

УДК: 524.6

АККРЕЦИЯ ГАЗОВЫХ ДИСКОВ ГАЛАКТИК. II. УЧЕТ ВЯЗКОСТИ В ДИСКЕ, СОСТОЯЩЕМ ИЗ ГИГАНТСКИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ

О. К. СИЛЬЧЕНКО, В. М. ЛИПУНОВ

Поступила 9 апреля 1986

Принята к печати 12 января 1986

Рассчитана эволюция распределения гигантских молекулярных облаков в галактиках под действием динамического трения о звезды и вязкости в приближении бесстолкновительного газа. Показано, что в принципе совместное действие вязкости и динамического трения может привести к образованию кольцевого распределения гигантских молекулярных облаков в Галактике с максимумом на расстоянии 6—7 кпк от центра за время порядка нескольких миллиардов лет.

1. *Введение.* В статье [1] мы рассмотрели влияние динамического трения молекулярных облаков о звезды на распределение гигантских молекулярных облаков (ГМО) в диске Галактики. В данной работе мы добавим к динамическому трению эффект вязкости и рассмотрим совокупное действие этих двух механизмов на радиальное распределение ГМО.

2. *Основные уравнения и параметры.* В статье [2] подробно рассмотрен механизм вязкости в газовом диске, состоящем из ГМО. Своеобразие этого механизма состоит в том, что облака молекулярного водорода крайне редко сталкиваются между собой: длина свободного пробега у них намного больше эпициклического радиуса движения (связанного с дисперсией скоростей). В этом случае коэффициент вязкости задается выражением:

$$\eta = \frac{\rho(c_r^2 + c_\varphi^2) R^2}{\frac{d(\omega R^2)}{dR} \cdot \left(2\omega R + \frac{d(\omega R^2)}{dR}\right) t_D}, \quad (1)$$

где ρ — плотность молекулярного газа (в представлении облаков, «размазанных» по объему), c_r и c_φ — компоненты случайной скорости облаков, ω — угловая скорость вращения ГМО в Галактике, t_D — время между столкновениями (или прохождениями с гравитационным взаимодействием).

Предлагается гипотеза, что облака ускоряются при прохождении с гравитационным взаимодействием и замедляются при неупругих столкновениях. Соответствующее выражение для t_D подставляется в (1), и окончательно для коэффициента вязкости можно записать (M — масса одного ГМО):

$$\eta = 24 \sqrt{\frac{\pi}{3}} \frac{G^2 M}{v} \frac{\rho_*^2 R^2}{d(\omega R^2)/dR (\omega R + d(\omega R^2)/dR)} \quad (2)$$

(при выведении формулы (2) также учитывалось, что полная случайная скорость ГМО $v = \sqrt{c_r^2 + c_\varphi^2 + c_z^2}$, $c_\varphi^2 = c_r^2 \frac{d(\omega R^2)/dR}{2\omega R}$ и, несколько произвольно, $c_\varphi = c_z$).

Чтобы выразить η не через объемную, а через поверхностную плотность газа, вспомним, что толщина газового слоя в гравитационном поле звезд:

$$H = \frac{2c_s}{\sqrt{2\pi G\rho_*}} = \frac{v}{\sqrt{\pi G\rho_* \left(1 + \frac{\omega R}{d(\omega R^2)/dR}\right)}} \quad (3)$$

Записывая уравнение изменения углового момента с учетом вязкости и динамического трения и уравнение сохранения количества вещества, получим следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \sigma v_r R \cdot \frac{d(\omega R^2)}{dR} &= \frac{24 \pi G^{2.5} M}{\sqrt{3} v^2} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{\sqrt{\rho_*} R^5 d\omega/dR}{\left(\frac{d(\omega R^2)}{dR}\right)^2 \sqrt{1 + \frac{\omega R}{d(\omega R^2)/dR}}} \sigma^2 \right\} - \\ &- 4\pi \frac{G^2 M}{u^2} \rho_* R^2 \sigma; \quad (4) \\ \frac{\partial \sigma}{\partial t} &= -\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (\sigma v_r R); \end{aligned}$$

Результатам численного решения этой системы уравнений и посвящена данная статья. Краевые условия задавались из следующих соображений. Центральная часть диска вращается практически твердотельно. Поэтому на левой границе интервала, которая в разных моделях приходилась либо на $R_{\min} = 0.1$ кпк, либо на $R_{\min} = 0.2$ кпк, вязкость считалась нулевой (из-за множителя $d\omega/dR$, при твердотельном вращении обращающегося в нуль), а аналитическое выражение для радиального потока вещества, возникающего при твердотельном вращении под действием динамического трения, было взято из [3]. На внешней границе ставилось условие нулевого потока. В уравнениях (4) фигурирует масса параметров, которые нуж-

