков (ГМО) неоднократно подтверждался, хотя оценки контраста кольца (отношения плотности в максимуме распределения к плотности в минимуме) колебались от ~ 6 [2] до ~ 2 ([3] — вариант с учетом градиента металличности по радиусу Галактики). С развитием исследований распределения молекулярного газа в других галактиках выяснилось, что среди спиральных галактик встречается как кольцеобразное, так и монотонно убывающее от центра распределение [4].

Попытки теоретически объяснить кольцевое распределение ГМО в Галактике предпринимались неоднократно. Предлагались следующие механизмы глобальной перестройки газового диска: динамическое трение, вязкость и звездообразование. В [5] была высказана идея, что недостаток ГМО на расстоянии $2\div 4$ кпк от центра Галактики можно объяснить выпадением массивных облаков на центр под действием динамического трения о звездный диск. В [6] для проверки этой идеи была построена аналитическая модель радиального дрейфа ГМО в нашей Галактике под действием динамического трения и было получено, что динамическое трение не только не приводит к образованию кольцевого распределения молеку-

лярного газа, но и замыкает начальное кольцевое распределение. В [7] и [8] был получен максимум плотности газа на расстоянии 5 кпк от центра Галактики при расчете перестройки газового диска под действием вязкости. Однако в этих работах предполагалось, что «газ облаков» (газ, в котором роль молекул выполняют облака) — столкновительный. Для облаков $H I$ с массой $\sim 100 M_{\odot}$ это верно, но у ГМО с массой $10^5 \div 10^6 M_{\odot}$ длина свободного пробега значительно превышает эпициклический радиус, и газ из ГМО является бесстолкновительным. В [9] было выведено выражение для коэффициента вязкости в таком бесстолкновительном газе и рассчитано действие вязкости на распределение ГМО в Галактике. Согласно этим расчетам, постоянное по радиусу распределение ГМО превращается в кольцевое с максимумом на 5 кпк и контрастом 1.5 за время эволюции ~ 10 млрд. лет. И, наконец, идея о том, что кольцеобразное распределение ГМО в спиральных галактиках типа Sb можно объяснить исчерпанием газа во внутренних областях галактики на образование звезд балджа, была высказана в [10], но конкретных оценок и моделей звездообразования в эпоху формирования крупномасштабного распределения ГМО построено не было.

В данной серии статей мы рассмотрим глобальную перестройку диска из ГМО под действием динамического трения и вязкости. Оба этих механизма приводят к радиальным движениям ГМО, которые можно назвать аккрецией. Привлечение как наблюдательного материала, так и теоретических результатов предшествующих исследований позволяет построить модель, наиболее приближенную к реальной Галактике, и численно рассчитать эволюцию распределения ГМО в Галактике. Характерные времена этой эволюции у нас, так же, как и у наших предшественников, получились порядка миллиардов лет, поэтому прежде чем излагать результаты моделирования, нам необходимо обсудить проблему времени жизни ГМО. Согласно мнению некоторых исследователей, ГМО образуются в спиральных рукавах. Есть также наблюдательные данные о концентрации ГМО к спиральной структуре. Если ГМО рождаются в спиральных рукавах и не выходят из них, их время жизни не может превышать 10^7 лет, и ни динамическое трение, ни вязкость за время жизни ГМО не успевают существенно повлиять на их радиальное распределение. Однако недавно появилась статья [11], в которой в результате большой наблюдательной работы выделено два типа ГМО — холодные и теплые. Теплые — их $\sim 25\%$ общего количества — действительно концентрируются к спиральным ветвям и связаны с очагами звездообразования. Однако кольцевое распределение H_2 в Галактике с максимумом на 6 кпк определяют не они, а холодные облака, которых 75% от общего количества и которые не концентрируются к спиральным рукавам, а существуют и в рукавах, и в межрукавных промежутках. Поскольку их распределение по долготе равномерно, время жизни хо-

лодных облаков должно быть по крайней мере больше времени оборота Галактики, т. е. $\tau > 10^8$ лет. По численности ГМО в [2] была получена оценка $\tau \geq 3 \cdot 10^8$ лет. Таким образом, последние наблюдательные данные не исключают того, что возраст большинства ГМО может быть порядка миллиардов лет и, следовательно, динамическое трение и вязкость могут значительно повлиять на их радиальное распределение.

