

УДК: 524.52

О ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ КОЛЬЦЕОБРАЗНЫХ
ГАЗОВЫХ СТРУКТУР В ДИСКАХ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

К. И. УСОВИЧ

Поступила 18 августа 1987

Принята к печати 20 февраля 1988

Рассмотрена динамическая эволюция кольцевых сгущений межзвездной среды, которые могут образовываться в дисках спиральных галактик под действием вязкости «газа» малых облаков Н I. Получена оценка характерного времени действия вязкости в кольце, из которой следует несущественность этого эффекта для последующей эволюции кольца. Сделан вывод о гравитационной неустойчивости ансамбля облаков в кольце, которая может приводить к образованию «верхоблаков» межзвездного газа.

1. *Введение.* Как следует из наблюдений распределения СО в межзвездной среде (МЗС) спиральных галактик [1], так и из данных о распределении областей Н II [2], во многих случаях максимум концентрации газа достигается на расстоянии в несколько кпк от центра, и, таким образом, выделяется кольцеобразная область с повышенным содержанием молекулярных облаков. В Галактике, например, облака молекулярного водорода (МО) сосредоточены, главным образом, в кольце на расстоянии 4—8 кпк от центра, а также в центральной части внутри 1 кпк. К образованию осесимметричных газовых структур могут приводить различные динамические процессы в галактическом диске. Вместе с тем не исключено, что в ряде случаев наблюдаемая концентрация МО является следствием близости соседних спиральных рукавов друг к другу. Однако во всех случаях таким путем существование кольцеобразных структур объяснить нельзя, и в данной работе они рассматриваются как реальные образования, обусловленные динамическим взаимодействием облаков межзвездного газа.

Как установлено в [3], на характерных временах, значительно превышающих 10^7 лет, система облаков в Галактике может рассматриваться как «газ», частицами которого являются облака. Вязкость «газа» облаков Н I, вызывающая перенос углового момента в галактическом диске, согласно [4, 5] может быть причиной появления кольцеобразных конденсаций МЗС. Путем численного решения задачи о динамике «газа» облаков в:

поле гравитационного потенциала, обусловленного звездным компонентом диска (все облака считаются имеющими массу порядка $100 M_{\odot}$), было показано, что в первоначальном однородном газовом диске за время $(0.5 - 1.0) \cdot 10^9$ лет должны образоваться осесимметричные крупномасштабные уплотнения. Естественно ассоциировать эти уплотнения с наблюдаемыми в спиральных галактиках структурами. Заметим, что в [6, 7] рассматривалась аналогичная задача для гравитационно взаимодействующих гигантских МО ($M \approx (10^3 - 10^6) M_{\odot}$), и для них также получалась кольцевая структура. Однако вопрос о том, как образовались гигантские МО в Галактике, в [6, 7] не обсуждался, и задача об образовании наблюдаемой структуры МЗС тем самым оказывалась несамосогласованной. В образовании массивного облачного компонента МЗС важную роль может играть гравитационная неустойчивость в ансамбле малых облаков [5, 8].

Эволюция осесимметричных сгущений, состоящих из малых облаков, и, в частности, возможность образования там более крупных МО рассматривается в данной статье.

2. *Роль вязкости в эволюции кольца.* Выше отмечено, что вязкость должна вызывать перераспределение «газа» облаков в диске. Для того, чтобы выяснить ее роль в эволюции уже сформировавшегося кольца облаков, сделаем оценку характерного времени перераспределения плотности в «газе» облаков под действием вязкости.