но задавать в согласии с разнообразными наблюдательными данными. Для аналитического приближения кривой вращения Галактики мы использовали две формулы:

$$\omega = 975 \frac{\text{км}}{\text{с кпк}} \cdot \left\{ \exp \left[- (R/0.47 \text{ кпк})^{1.5} \right] + \frac{0.132}{[1 + (R/5 \text{ кпк})]^{1.5}} \right\}, \quad (5)$$

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

Более подробное сравнение этих формул с наблюдательными данными можно найти в статье [1], а здесь мы ограничимся двумя замечаниями: в интервале расстояний от центра Галактики $3 \div 10$ кпк обе кривые хорошо согласуются друг с другом и с наблюдениями и могут считаться почти плоскими, а реальную кривую вращения вблизи центра Галактики, с максимумом линейной скорости на $R = 0.4$ кпк и минимумом на $R = 1.3$ кпк, описывает только формула (5) — формула (6) на этом участке неприменима.

Средняя масса ГМО M в [4] оценена в $5 \cdot 10^6 M_{\odot}$; в наших расчетах мы задавали ее равной $3 \cdot 10^5 M_{\odot}$. Надо отметить, что от величины средней массы ГМО зависит (прямо пропорционально) только скорость эволюции распределения плотности газа, но не соотношение вкладов в v_r со стороны вязкости и динамического трения: либо в оба слагаемых правой части первого уравнения (4) масса ГМО входит в одной и той же степени. Величину v (полная случайная скорость ГМО) мы, следуя [2], положили равной 10 км/с. Величина u , стоящая в минус второй степени во втором слагаемом, складывается из дисперсии скоростей звезд и дисперсии скоростей ГМО; поскольку дисперсия скоростей звезд существенно больше дисперсии скоростей ГМО, последней при задании величины u мы пренебрегаем; в качестве первого приближения мы положили дисперсию скоростей звезд диска Галактики $u = 30$ км/с и не зависящей от расстояния до центра Галактики. Плотность звезд в диске Галактики мы считали экспоненциально убывающей от центра: $\rho_*(R) = \rho_0 \exp(-R/5 \text{ кпк})$. ρ_0 вычисляется по значению ρ_* в окрестностях Солнца ($R_{\odot} = 10$ кпк), которое согласно модели Шмидта равно $0.15 M_{\odot}/\text{пк}^3$ [5]. Впрочем, в некоторых моделях мы также использовали из [6] распределение плотности звезд в Галактике с „дырой“ в центре, но, как выяснилось из расчетов, для наших целей эти два распределения идентичны.

3. *Результаты расчета.* На рис. 1а изображены результаты наших расчетов, полностью повторяющих расчеты [2]: та же кривая вращения Галактики (6), тот же механизм вязкости при искусственно зануленном члене, учитывающем динамическое трение. И результат качественно совпа-

дает с полученным в [2]: в распределении плотности ГМО по радиусу возникает кольцо. Правда, в [2] оно возникало на расстоянии 5—7 кпк от центра, а на рис. 1а это расстояние больше — 8—10 кпк от центра; и наблюдаемое кольцо в распределении молекулярного водорода в Галактике

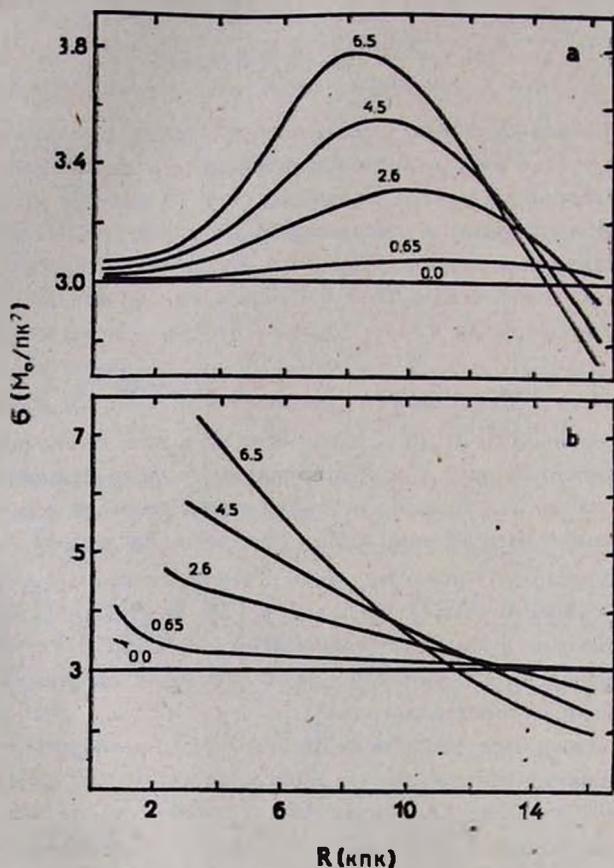


Рис. 1. Эволюция первоначально постоянного распределения плотности ГМО в Галактике при условии $u = \text{const}$ и кривой вращения (6): а — под действием вязкости; б — под действием вязкости и динамического трения. Числами обозначено время эволюции в млрд. лет.