В статье I мы рассматриваем эволюцию радиального распределения ГМО в галактиках под действием только динамического трения.

2. Эволюция распределения ГМО под действием динамического трения. Основные уравнения, описывающие нестационарную дисковую аккрецию под действием динамического трения, были выведены в [6]:

$$\frac{\partial \dot{M}}{\partial t} = -v_r \frac{\partial \dot{M}}{\partial R}, \quad (1)$$

$$v_r = -4\pi \Lambda \rho_*^*(R) \cdot \frac{G^2 M}{u^2} R \left(\frac{d(\omega R^2)}{dR} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где $\dot{M}(R, t)$ — полный поток вещества, движущегося радиально в момент t на расстоянии R от центра галактики (\dot{M} связано с поверхностной плотностью газа σ и скоростью радиального дрейфа облаков v_r следующим образом: $\dot{M} = 2\pi R v_r \sigma$), Λ — некий фактор порядка единицы, $\rho_*^*(R)$ — объемная плотность массы звезд в диске Галактики, M — масса одного ГМО, u — дисперсия скоростей звезд в диске Галактики, ω — угловая скорость вращения газа в Галактике. Необходимым условием справедливости формулы (2) является медленный радиальный дрейф облаков: $v_r \ll \omega R$. В [6] уравнения (1), (2) решались аналитически для случая твердотельного вращения диска Галактики $\omega = \omega_0 = \text{const}$.

Однако твердотельно вращается только самый центр Галактики ($R < 0.5$ кпк). На больших расстояниях кривая вращения Галактики имеет довольно сложную форму. На рис. 1 она приведена согласно [12]. Для ее аппроксимации мы выбрали два аналитических выражения: кривой, обозначенной на рис. 1 как X 1, соответствует формула

$$\omega = \left(975 \frac{\text{км}}{\text{с кпк}} \right) \cdot \{ \exp(-3.1 R^{1.5}) + 0.132 / (1 + 0.2R)^{1.2} \}, \quad (3)$$

а кривой, обозначенной на рис. 1 как X 2, — формула

$$\omega = \left(975 \frac{\text{км}}{\text{с кпк}} \right) \cdot \{ \exp(-3.35 R^{1.5}) + 0.157 \operatorname{arctg} R/R \} \quad (4)$$

(везде R в кпк). Неплохо также описывает наблюдаемую кривую враще-

ния в интервале расстояний от центра Галактики $3.5 \div 13$ кпк формула, приведенная в [13]:

$$\omega = \left(68.5 \frac{\text{км}}{\text{с кпк}} \right) \cdot (1 + (R/6)^2)^{-0.75}. \quad (5)$$

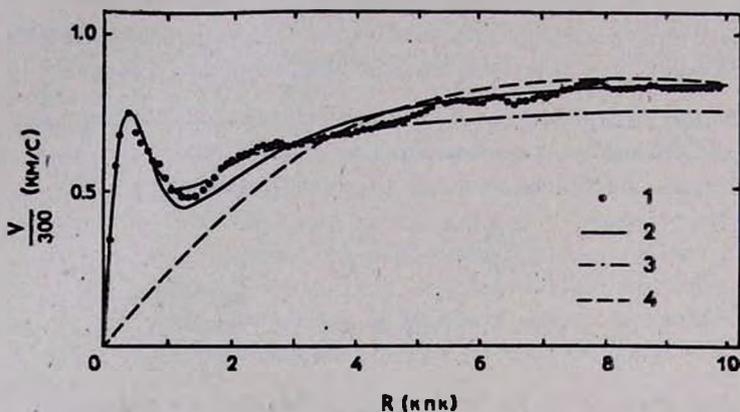


Рис. 1. Кривая вращения Галактики: 1 — наблюдательные данные согласно [12]. 2, 3, 4 — аналитические аппроксимации, см. в тексте формулы соответственно (3), (4) и (5).