Рассмотрим диск, состоящий из облаков II. Так как граничные условия практически не сказываются на образовании кольцевой структуры в диске [5], скорость радиального движения на внешней границе при $r = R$, $v_r(R)$, будем считать достаточно малой по сравнению со скоростью внутри диска, а нижнюю границу диска зафиксируем при $r = R_0$:

$$v_r(R) \lesssim \frac{v_r(r)}{10}, \quad v_r(R_0) = 0. \quad (1)$$

Масса диска M_g равна

$$M_g = 2\pi \int_{R_0}^R \sigma(r) \cdot r dr, \quad (2)$$

где $\sigma(r)$ — поверхностная плотность «газа» облаков. Дифференцируя (2) по t и используя уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\sigma \cdot r \cdot v_r), \quad (3)$$

при учете сохранения массы диска и выполнении условия (1) имеем:

$$\mathfrak{X}_g = 2\pi\sigma(R) \cdot v_r(R) \cdot R \cdot t_{\text{дин}}, \quad (4)$$

где $t_{\text{дин}}$ — характерное время радиальных перемещений в диске, вызванных перераспределением в нем углового момента. Оно вводится по формуле:

$$t_{\text{дин}}^{-1} = \frac{2\pi}{\mathfrak{X}_g} \int_{R_0}^R \sigma(r) \cdot v_r(r) \cdot r \cdot r^{-1} dr. \quad (5)$$

Запишем усредненное по диску выражение для характерного значения коэффициента сдвиговой динамической вязкости «газа» облаков:

$$\langle \eta \rangle = \frac{1}{3} \cdot \langle \sigma \rangle \cdot \langle l \rangle \cdot \langle c \rangle, \quad (6)$$

где c — дисперсия скоростей облаков, l — длина свободного пробега. Считая, что скорости радиальных движений «дозвуковые», т. е. $v_r(r) < c$, с учетом (1) и при выполнении критерия применимости приближения сплошной среды ($l \ll R$) можно принять:

$$\frac{\langle c \rangle}{v_r(R)} \cdot \frac{\langle l \rangle}{R} = k, \quad (7)$$

где k — порядка единицы. Из (4), (6) и (7) получим:

$$t_{\text{дин}} = k \cdot \frac{\langle \sigma \rangle}{\sigma(R)} \cdot \frac{\mathfrak{X}_g}{6\pi \langle \eta \rangle}. \quad (8)$$

Расчеты различных авторов (см., например, [6]) показывают, что величина $\langle \eta \rangle$ определяется законом вращения диска, значением $\langle c \rangle$ и для «газа» облаков Галактики должна находиться в интервале $10^{24} - 10^{25}$ г с⁻¹. Полагая в соответствии с результатами [5] $\sigma(R) = (2 - 3) \langle \sigma \rangle$ при использованных там значениях \mathfrak{X}_g и $\langle \eta \rangle$

$$\mathfrak{X}_g = 10^{43} \text{ г}, \quad \langle \eta \rangle = 4.5 \cdot 10^{24} \text{ г с}^{-1},$$

находим из формулы (8) при $k = 1$ $t_{\text{дин}} \simeq 10^9$ лет, что хорошо согласуется с данными численных расчетов. Формулу (8) можно использовать и для тонкой кольцеобразной области в диске, если в ней выполнены условия (1). Легко получить, что масса газа в кольце толщиной 500 пк, находящемся на $r = 5$ кпк от центра и имеющем среднюю плотность $\langle \sigma \text{ (кольцо)} \rangle = 2 \langle \sigma \rangle$, более, чем на порядок меньше массы диска. Поэтому характерное время перераспределения плотности в кольце оказывается близким к характерному времени между столкновениями с облаков Н1. В

таком случае для всего ансамбля облаков кольца эффекты вязкости не существенны и в дальнейшем исключаются из рассмотрения.

3. *Гравитационная неустойчивость и формирование массивных облаков.* Дифференциально вращающийся тонкий газовый диск гравитационно неустойчив, если выполнен критерий Тумре-Голдрейча-Линден-Белла для осесимметричных возмущений [9, 10]:

$$\sigma > \sigma_{кр} = \frac{\kappa \cdot c}{\pi \cdot G}, \quad (9)$$

где κ — эпитциклическая частота, σ — поверхностная плотность, G — постоянная гравитации. Учитывая зависимость κ от r [11] при наблюдаемом значении дисперсии скоростей облаков $\text{HI } c = 10 \text{ км/с}$, находим, что в Галактике

$$\sigma_{кр} = 1.1 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^2 \text{ при } r = 5 \text{ кпк, } \kappa = 73 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1},$$

$$\sigma_{кр} = 7.6 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2 \text{ при } r = 7 \text{ кпк, } \kappa = 49 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}.$$