на $R = 5.5$ кпк, которое и стремился объяснить Фукунага [2], моделью рис. 1а уже не аппроксимируешь. Причина этого расхождения будет объяснена ниже, при разборе влияния положения внешней границы диска на результаты расчетов. Основной качественный результат [2] — появление кольца при монотонном начальном распределении ГМО под действием одной лишь вязкости — мы подтверждаем. Однако как только мы начинаем

учитывать динамическое трение (рис. 1b), кольцо в распределении плотности молекулярного водорода исчезает: вклад динамического трения в радиальный дрейф облаков при данных значениях параметров почти на порядок превышает вклад вязкости, а динамическое трение при кривой вращения Галактики (6) и $u = \text{const}$ не нарушает монотонности начального распределения плотности ГМО (см. [1]).

Интересно также посмотреть, что происходит с этой моделью (кривая вращения (6), $u = \text{const}$, вязкость + динамическое трение) при кольцевом начальном распределении плотности (рис. 2). Поскольку скорость и

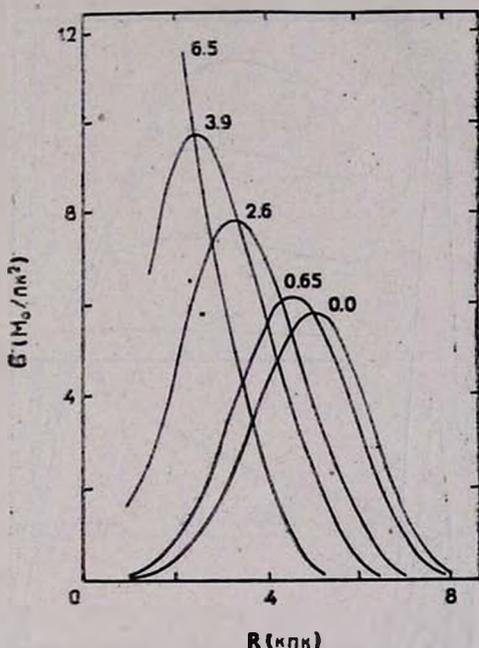


Рис. 2. Эволюция первоначально кольцевого распределения ГМО в Галактике при условии $u = \text{const}$ и кривой вращения (6) под действием вязкости и динамического трения. Числами обозначено время эволюции в млрд. лет.

направление радиального дрейфа облаков под действием вязкости зависит от профиля плотности $\sigma(R)$ в данный момент, изначально немонотонное распределение газа приводит к тому, что на внутренней стороне кольца вязкость и динамическое трение действуют в одну сторону, а на внешней — в разные. В результате максимум плотности двигается к центру несколько быстрее, чем на рис. 3с статья [1], внутренняя ветвь кольца становится все более крутой, а внешняя — все более пологой, поскольку на периферии облака практически не двигаются с места. После 4 млрд. лет эволюции мы все еще имеем ярко выраженное кольцевое распределение плотности ГМО

по радиусу с максимумом на расстоянии 2.5 кпк от центра. Но после 7 млрд. лет эволюции кольца уже не существует. Впрочем, на расстояниях, меньших 3 кпк от центра Галактики, кривая вращения (6) не является справедливой.

Если вместо идеализированной кривой вращения (6), не отражающей кинематику газа в Галактике при $R < 3$ кпк, подставить в первое из уравнений (4) кривую вращения (5), мы получим из монотонного начального профиля в результате эволюции сразу три concentрических кольца плотности ГМО (рис. 3). (Несколько более близкое к центру, чем на рис. 1а,