Для всех трех кривых вращения (3), (4), (5) в данной работе мы решали уравнения (1), (2) численно, в интервале расстояний от центра Галактики (0.2 кпк, 20 кпк). Для решения этой смешанной задачи Коши применялась безусловно устойчивая неявная схема бегущего счета. На внешней границе интервала ($R = 20$ кпк) несколько произвольно задавалось условие постоянства во времени потока вещества. Впрочем, расчеты показали, что граничное условие практически не сказывается на эволюции распределения плотности газа в интересующей нас области $R \lesssim 10$ кпк: некоторые варианты модели были просчитаны также с условием нулевого потока на внешней границе диска (масса диска оставалась постоянной), и различия в результирующих распределениях поверхностной плотности ГМО после эволюции в течение 10 млрд. лет становились заметны только при $R > 15$ кпк. Значения параметров уравнений (1), (2) задавались в соответствии с известными наблюдательными данными: $M = 3 \cdot 10^5 M_{\odot}$, $\rho_* = (10^{-22} \text{ г/см}^3) \exp(-R/5 \text{ кпк})$.

Сначала, как и в работе [6], мы приняли $u = \text{const} = 30 \text{ км/с}$.

На рис. 2 изображены результаты расчетов для трех кривых вращения (3), (4), (5) и случая монотонно убывающего с расстоянием от центра начального распределения плотности газа: $\sigma_0 = \exp(-R/5 \text{ кпк})$ (совпадает с распределением плотности звезд). В [6] для случая твердотельного

вращения $\omega = \text{const}$ делался вывод, что эволюция под действием динамического трения не изменяет монотонности глобального распределения плотности газа, однако отмечалось, что монотонность может нарушаться вблизи локального минимума кривой вращения. В наших расчетах только

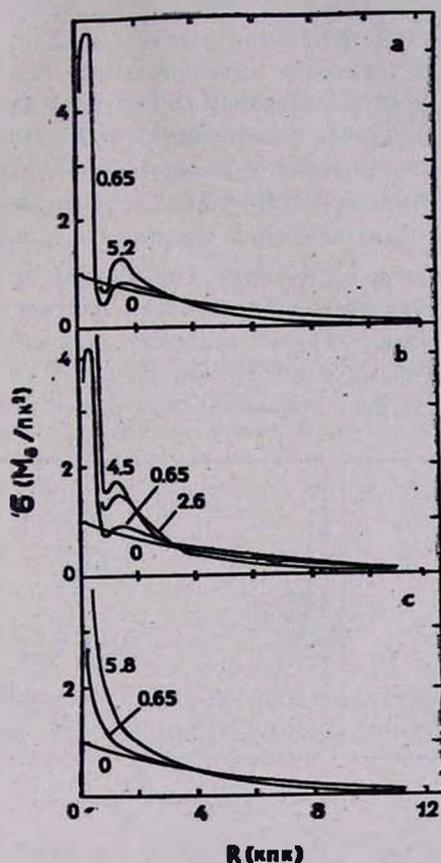


Рис. 2. Эволюция первоначально экспоненциального распределения ГМО по радиусу при условии $u = \text{const} = 30$ км/с. Кривые вращения: а — (3), б — (4), с — (5). Числами обозначено время эволюции в млрд. лет.

для кривой вращения (5) монотонность начального распределения плотности газа не нарушается — она не имеет локального минимума. В случае кривых вращения, наиболее приближенных к реально наблюдаемой — (3) и (4), на расстоянии $1 \div 1.5$ кпк от центра Галактики, в процессе эволюции появляется небольшой максимум в распределении плотности ГМО. Очевидно, это связано с тем, что именно в этой области Галактики ($0.5 \div 1.5$ кпк от центра) линейная скорость вращения газа убывает с расстоянием от центра; в точке максимального отрицательного градиента ско-

