

О РАЗВИТИИ КОНВЕКТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ГАЗОВОМ ДИСКЕ

С.В.Никонов, Л.С.Соловьев

Рассмотрен механизм образования спиральной структуры во вращающемся гравитирующем газовом диске, обусловленный нелинейным развитием конвективной неустойчивости, который может быть ответственным за происхождение спиральных галактик.

Развитие газодинамических неустойчивостей является, по-видимому, наиболее простым примером, иллюстрирующим идеи Пригожина¹ о роли процессов самоорганизации в различных физических явлениях. Следует заметить, что даже в случае сохранения энтропии развитие неустойчивости представляет собой необратимый процесс перехода системы из равновесного, но неустойчивого начального состояния в конечное под действием малых случайных возмущений. Естественно, обратный переход представляется физически невозможным. При этом диссипативным процессам отводится роль релаксации конечного состояния к новому динамическому равновесию.

1. Нелинейное развитие газодинамических неустойчивостей конвективного типа имеет ряд общих свойств², что позволяет с единой точки зрения интерпретировать разнообразные процессы самоорганизации в газовых и плазменных конфигурациях. Одной из характерных особенностей развития неустойчивости является образование узких "инверсных" слоев с концентрированными параметрами, которые формируются вдоль сепаратрисных поверхностей вихревых трубок собственных функций линейной задачи для поля скоростей. При наличии вращения образующиеся инверсные слои приобретают спиральную структуру с числом "рукавов", равным азимутальной моде m собственной функции. Возникающий таким образом спиральный узор (в частности, для $m = 2$) во многих чертах похож на спиральную галактику с перемычкой³.

В настоящей работе рассматривается образование спиральной структуры во вращающемся гравитирующем газовом диске, вследствие развития конвективной неустойчивости. Для описания динамики процесса используется система уравнений бездиссипативной газодинамики

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} = 0, \quad \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p - \rho \nabla \phi, \quad \frac{d}{dt} p \rho^{-\gamma} = 0. \quad (1)$$

В начальном стационарном состоянии гравитационное притяжение предполагается сбалансированным центробежной силой и силой теплового расталкивания

$$v_{\phi}^2 / r = p'(r) / \rho(r) + \phi'(r). \quad (2)$$

2. На линейной стадии развитие неустойчивости описывается системой линеаризованных уравнений (1), которые для возмущений $\sim \exp(i m \varphi + \omega t)$ в пренебрежении возмущением гравитационного поля сводятся к одному уравнению для функции $f(r) \sim r v_r / y$.

$$\left(\frac{\gamma p y^2}{rs} f' \right)' - \left\{ \frac{\rho y^2}{r} - \frac{2\rho v_{\phi}}{r^3} \left[(r v_{\phi})' - \frac{2m^2 v_{\phi} \gamma p}{\rho s r^2} \right] - \frac{p'}{\rho r} \left(\rho' - \frac{m^2 p'}{s r^2} \right) - \right. \\ \left. - \left[\frac{y^2}{rs} \left(p' - \frac{2m v_{\phi} \gamma p}{y r^2} \right) \right]' \right\} f = 0. \quad (3)$$

Здесь $y = \omega + m v_{\phi} / r$, $s = \gamma p m^2 / \rho r^2 - y^2$, γ – показатель адиабаты.

При $y \rightarrow 0$, согласно (3), имеем

$$\left(\frac{\rho y^2 r}{m^2} f'\right)' - \left\{ \frac{\rho y^2}{r} - \frac{p'}{\rho r} \left(\rho' - \frac{p'}{c_T^2} \right) \right\} f = 0, \quad (4)$$

где $c_T = \sqrt{\gamma p / \rho}$ — скорость звука. Из (4) следует локальный критерий конвективной устойчивости $p' N' < 0$, $N \equiv \rho r^{-\gamma}$.