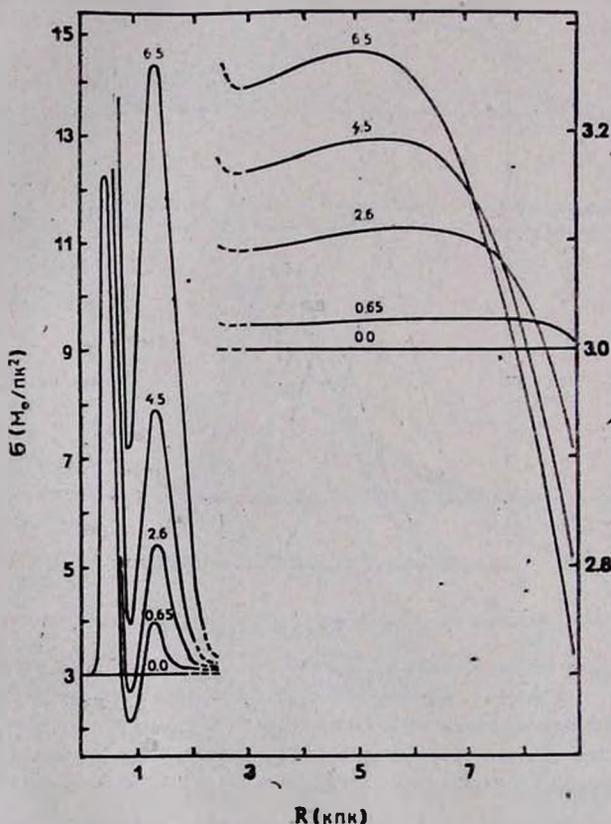


Рис. 3. Эволюция первоначально постоянного распределения плотности ГМО в Галактике при условии $u = \text{const}$ и кривой вращения (5) под действием вязкости. Числами обозначено время эволюции в млрд. лет. Край газового диска на $R_{\text{max}} = 10$ кпк.

положение внешнего кольца следует отнести за счет влияния краевого условия: при расчете этой модели мы были вынуждены расположить внешнюю границу диска на $R_{\text{max}} = 10$ кпк вместо $R_{\text{max}} = 20$ кпк). Интересной особенностью модели является то, что на расстоянии 0.6—1.7 кпк от центра

газ под действием вязкости дрейфует к периферии, то есть навстречу дрейфу ГМО, более далеких от центра Галактики. Неудивительно, что когда мы начинаем учитывать также и динамическое трение (рис. 4), под действием которого ГМО всегда теряют момент, на расстоянии 1 кпк от центра

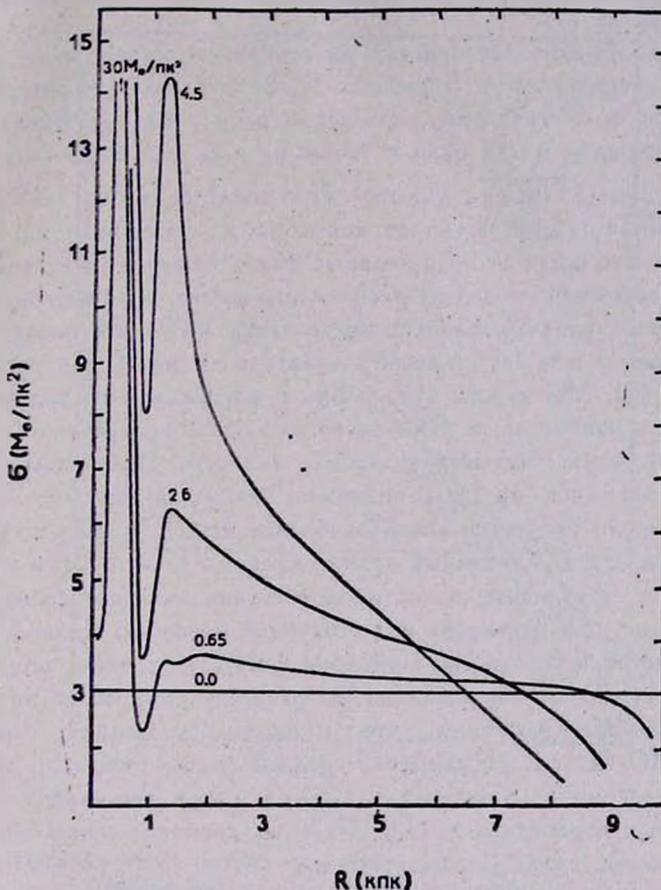


Рис. 4. Эволюция первоначально постоянного распределения плотности ГМО в Галактике при условии $u = \text{const}$ и кривой вращения (5) под действием вязкости и динамического трения. Числами обозначено время эволюции в млрд. лет. Край газового диска на $R_{\text{вн}} = 10$ кпк.