рости вращения $R = 0.9$ кпк скорость радиального дрейфа вещества также максимальна (т. к. $d(vR)/dR$ близко к нулю, а v_r обратно пропорциональна этой величине), и в этом месте образуется минимум в распределении плотности газа, который и становится причиной характерной «складки» на $1 \div 1.5$ кпк от центра. В случае твердотельного вращения и для кривой вращения (5) ωR монотонно растет с удалением от центра Галактики, поэтому никаких «складок» в распределении газа при расчетах с этими кривыми вращения не возникает. Как бы то ни было, максимум в распределении плотности газа на расстоянии $1 \div 1.5$ кпк от центра Галактики не имеет никакого отношения к кольцеобразному распределению ГМО в нашей Галактике с пиком на $R = 5.5$ кпк, которое в [5] предлагалось объяснять действием динамического трения. На расстоянии 5—6 кпк от центра Галактики модели с $u = \text{const}$ (не зависит от R) не дали нарушения монотонности начального распределения плотности газа.

Однако кольцо молекулярного водорода радиусом 5 кпк существует в нашей Галактике, и динамическое трение не может не влиять на распределение облаков газа. На рис. 3 представлены результаты расчетов для кри-

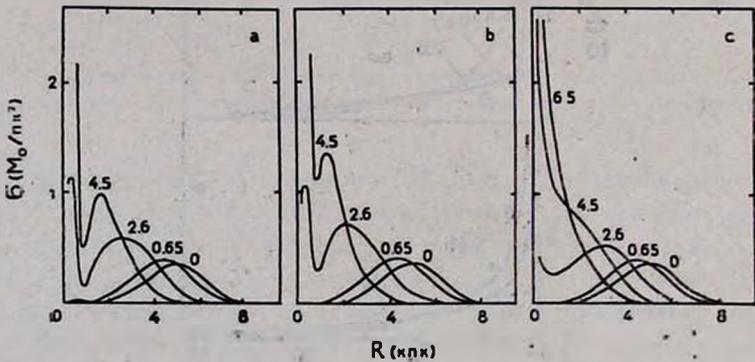


Рис. 3. Эволюция первоначально кольцевого распределения ГМО при условии $u = \text{const} = 30$ км/с. Кривые вращения: а — (3), б — (4), с — (5). Числами обозначено время эволюции в млрд лет.

вых вращения (3), (4), (5) и кольцеобразного начального распределения газа в диске Галактики:

$$\sigma_0(R) \sim (\beta_1 R)^4 \exp(-(\beta_1 R)^4), \quad \beta_1^{-1} = 5 \text{ кпк.}$$

При всех трех вариантах аналитического представления кривой вращения кольцеобразное распределение плотности газа замывается, как и в случае твердотельного вращения, рассмотренном в [6], за характерное время

$$\tau = \frac{\beta_1^{-1}}{v_r(\beta_1^{-1})}. \quad (6)$$

При $\beta_1^{-1} = 5$ кпк кольцо исчезает за 4 млрд. лет, что несколько меньше возраста диска.

Как видим, при численных расчетах с реальными кривыми вращения основные выводы, полученные в [6] аналитическим путем, подтверждаются. Однако модель в [6] была достаточно груба. Внесем в нее следующие усовершенствования.

1) Кривую вращения будем брать плоскую, $v_\varphi = v_0 = \text{const}$ — это справедливо не только для интересующих нас участков Галактики (расстояние от центра 5—10 кпк), но и для большинства других спиральных галактик; нам же такое упрощение позволит решить наши уравнения аналитически.

2) По поводу дисперсии скоростей звезд сделаем следующие предположения:

а) толщина звездного диска постоянна, не зависит от R — это наблюдательный факт: в [14, 15] для нескольких галактик, видимых с ребра, это было установлено по распределению поверхностной яркости. Тогда:

$$H = \frac{2u_z}{\sqrt{2\pi G \rho_*}} = \text{const} \quad \text{и} \quad \frac{\rho_*}{u_z^2} = \frac{2}{\pi G H^2} = \text{const};$$

б)

$$\frac{u_\varphi}{u_r} = \sqrt{\frac{d(\omega R^2)/dR}{2\omega R}}$$

— это известный теоретический результат (см., например, [16]). При принятой выше плоской кривой вращения это выражение переходит в

$$\frac{u_\varphi}{u_r} = \frac{1}{\sqrt{2}} = \text{const};$$

в) $u_z = u_\varphi$ — произвольное предположение. Впрочем, для плоских подсистем существует приближенное соотношение (см., например, [16]):

$$\frac{u_r^2}{u_z^2} = 1 + \frac{u_r^2}{u_\varphi^2},$$

откуда при плоской кривой вращения сразу получается $u_z = 0.82 u_r$, и все последующие оценки верны с точностью до коэффициента 1.4, при полностью совпадающей качественной картине.