Если для однородного диска принять в начальный момент значение $\sigma = 3.6 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2$ [5], локальное увеличение плотности в области на расстоянии 5—7 кпк от центра в 2—3 раза в результате перераспределения в диске углового момента за время $\leq 10^9$ лет [4, 5] может приводить к тому, что в этой области, согласно (9), возникнет гравитационная неустойчивость.

При выполнении критерия (9) оказываются неустойчивыми возмущения, длины волн λ которых лежат в интервале $(\lambda_{\min}, \lambda_{\max})$ [8], где

$$\lambda_{\min} \approx 1.8 \frac{c^2}{\pi \cdot G \cdot \sigma}, \quad \lambda_{\max} \approx 7.2 \frac{\pi \cdot G \cdot \sigma}{\kappa^2}. \quad (10)$$

При $\sigma = 8 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2$ и $\kappa = 49 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$ имеем $\lambda_{\min} \approx 0.4 \text{ кпк}$, $\lambda_{\max} \approx 1.5 \text{ кпк}$. Оба эти значения λ больше, чем характерные размеры гигантских МО, 100—150 пк, поэтому можно ожидать, что в результате неустойчивости формируются более крупные объекты. Характерное время обособления конфигураций масштаба λ есть

$$t_H \approx \left(\frac{2 \cdot \lambda}{\pi \cdot G \cdot \sigma} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Таким образом, быстрее нарастают возмущения меньших длин волн. При $\lambda = \lambda_{\min}$ $t_H = 4 \cdot 10^7$ лет. Величина гравитационно связанной массы оказывается порядка $\frac{1}{4} \pi \cdot \lambda_{\min}^2 \cdot \sigma = 3 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Это близко к характе-

риктикам областей HI в галактике NGC 6822 [12], обладающих массами $(3-5) \cdot 10^5 M_{\odot}$ и имеющих размеры порядка 500 пк. Подобные образования наблюдаются во многих спиральных галактиках, а их размеры и массы могут быть в несколько раз больше, чем приведенные. Данные области HI определяются авторами [13] как „сверхоблака“.

Критерий (9) получен в приближении тонкого диска. Кольцо же газа в диске по сути является крупномасштабным участком неоднородности с цилиндрической геометрией. Неустойчивость цилиндра рассматривалась в [14]. В соответствии с этой работой учет влияния неоднородности на величину ε , входящую в (9), можно произвести, следуя [13]:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \frac{B}{L}, \quad (12)$$

где B — характерный размер участка неоднородности, L — длина волны возмущения, σ_0 — плотность в кольце. Расчеты [5] дают для B значения порядка 500 пк. Поскольку наблюдаемые размеры кольцеобразных уплотнений МЗС того же порядка и сравнимы с длиной волны возмущения $L = \lambda_{\min}$, то в первом приближении применительно к кольцу можно использовать критерий для тонкого диска (9) со значением $\sigma = \sigma_0$.

4. *Об эволюции ансамбля облаков.* Формирующиеся указанным способом сверхоблака представляют собой совокупность сгустков, общий объем которых много меньше объема сверхоблака. Согласно [15] в процессе образования сверхоблаков с параметрами, соответствующими приведенным, в них выделяются ядра с массами $M = (1-3) \cdot 10^5 M_{\odot}$ и начальными радиусами 100—150 пк, постепенно превращающиеся в гигантские МО. Сформировавшиеся ядра сверхоблаков включаются в столкновительный процесс, что с одной стороны приводит к слиянию фрагментов, с другой — к торможению маломассивного компонента при столкновениях с массивным. Эффективность слияния в данном случае подтверждается численными расчетами элементарного акта столкновения [16]. Динамика процесса коалесценции в ансамбле облаков рассматривалась в [3]. В этой работе показано, что при средней плотности ансамбля, превышающей некоторую критическую, происходит «охлаждение» облачного «газа» до значений дисперсии скоростей $s \simeq (2-3)$ км/с. Если это так, то в соответствии с (9) значение σ_{cr} должно стать меньше и λ_{\min} будет порядка характерных размеров МО — 15—40 пк (с массами $10^4-10^5 M_{\odot}$). Согласно (11) время их образования $(1-2) \cdot 10^7$ лет.