тра возникает нечто вроде ударной волны, облака начинают двигаться в радиальном направлении со скоростями порядка круговой, и уравнения (4) перестают быть справедливыми (примерно после 5 млрд. лет эволюции мы получаем $v_r > 0.1 v_\phi$ и прекращаем счет). Внешнее кольцо, так же, как и в случае рис. 1b, не возникает вовсе. Таким образом, получается, что если мы кроме вязкости учитываем еще и динамическое трение, при постоянных

по всему диску дисперсиях скоростей звезд и ГМО, кольцо в распределении плотности молекулярного водорода по радиусу на $R = 5-6$ кпк не возникает — влияние динамического трения на ГМО преобладает над вязкостью, а динамическое трение не нарушает монотонности начального распределения плотности ГМО на расстояниях больше 3 кпк от центра в рамках данной модели [1].

Однако допущение постоянства дисперсии скоростей звезд по всему диску вряд ли справедливо. В работах [7, 8] в результате поверхностной фотометрии Sc и Sb-галактик, видимых с ребра, было установлено, что толщина звездного диска одна и та же на всем его протяжении. А поскольку $H = 2u_* / \sqrt{2\pi G \rho_*}$, условие $H = \text{const}$ означает, что u_*^2 зависит от расстояния до центра так же, как и ρ_* , то есть возрастает к центру по экспоненте. Это чисто наблюдательный факт, однако в [7] утверждается, что он согласуется с моделью экспоненциального, изотермичного диска звезд. Эту чисто наблюдательную зависимость $u(R)$ мы внесли в наши модели. На рис. 5 и 6 изображены результаты расчетов для кривых вращения (6) и (5). Мы видим, что кольцо в распределении молекулярного водорода вновь появилось, и даже несколько более контрастное, чем было при $u = \text{const}$, когда учитывалась только вязкость. По числам на рис. 5 можно установить, что это стало возможно благодаря тому, что из-за увеличения дисперсии скоростей звезд в области $4 < R < 10$ кпк вклад динамического трения в радиальный дрейф облаков в этой области уменьшился и оравнялся со вкладом вязкости, то есть динамическое трение уже не замыкает кольца, возникающего под действием вязкости. Кольцо на рис. 5 весьма контрастно и спустя еще примерно 4 млрд. лет после конца нашего счета оно будет похоже на наблюдаемое распределение молекулярного водорода в Галактике (напомним, что скорость эволюции распределения плотности ГМО зависит от принятой средней массы облака, плотности звездного населения в окрестностях Солнца и еще нескольких столь же точно известных параметров и, следовательно, свободно может быть изменена в 2—4 раза).

На примере моделей с постоянной толщиной звездного диска проиллюстрируем влияние на модельный профиль плотности облаков H_2 краевых условий и формы кривой вращения. При решении нашего дифференциального уравнения мы ставим на внешней границе диска условие нулевого потока — наш газовый диск, таким образом, представляет собой замкнутую систему. Но тогда встает вопрос: а какой величины этот диск? Все наблюдения плотности H_2 в нашей Галактике относятся к областям, более близким к центру Галактики, чем Солнце. Известно, что при $R > 6$ кпк плотность H_2 падает с удалением от центра, но с какой скоростью продолжается это падение за $R = 10$ кпк и имеет ли (или имел ли в прошлом)

диск молекулярного газа резкий край — неизвестно. Тем более неизвестно, на каком расстоянии от центра Галактики этот край располагается, если он есть. Любое значение $R_{\max} \geq 10$ кпк представляется разумным. На рис. 6 мы видим, что если внешнюю границу диска разместить на 10 кпк, то после 6 млрд. лет эволюции максимум плотности H_2 будет приходиться на