Из всех этих предположений получаем $u^2 = 4u_z^2$, и

$$\frac{\rho_*}{u^2} = \frac{1}{2\pi G H^2}. \quad (7)$$

Подставим v_φ и (7) в уравнения (1), (2):

$$v_r = - \frac{4\pi\Lambda G^2 M \rho_* R}{d(\omega R^2) \cdot u^2} = - \frac{2\Lambda GM}{H^2 v_0} R,$$

$$\frac{\partial \dot{M}}{\partial t} = - v_r \frac{\partial \dot{M}}{\partial R}.$$

Перейдем к безразмерному времени:

$$\tau = \frac{2\Lambda GM}{H^2 v_0} t. \quad (8)$$

$$\frac{\partial \dot{M}}{\partial \tau} = \frac{\partial \dot{M}}{\partial \ln R},$$

$$\dot{M}(R, 0) = \dot{M}(R \exp(\tau), \tau),$$

$$2\pi R \sigma(R) v_r = \frac{4\pi\Lambda GM}{H^2 v_0} R^2 \exp(2\tau) \sigma_0(R \exp(\tau)).$$

Подставляем в левую часть v_r и получаем:

$$\sigma(R, \tau) = \exp(2\tau) \sigma_0(R \exp(\tau)). \quad (9)$$

То есть, если начальное распределение плотности ГМО было монотонным, эта монотонность в процессе эволюции нарушаться не будет. В частности, равномерное распределение ГМО по радиусу Галактики

$$\sigma_0(R) = \text{const} = \begin{cases} \sigma_0 & \text{при } R \leq R_{\text{max}} \\ 0 & \text{при } R > R_{\text{max}} \end{cases}$$

(R_{max} — начальная граница газового диска) будет эволюционировать следующим образом:

$$\sigma(R, \tau) = \begin{cases} \sigma_0 \exp(2\tau) & \text{при } R \leq R_{\text{max}} \cdot \exp(-\tau) \\ 0 & \text{при } R > R_{\text{max}} \cdot \exp(-\tau). \end{cases}$$

Заметим, что хотя формально уравнения (1), (2) решались аналитически на бесконечной прямой, решение (9) верно только в интервале расстояний от центра Галактики (4 кпк, 10 кпк), где справедливо приближение $v_\varphi = \text{const}$.

Следующий наш шаг — замена в этой модели кривой вращения $v_\varphi = \text{const}$ реальной кривой вращения (3) или (5) и численное решение уравнений (1), (2). Причем, чтобы не отвлекаться на особенности в распределении плотности газа на расстоянии 1—1.5 кпк от центра (рис. 2), мы из

формулы (3) взяли только второе слагаемое, описывающее вращение Галактики на расстояниях 4—10 кпк от центра. На рис. 4 изображены результаты расчета. Они неожиданны: при $\sigma_0 = \text{const}$ в рассматриваемом интервале R (4 кпк, 10 кпк) проэволюционировавшее распределение $\sigma(R)$ получилось монотонно, почти линейно возрастающим, причем на рис. 4b (кривая вращения (5)) возрастание значительно круче, чем на рис. 4a (кривая вращения (3)). И это при том, что кривые вращения (3) и (5) в диапазоне 4—10 кпк от центра очень близки друг к другу и обе почти плоские, т. е. близки к $v_\varphi = \text{const}$, дающей $\tau(R) = \text{const}$ в любой момент времени. Этот расчет демонстрирует неустойчивость нашей задачи от-