В случае однородно вращающегося тонкого диска $v_\varphi = v_\varphi / r = \text{const}$ при политропной зависимости давления от плотности $\rho \rho^{-\gamma_0} = \text{const}$, $\gamma_0 = 3$, равновесные функции, удовлетворяющие уравнению (2), имеют вид

$$\rho = \rho_0 (1 - r^2/R^2)^{1/2}, \quad p = p_0 (1 - r^2/R^2)^{3/2}, \quad \phi' = v_0^2 r, \quad v_\varphi^2 = v_0^2 - 3p_0/\rho_0 R^2, \quad (5)$$

где $v_0^2 = \pi^2 G \sigma_0 / 2R$, $\sigma = \rho h$ — поверхностная плотность, R — радиус диска.

Равновесная конфигурация (5) конвективно неустойчива при $\gamma < \gamma_0 = 3$. Оценки инкрементов развития неустойчивости можно получить из уравнения (4), которое для стационарного состояния (5) записывается в виде

$$x (\sqrt{1-x^2} x f')' - (m^2 \sqrt{1-x^2} - \kappa x^2 / \sqrt{1-x^2}) f = 0, \quad (6)$$

где $x = r/R$, $\kappa = 3m^2 c_{T_0}^2 (1 - 3/\gamma) / \gamma R^2 y^2$. Решая (6) вариационным методом при пробных функциях $f_m = x^m (1 - x^2)$, получаем следующее выражение для частоты

$$\omega = -m v_\varphi \pm i \sqrt{3/2} \gamma \sqrt{(3/\gamma - 1)} \Lambda_m^{\sqrt{}} c_{T_0} / R, \quad (7)$$

где параметр $\Lambda_m \approx 0,3; 0,8; 0,5$ соответственно для $m = 1; 2; 3$.

3. Полная система уравнений (1) решалась численно в области $0 \leq r \leq 1, 0 \leq \varphi \leq 2\pi$ с граничным условием $v_r(R, \varphi) = 0$ при допущении о неизменности гравитационного потенциала ϕ . Начальной являлась равновесная конфигурация (5). Начальное возмущение скорости, удовлетворяющее условию $\text{div } v = 0$, задавалось функцией тока $\psi = \lambda r^m (1 - r^2) \sin m\varphi$; расчеты проведены для $\lambda = 0,1, \gamma = 5/3, v_0 = 2, \rho_0 = 1, p_0 = 1, R = 1$.

На рис. 1 приведена зависимость от времени кинетической энергии радиального движения $E_r = \frac{1}{2} \int \rho v_r^2 dV$ для $m = 2$ и $m = 3$. Скорость роста величины E_r при развитии неустойчивости находится в качественном согласии с результатами линейной теории. За время $\tau = \sqrt{p_0 / \rho_0} t / R \approx 5$ функции $E_r(t)$ достигают максимума и затем спадают.

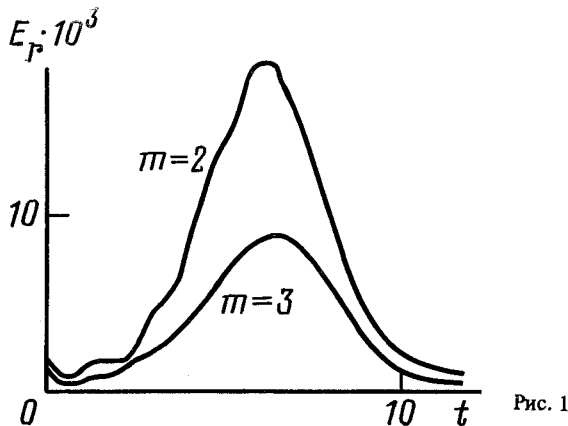


Рис. 1

Эволюция вмороженных в вещество изэнтропических линий $N = \text{const}$ для второй ($m = 2$) и третьей ($m = 3$) моды показана на рис. 2 и 3 соответственно. При $t = 0$ эти кривые представляют концентрические окружности радиусов $r_1 = 0,2, r_2 = 0,3$ (для $m = 2$), $r_2 = 0,4$ (для $m = 3$) и $r_3 = 0,8$. Видно, что в процессе эволюции внутренние высокотемпературные слои газа преобразуются в спиральные рукава. В целом конвективный характер развития не-

устойчивости проявляется в том, что внутренние слои выносятся наружу, а наружные затекают внутрь. При этом, в отсутствие диссипаций, сохраняется топология линий постоянного уровня замороженной функции $N(r, \varphi)$, что с необходимостью приводит к формированию узких инверсных слоев. В результате развития неустойчивости конфигурация в среднем, за исключением инверсных слоев, выходит на границу области устойчивости, характеризующуюся постоянной энтропией ($N = \text{const}$).