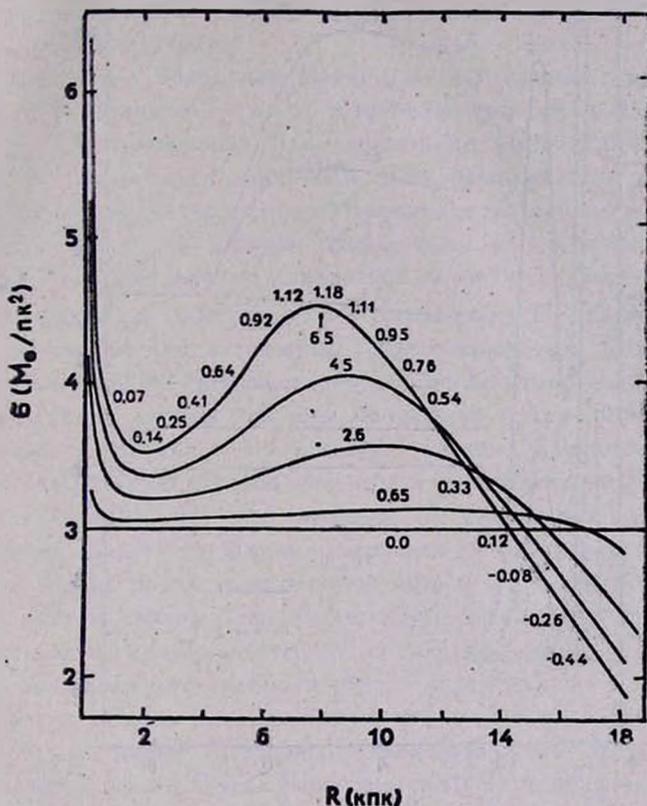


Рис. 5. Эволюция первоначально постоянного распределения плотности ГМО в Галактике при условии постоянной толщины звездного диска и кривой вращения (6) под действием вязкости и динамического трения. Числами обозначено время эволюции в млрд. лет. Для $T = 6.5$ млрд. лет вдоль профиля плотности проставлено отношение $v_{\text{г вязк}}/v_{\text{г дин. тр.}}$ для каждой данной точки.

4.5 кпк, а если на 20 кпк — то на 8 кпк. Поэтому совершенно не имеет оснований вывод Фукунага [2] о том, что в его расчетах максимум плотности H_2 получился на 5.5 кпк (в удивительном согласии с тем, что наблюдается в нашей Галактике) вследствие того, что на расстоянии 6 кпк от центра Галактика имеет плоский участок кривой вращения. Во-первых, конкретная кривая вращения, используемая в [2], а именно кривая (6),

далеко не плоская, в чем мы убедились, сопоставляя численный результат с результатами аналитических расчетов в статье [1]. А, во-вторых, положение максимума плотности H_2 на расстоянии 5.5 кпк от центра Галактики полностью определяется в его модели размещением границы газового диска на $R = 13.2$ кпк (??).

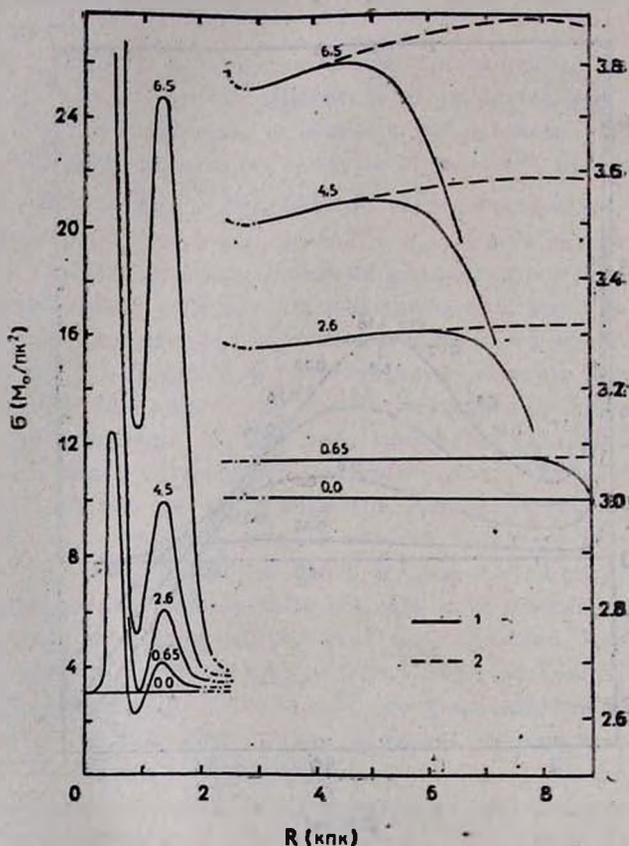


Рис. 6. Эволюция первоначально постоянного распределения плотности ГМО в Галактике при условии постоянной толщины звездного диска и кривой вращения (5) под действием вязкости и динамического трения: 1 — край газового диска находится на $R_{\text{max}} = 10$ кпк; 2 — край газового диска находится на $R_{\text{max}} = 20$ кпк. Числами обозначено время эволюции в млрд. лет.

Рассматривая рис. 5 и 6, отметим еще один факт. В расчетах, результаты которых изображены на рис. 6, использовалась кривая вращения (5). Эта кривая очень близка к кривой вращения (6) в интервале расстояний от центра Галактики 4—10 кпк: расхождение между кривыми нигде не превышает 10 км/с. И, тем не менее, сравнивая рис. 5 и 6, мы видим, что величина «горба» на рис. 6 гораздо меньше той, что получается с кри-

вой вращения (6). В этом смысле решение нашего уравнения оказалось неустойчивым относительно формы кривой вращения: небольшие изменения кривой вращения могут привести к значительным изменениям профиля плотности H_2 — а ведь мы пользуемся аналитическими приближениями наблюдательных данных!