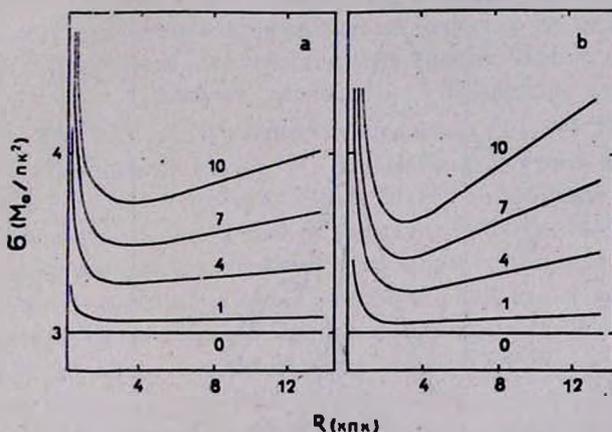


Рис. 4. Эволюция первоначально постоянного по радиусу распределения ГМО при условии $u_z^2 \approx v_\varphi$. Кривые вращения: а — (3), б — (5). Числами обозначено время эволюции в млрд. лет.

носителю формы кривой вращения: все три кривые — (3), (5) и $v_\varphi = \text{const}$ — удовлетворительно описывают наблюдательные данные, но результирующее распределение газа во всех трех случаях получается разным. Для модели рис. 4 проводилась проверка влияния краевого условия на результаты расчета. При нулевом потоке вещества на внешней границе диска (общая масса диска остается постоянной) конечное распределение плотности ГМО для $R < 15$ кпк полностью совпало с полученным при граничном условии постоянного потока.

Как видно из формулы (9), характерное время эволюции, например, время возрастания поверхностной плотности газа в ϵ^2 раз или время сокращения характерного масштаба распределения газа в галактике в ϵ раз, задается формулой $\tau = 1$ или, согласно (8),

$$t_{\text{хар}} = \frac{H^2 \sigma_0}{2 \Delta G M}$$

Для нашей Галактики оно составляет около 85 млрд. лет (если принять $\Lambda = 1$), что на порядок превышает возраст диска Галактики. Следовательно, за время жизни диска Галактики в данной модели одно динамическое трение не могло существенно изменить первоначального распределения ГМО в Галактике — в частности, если кольцо молекулярного газа в нашей Галактике каким-нибудь путем образуется, то дальше оно в течение миллиардов лет будет существовать — это устойчивая структура. На рис. 5

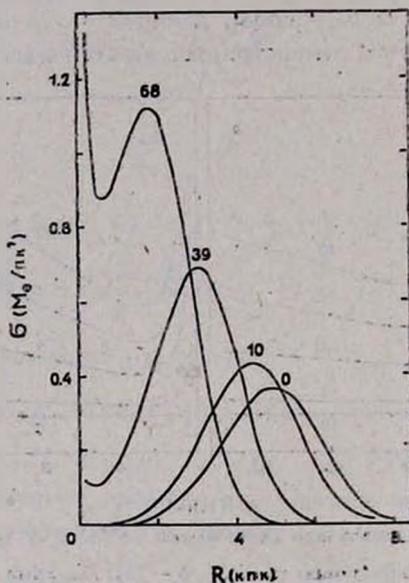


Рис. 5. Эволюция первоначально кольцевого распределения ГМО при условии: $\mu_2^2 \sim \rho$. Кривая вращения (5). Числами обозначено время эволюции в млрд. лет.

изображены результаты расчета с кривой вращения (5), полностью подтверждающие этот аналитический вывод: за время эволюции 10 млрд. лет максимум $\sigma(R)$ едва успел «сползти» на 0.5 кпк к центру, и ни о каком размытии кольца на временах, сравнимых со временем жизни Галактики, говорить не приходится. Так значительно изменило модельные результаты введение реальной зависимости вертикальной дисперсии скоростей звезд от расстояния до центра галактики.