4. Результаты настоящей работы показывают, что предложенный механизм можно рассматривать в качестве модели образования спиральной структуры галактик во вращающемся догалактическом газовом диске вследствие развития конвективной неустойчивости. В отличие от популярной в настоящее время концепции "волн плотности" ⁵⁻⁷, возникновение спиральной структуры, с нашей точки зрения, есть одноразовый процесс развития неустойчивости в догалактическом газовом облаке. Последующее преимущественное образование звезд в окрестности центральной области, в перемычке и в рукавах обусловлено более высокой концентрацией плотности и температуры газа в этих областях. Необходимым условием возникновения и интенсивного развития конвективной неустойчивости является достаточно быстрое убывание энтропии от центра к периферии, которое достигается в процессе первоначального гравитационного сжатия газового диска. Вращение диска приводит к закручиванию ветвей и образованию

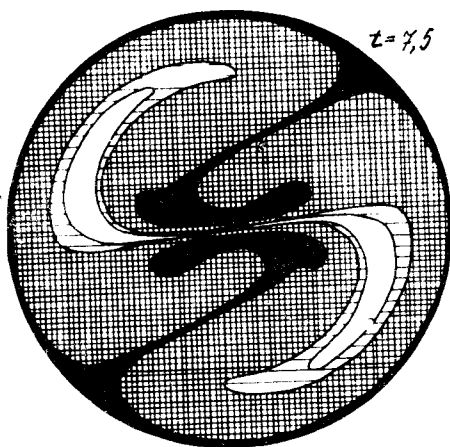


Рис. 2

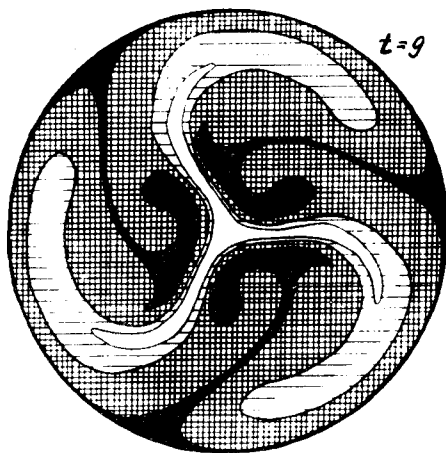


Рис. 3

характерного вращающегося спирального узора с отстающими ветвями. При развитии неустойчивости расходуется гравитационная и тепловая энергия газового облака. Исчерпав запасы "неустойчивой" энергии, система переходит в новое квазистационарное состояние с почти постоянной энтропией, за исключением узких инверсных слоев, которые и представляют собой будущие рукава спиральной галактики.

Предлагаемая гипотеза не претендует на полное и детальное объяснение ряда особенностей наблюдаемых спиральных галактик. Однако при объяснении происхождения спиральной структуры она использует минимальное количество предположений. Близкой аналогией к рассматриваемому механизму является вспышка Сверхновой ⁸, также наиболее естественно объясняемая развитием *двумерной конвективной неустойчивости*.

Авторы весьма признательны Л.П.Феоктистову и М.А.Власову за полезные дискуссии.

Литература

1. Пригожин И. От существующего к возникающему. М.: Наука, 1985.
2. Зуева Н.М., Соловьев Л.С. Препринты ИАЭ им. И.В.Курчатова №№ 3290/1, 3300/1, 3289/6 М.: 1980.

3. Гуревич Л.Э., Чернин А.Д. Происхождение галактик и звезд. М.: Наука, 1983.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1954.
5. Lindblad O.V. Stockholm Obs. Ann., 1941, в.13, № 10.
6. Lin C.C., Shu F.H. Astrophys. Journal, 1964, 140, 646.
7. Морозов А.Г., Незлин М.В., Снежкин Е.Н., Фридман А.М. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 504.
8. Зуева Н.М., Михайлова М.С., Соловьев Л.С. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, 165.

Всесоюзный электротехнический институт
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию
3 июля 1986 г.