В свете описанных выше результатов интересно обсудить имеющиеся в литературе наблюдательные данные по распределению молекулярного водорода в других галактиках.

Недавно вышел обзор наблюдений молекулярного газа в галактиках [9]. Для 25 спиральных галактик установлен тип крупномасштабного распределения H_2 — кольцевой или монотонно убывающий от центра. В табл. 1 перечислены эти галактики и даны некоторые их динамические и фотометрические характеристики. Максимальную скорость вращения мы даем по нескольким источникам, чтобы было видно, насколько уверенно она определяется для каждой конкретной галактики. Доля массы галактики, содержащаяся в сфероидальной составляющей, M_b/M_T , получена в [10] из модельной аппроксимации кривых вращения. Отношения светимости балджа к общей светимости галактики L_b/L_T мы взяли из [11].

Как видно из данных таблицы, в среднем кольцо молекулярного водорода имеют галактики с более ярким балджем. Именно на этом факте построили свою интерпретацию разницы в распределении H_2 в галактиках Янг и Сковилл [15]. По их мнению, в галактиках с кольцом H_2 газ из внутренних областей галактик исчерпался на образование звезд балджа. Результаты наших расчетов позволяют дать и чисто динамическую интерпретацию в этом случае. Наличие мощной сфероидальной составляющей увеличивает дисперсию скоростей звезд и, таким образом, приводит к подавлению динамического трения в центре галактики.

Однако из данных таблицы видно, что галактики первой и второй половины таблицы имеют примерно одинаковую долю сферической составляющей в общей массе. Тогда зависимость $u(R)$ у них должна быть одинаковой и, скорее всего, экспоненциально убывающей. Наши модели показывают, что при таком типе зависимости дисперсии скоростей звезд от расстояния до центра галактики и при параметрах ГМО и кривой вращения, характерных для нашей Галактики, должно образовываться кольцо молекулярного водорода. Нам нужно объяснить уже не наличие кольца H_2 у галактик первой половины таблицы, а отсутствие его у галактик второй половины. Из всех галактик, перечисленных во второй половине таблицы, дисперсия скоростей ГМО оценивалась только для IC 342 и NGC 6946 [15]. И в этих галактиках она оказалась по крайней мере в 2—3 раза выше, чем в нашей. Увеличение случайной скорости ГМО в 3 раза приведет к уменьшению вклада вязкости в радиальный дрейф облаков на порядок, и тогда даже экспоненциальное возрастание $u(R)$ к центру га-

Таблица 1

NGC	Тип	v_{\max} (км/с)			$\frac{L_b}{L_T}$ (%)	Доля массы в сф. сост. (%)
		[12, 13]	[10]	[14]		

Галактики, имеющие кольцо молекулярного водорода

Наша	Sb?		232		15—40	5.7
224	Sb	251	233		28—56	12.7
2841	Sb	316	273		7—24	13.9
7331	Sbc	251	227		52—81	7.8
Средние		273	241		38	10.0

Галактики с монотонно убывающим от центра распределением H_2

253	Sc	195			15	
598	Scd	105		103	2.4—5.4	0.89
891	Sb	209	212	225		10.0
1068	Sb	214				
2403	Scd	129	120	126		6.2
3627	Sb	182				
3628	Sbc	214				
4254	Sc	240			14	
4258	Sbc	214	187			7.7
4303	Sbc	162			13	
4321	Sbc	251			14	
4501	Sb	288			14—17	
4579	Sb	251			43	
5055	Sbc	219	199		19	19.0
5194	Sbc	117	203			6.5
5236	Sc	295	164		6	12.2
5457	Scd		194	202	2.3	4.7
6946	Scd	204		208	1.2—7.6	
IC 342	Scd		170	192	2.3—3.1	11.5
Средние		205	181	176	11	8.7

Галактики не смогут подавить динамическое трение по отношению к вязкости в интересующих нас областях галактики, и кольцо молекулярного водорода будет замигаться. Поскольку скорости вращения галактик второй половины таблицы относительно низки, эволюция под действием динамического трения будет происходить быстро (см. статью [1]), и кольцо исчезнет за время, меньшее времени жизни диска галактики.