Здесь уместно обратиться к наблюдательному материалу по распределению молекулярного газа в других галактиках. Сейчас такой материал получен примерно для 25 спиральных галактик. Авторы статьи [10] заметили, что у галактик относительно раннего морфологического типа (Sb) распределение H_2 , как правило, кольцеобразное, а у галактик более позднего типа (Sc—Scd) — монотонно убывающее от центра. Они предложили

для объяснения этого факта гипотезу, согласно которой газ в области $R \lesssim 4$ кпк израсходовался на образование звезд балджа, но численными оценками свою идею не подкрепили. Мы же отметим другое обстоятельство: большинство Sb-галактик вращается быстрее, чем в среднем Sc-галактики, и диски у них толще. И то, и другое делает характерное время эволюции распределения ГМО под действием динамического трения в Sb-галактиках больше, чем в Sc. Следовательно, если есть какой-то механизм, устанавливающий начальное кольцевое распределение H_2 , то у Sb-галактик (к которым, вероятно относится и наша Галактика) оно не успеет заметно проэволюционировать за время их жизни, а у Sc оно вполне может успеть замыться. Правда, качество наблюдательного материала по распределению H_2 и вращению в других галактиках не настолько высоко, чтобы можно было сделать количественные оценки. Кроме того, из общего правила, конечно, существуют исключения. Например, хорошо исследованная галактика NGC 4736 вращается медленно ($v_{\max} = 186$ км/с) и имеет кольцо молекулярного газа [17]. Но максимум этого кольца располагается всего в 0.5 кпк от центра, и оно более напоминает структуры на рис. 2а, б, чем наблюдаемое в нашей Галактике кольцо H_2 на $R = 5.5$ кпк от центра; сходство усиливается тем, что кривая вращения $v(R)$ у NGC 4736 в этом месте имеет локальный минимум [18], как и кривая вращения нашей Галактики на расстоянии 1.5 кпк от центра. Но большинство галактик, имеющих кольцевое распределение молекулярного газа, действительно вращается быстро, и эти два обстоятельства должны быть связаны.

Однако главный вопрос остается без ответа: какой механизм мог привести к образованию кольца молекулярного газа в Галактике? Может ли он быть связан с динамическим трением?

Мы попытались еще более усовершенствовать нашу модель. В [19] из условий устойчивости диска Галактики к разного направления возмущениям численно посчитаны u_z и u_z/u_r в зависимости от расстояния до центра. Для массы гало, равной примерно массе диска, что, как считается, присуще нашей Галактике, численные расчеты [19] удовлетворительно аппроксимируются следующими аналитическими формулами:

$$u_z = (38 \text{ км/с}) \exp(-R/12.7 \text{ кпк}),$$

$$\frac{u_z}{u_r} = -\left(\frac{R}{36 \text{ кпк}}\right)^2 + \frac{R}{130 \text{ кпк}} + 0.34.$$

(масштаб яркости — 5 кпк). Вертикальная дисперсия скоростей звезд u_z падает с расстоянием от центра Галактики экспоненциально, с характерным масштабом 12.7 кпк — это почти не отличается от экспоненциального падения с масштабом 10 кпк, которого требует наблюдательный факт постоянной толщины звездного диска. Правда, u_z при $R = 0$ в [19] равно

38 км/с, а у нас в предыдущих расчетах оно равно 82 км/с (чтобы в окрестностях Солнца было 30 км/с [14]). Однако в оценке дисперсии скоростей звезд даже в окрестностях Солнца еще нет полной определенности: согласно модели Шмидта, $u_{\odot} = 30$ км/с, а в [20] приводится наблюдательная оценка 18 км/с. Наблюдения дисперсии скоростей звезд в других галактиках дают $u_z(R=0) = 100 \div 130$ км/с (результат из работы [21] для галактик NGC 628 и 1566). Таким образом дисперсию скоростей звезд в нашей Галактике мы скорее всего знаем лишь с точностью до фактора 2. Во времени эволюции распределения плотности молекулярного газа под действием динамического трения это даст фактор 4.