Дальнейшая эволюция ансамбля облаков кольца должна определяться процессами обмена веществом и энергией между различными компо-

нениями МЗС [17]. В соответствии с предложенной указанными авторами моделью циклической эволюции шестикомпонентной МЗС, регулируемой вспышками сверхновых, в области молекулярного кольца должны будут происходить малоамплитудные периодические изменения числа массивных облаков с периодом $4 \cdot 10^7$ лет. Этот циклический процесс может продолжаться до тех пор, пока средняя плотность газа в кольце не станет ниже критической, вследствие стока массы на звездообразование. По данным [17] время процесса составит $\approx 1.3 \cdot 10^9$ лет, после чего эволюция МЗС происходит монотонно. В [17] не учитывался вклад вещества, поступающего в МЗС из звезд, поэтому приведенное значение характерного времени можно рассматривать лишь как оценку снизу.

Уточнение процесса формирования массивных газовых облаков в кольцеобразных уплотнениях МЗС требует с одной стороны решения двумерной газодинамической задачи о гравитационной неустойчивости в ансамбле, с другой — выяснения эффектов нелинейности в нарастании подобного типа неустойчивости. Исследование данных вопросов автор предполагает выполнить в дальнейшем.

Автор благодарен В. Г. Горбацикому за постановку задачи и полезные обсуждения.

Ленинградский государственный
университет

ON THE DYNAMICAL EVOLUTION OF RINGLIKE GASEOUS STRUCTURES IN DISCS OF SPIRAL GALAXIES

K. I. USOVICH

The dynamical evolution is considered for ringlike condensations of the interstellar medium that can be formed due to viscosity of "gas" of small clouds H_I. The role of viscosity in the process of subsequent evolution of the ring is estimated and it is found that the effect of viscosity may be neglected in this case. Gravitational instability of ensemble of clouds in ring is supposed to result in formation of "superclouds" of the interstellar gas.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. S. Young, In "Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies", D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1983, p. 49.
2. P. W. Hodges, R. C. Kennicutt, *Astrophys. J.*, 267, 563, 1983.
3. L. L. Cowie, *Astrophys. J.*, 236, 868, 1980.
4. В. Г. Горбацикий, В. М. Сербин, *Астрофизика*, 19, 79, 1983.

5. В. Г. Горбачкий, К. И. Усович, *Астрофизика*, 25, 125, 1986.
6. M. Fukunaga, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 35, 173, 1983.
7. M. Fukunaga, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 36, 417, 1984.
8. L. L. Cowie, *Astrophys. J.*, 245, 66, 1981.
9. A. Toomre, *Astrophys. J.*, 139, 1217, 1964.
10. P. Goldreich, D. Lynden-Bell, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 150, 7, 1965.
11. J. Ostriker, J. Caldwell, In "The Large-Scale Characteristics of the Galaxy", D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1978, 441.
12. S. T. Gottesman, J. Weltachew, *Astron. and Astrophys.*, 61, 523, 1977.
13. B. G. Elmegreen, D. M. Elmegreen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 203, 31, 1983.
14. S. Chandrasekhar, E. Fermi, *Astrophys. J.*, 118, 116, 1953.
15. И. Г. Колесник, *Кинемат. и физ. небес. тел.*, 3, № 6, 50, 1987.
16. J. C. Lattanzio, J. J. Monaghan, H. Pongracic, M. P. Schwarz, *Proc. Astron. Soc. Austral.*, 5, 495, 1984.
17. S. Ikeuchi, A. Habe, Y. D. Tanaka, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 207, 909, 1984.