Во всех наших моделях, дающих кольцевое распределение ГМО, лучевой контраст ($\sigma_{\max}/\sigma_{\min} \approx 1.3$) намного меньше реально наблюдаемого в Галактике ($\sigma_{\max}/\sigma_{\min} \approx 4$). Эту проблему удалось бы снять, если бы были найдены механизмы исчерпания газа на расстоянии 3 кпк от центра Галактики. Пока что ни расход водорода на звездообразование в балдже [15], ни выметание газа из-за больших, до 100 км/с, радиальных скоростей в этом месте (так называемый «расширяющийся трехкилопарсекковый рукав») не представляются убедительными механизмами удаления газа.

Отдельного рассмотрения заслуживает вопрос о молекулярном водороде в центре галактики. Из всех галактик первой половины таблицы только у нашей Галактики обнаружен молекулярный водород в центре (порядка нескольких единиц на $10^8 M_{\odot}$). Если мы обратимся к нашим моделям, то на рис. 6, соответствующем расчетам с реальной кривой вращения (5), увидим вблизи центра поверхностную плотность H_2 , совпадающую по порядку с тем, что наблюдается в нашей Галактике. В то же время для модели, изображенной на рис. 5 (кривая вращения (6)), интегральная масса газа, упавшего на центр галактики за 6.5 млрд. лет, равна $10^8 M_{\odot}$, то есть на два порядка меньше, чем наблюдается в нашей Галактике. В связи с этим можно предположить для галактик NGC 2841 и 7331 следующее объяснение отсутствия молекулярного водорода в центре: у них нет участков такого крутого уменьшения линейной скорости вращения с расстоянием от центра, как у нашей Галактики в районе $R \approx 1$ кпк, то есть для них даже в центре кривая вращения хорошо аппроксимируется формулой типа (6), и тогда ситуация соответствует модели рис. 5. У галактики M 31, правда, подобный участок есть, но в ней вообще мало молекулярного водорода.

Итак, численный расчет эволюции распределения ГМО в Галактике под действием вязкости и динамического трения о звезды показал, что, в принципе, в Галактике может образовываться кольцевое распределение ГМО за время порядка нескольких миллиардов лет. Однако контраст кольца, получаемого в расчетах, несколько меньше реально наблюдаемого; требуется какой-нибудь дополнительный механизм для удаления молекулярного газа на расстояниях 2—3 кпк от центра Галактики. Впрочем, даже небольшими изменениями кривой вращения (в пределах точности наблюдений) можно сильно увеличивать или уменьшать контраст кольца, так что не исключено, что требуемого контраста можно достигнуть и в рамках описанных выше моделей.

В заключение авторы выражают благодарность А. В. Засову за полезные обсуждения.

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга

ACCRETION OF GASEOUS DISKS OF GALAXIES. II. TAKING INTO ACCOUNT THE VISCOSITY EFFECT IN THE GIANT MOLECULAR CLOUDS DISK

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

The evolution of the giant molecular clouds distribution in galaxies caused by the dynamical friction in a stellar disk and by the collisionless viscosity is calculated. It has been shown that the summary effect of viscosity and dynamical friction can result in forming the ring-like distribution of giant molecular clouds in the Galaxy with the peak on the 6—7 kpc distance from the centre of the Galaxy after a few billion years.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. К. Сильченко, В. М. Липунов, *Астрофизика*, 26, 363, 1987.
2. М. Fukunaga, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 35, 173, 1983.
3. В. М. Липунов, *Астроф. ж.*, 59, 286, 1982.
4. P. M. Solomon, D. B. Sanders, N. Z. Scoville, *IAU Symp*, No. 84, 1979, p. 35.
5. M. Schmidt, *Galactic Structure*, eds. A. B. Blaauw, M. Schmidt, Univ. of Chicago Press, 1965.
6. J. Einasto, P. Tenjes, A. V. Barabanov, A. V. Zasov, *Astrophys. and Space Sci.*, 67, 31, 1980.
7. P. C. Van der Kruit, L. Searle, *Astron. and Astrophys.*, 95, 105, 1981.
8. P. C. Van der Kruit, L. Searle, *Astron. and Astrophys.*, 110, 61, 1982.
9. F. Verter, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 57, 261, 1985.
10. A. Bosma, *Astron. J.*, 86, 1825, 1981.
11. F. Simien, G. de Vaucouleurs, *Prepr. Univ. Texas, Austin*, 1985.
12. L. Bottinelli, L. Gouguenheim, G. Paturel, G. de Vaucouleurs, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 56, 381, 1984.
13. L. Bottinelli, L. Gouguenheim, G. Paturel, G. de Vaucouleurs, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 59, 43, 1985.
14. D. H. Rogstad, G. S. Shostak, *Astrophys. J.*, 176, 315, 1972.
15. J. S. Young, N. Scoville, *Astrophys. J.*, 258, 467, 1982.