Еще более замечательным является модельный результат [19], что u_z/u_r убывает при удалении от центра галактики. Поскольку зависимость u_z от R задана условием постоянства толщины звездного диска, внесение зависимости u_z/u_r от R из [19] в наши расчеты приводит к тому, что u_r более медленно убывает с радиусом, чем в предыдущих моделях, соответственно, и полная u более медленно убывает с радиусом, и во внешних частях Галактики динамическое трение подавляется. Результат изображен

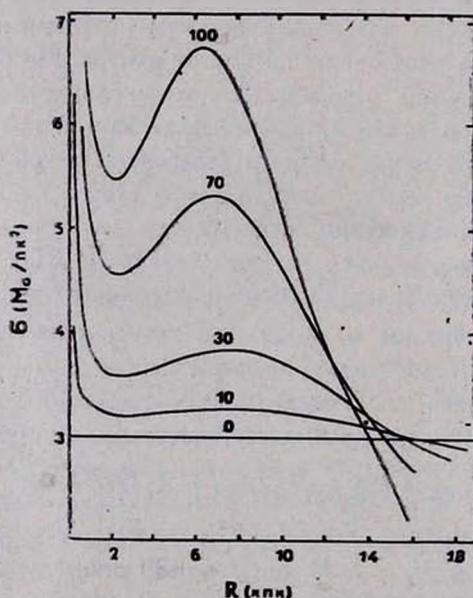


Рис. 6. Эволюция первоначально постоянного по радиусу распределения ГМО. Зависимость $u(R)$ задана согласно [19]. Кривая вращения (5). Числами обозначено время эволюции в млрд. лет.

на рис. 6: динамическое трение приводит к образованию кольцевого распределения ГМО в Галактике, однако эволюция происходит крайне мед-

ленно — за 100 млрд. лет контраст $\sigma_{\max}/\sigma_{\min}$ едва достигает 1.3 (наблюдаемый контраст ≥ 2).

В результате всех наших модельных расчетов можно сделать вывод: за время жизни Галактики одно динамическое трение вряд ли способно привести к образованию кольцевого распределения H_2 .

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

ACCRETION OF GASEOUS DISKS OF GALAXIES. I. THE EFFECT OF DYNAMICAL FRICTION ON THE LARGE-SCALE DISTRIBUTION OF H_2

O. K. SIL'CHENKO, V. M. LIPUNOV

The effect of dynamical friction on a global distribution of giant molecular clouds in galaxies is calculated for various model approximations. It has been shown that in our Galaxy the dynamical friction alone cannot result in forming the observed ringlike distribution of giant molecular clouds for a time less than the age of Galactic disk.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. B. Burton, M. A. Gordon, T. M. Banta, F. J. Lockman, *Astrophys. J.*, 202, 30, 1975.
2. P. M. Solomon, D. B. Sanders, N. Z. Scoville, *IAU Symp. No. 84*, Dordrecht, 1979. p. 35.
3. L. Blitz, F. H. Sku, *Astrophys. J.*, 238, 148, 1980.
4. F. Verter, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 57, 261, 1985.
5. В. Г. Сурдин, *Астрон. циркуляр*, № 1113, 3, 1980.
6. В. М. Липунов, *Астрон. ж.*, 59, 286, 1982.
7. V. Icke, *Astron. and Astrophys.*, 78, 21, 1979.
8. В. Г. Горбацкий, В. М. Сербин, *Астрофизика*, 19, 79, 1983.
9. M. Fukunaga, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 35, 173, 1983.
10. J. S. Young, N. Scoville, *Astrophys. J.*, 258, 467, 1982.
11. P. M. Solomon, D. B. Sanders, A. R. Rivolo, *Prepr. Stony Brook Univ.*, 1985, p. 13.
12. У. А. Хауд, *Письма в Астрон. ж.*, 5, 124, 1979.
13. W. B. Burton, M. A. Gordon, *Astron. and Astrophys.*, 63, 7, 1978.
14. P. C. Van der Kruit, L. Searle, *Astron. and Astrophys.*, 95, 105, 1981.
15. P. C. Van der Kruit, L. Searle, *Astron. and Astrophys.*, 110, 61, 1982.
16. J. Einasto, U. Rummel, *IAU Symp. No. 38*, Dordrecht, 1970, p. 51.
17. L. E. Garman, J. S. Young, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 16, 456, 1984.
18. G. Chincarini, M. F. Walker, *Astrophys. J.*, 147, 407, 1967.
19. А. В. Засов, А. Г. Морозов, *Астрон. ж.*, 62, 475, 1985.
20. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977, стр. 363.
21. P. C. Van der Kruit, K. C. Freeman, *Astrophys. J.*, 278, 81, 1984.