

УДК: 524.3—52

ФОРМИРОВАНИЕ СТАЦИОНАРНОЙ ВОЛНЫ
ИНДУЦИРОВАННОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

В. И. КОРЧАГИН, А. Д. РЯБЦЕВ

Поступила 15 февраля 1988

Принята к печати 20 июня 1988

Рассмотрен процесс распространения звездообразования в рамках модели, учитывающей нелокальное воздействие звезд на межзвездную среду и конечное время эволюции «протозвезд». Распространение звездообразования возможно, если плотность межзвездной среды превышает некоторое критическое значение. В этом случае эволюция начального локализованного возмущения приводит к формированию стационарной бегущей волны звездообразования. Скорость волны находится в приемлемом согласии с наблюдениями.

1. *Введение.* В последние годы получены многочисленные наблюдательные данные, подтверждающие, что звездообразование в галактиках носит самораспространяющийся характер. Идея индуцированного рождения звезд была высказана еще в 50-е годы [1], однако только в последнее время становится понятным, что индуцированное рождение звезд лежит в основе многих глобальных процессов в галактиках, таких, как вспышки звездообразования [2, 3], образование звездных ассоциаций и комплексов [4], спиральных ветвей флоккулентных спиральных галактик [5].

Теоретическое описание индуцированного звездообразования было связано с проведением численных экспериментов [5]. Механизм распространения звездообразования в этих экспериментах не связан с диффузией звезд или газа, а обусловлен нелокальным воздействием звезд на облака. Такой процесс, отражающий основные черты индуцированного звездообразования в реальных системах, положен в основу аналитического описания индуцированного самораспространяющегося звездообразования, предложенного в работах [6, 7]. В этих работах показано, что распространение звездообразования в звездно-облачных системах носит волновой характер и получены нетривиальные пространственные структуры — стационарные одномерные волны звездообразования*.

* Одномерные волны звездообразования в рамках диффузионной модели были рассмотрены Щекиновым [8]. Как показано ниже, диффузионное приближение следует из наших уравнений как предельный случай.

В настоящей работе рассмотрен процесс установления нелинейных волн звездообразования в звездно-облачных системах. Линейный анализ неустойчивости межзвездной среды, проведенный в разделе 3, позволил установить критическую плотность межзвездной среды, ниже которой процесс распространения волн звездообразования невозможен. В разделе 4 приведены результаты численного исследования волн звездообразования, а в разделе 5 полученные решения сопоставляются с наблюдениями.

2. Основные уравнения. В работе [7] предложена система уравнений, описывающая распространение звездообразования, связанное с нелокальным воздействием звезд на межзвездную среду. Уравнения баланса массы звездно-облачной системы имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s}{\partial t} &= -\bar{r}s + ac(\bar{x}, t - T) \int d\bar{x}' f(\bar{x} - \bar{x}') s(\bar{x}', t - T), \\ \frac{\partial c}{\partial t} &= -ac(\bar{x}, t) \int d\bar{x}' f(\bar{x} - \bar{x}') s(\bar{x}', t). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь s , c — плотности «активных» звезд и межзвездной среды, функция f модельно описывает нелокальность воздействия звезд на облака. Функция f обращается в нуль, если $|\bar{x} - \bar{x}'|$ превышает некоторый радиус «влияния» L . Член $-\bar{r}s$ в первом уравнении есть темп убыли звезд. Интегральные слагаемые в правых частях дают темп прироста массивных звезд из межзвездной среды, подвергшейся влиянию звезд время T назад, и темп превращения в протозвезды облачной среды.

Модель (1) приводит к распространению звездообразования, не связанному с движениями звезд или облаков. Распространение рождения звезд в модели (1) не является, таким образом, диффузионным. Тем не менее, из системы уравнений (1) может быть получено уравнение диффузионного типа в приближении, когда радиус «влияния» L значительно меньше характерного масштаба изменения плотностей облаков и звезд. В этом случае выражение для темпа прироста молодых звезд может быть аппроксимировано следующим образом:

$$\begin{aligned} ac(\bar{x}) \int d\bar{x}' f(\bar{x} - \bar{x}') \left\{ s(\bar{x}) - (x_i - x'_i) \frac{\partial s(\bar{x})}{\partial x_i} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} (x_i - x'_i)(x_j - x'_j) \frac{\partial^2 s(\bar{x})}{\partial x_i \partial x_j} \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Не ограничивая общности, примем условие нормировки $\int f(x) dx = 1$.

В одномерном случае выберем функцию влияния в виде

$$f(x) = \begin{cases} 1/2L, & |x| < L, \\ 0, & |x| > L. \end{cases} \quad (3)$$

Задание функции f позволяет выполнить интегрирование в выражении (2).

Если пренебречь убылью звезд, то плотность межзвездной среды можно исключить из системы (1). Пренебрегая также запаздыванием, приходим к нелинейному уравнению диффузии:

$$\frac{\partial s(x,t)}{\partial t} = a [c_0 - s(x,t)] \left[s(x,t) - D \frac{\partial^2 s(x,t)}{\partial t^2} \right]. \quad (4)$$

Здесь $D = L^2/6, c_0$ — невозмущенная плотность облачного компонента. Уравнение (4) совпадает с постулированным при описании распространения звездообразования в работе [8] с точностью до введенного в этой работе квадратичного по s члена.

Уравнение, аналогичное (4) может быть записано также и в многомерном случае, если функция влияния обладает сферической симметрией: $f(\bar{x}) = f(|\bar{x}|)$. В этом случае вторая производная в (4) заменяется на оператор Лапласа, а коэффициент D имеет вид

$$D = \frac{1}{2n} \int d\bar{x} |\bar{x}|^2 f(\bar{x}), \quad (5)$$

где n — размерность пространства.

Ниже мы будем рассматривать распространение звездообразования, не прибегая к диффузионному приближению (4).

3. Линейная теория. Рассмотрим процесс звездообразования в одномерном случае с функцией «влияния» вида (3). Примем за единицу времени время запаздывания T , за единицу длины масштаб влияния L , за единицу плотности — невозмущенную плотность облачного компонента c_0 . Тогда уравнения (1) в безразмерной форме принимают вид:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -rs + \frac{1}{2} ac(x, t-1) \int_{x-1}^{x+1} dx' s(x', t-1), \quad (6)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\frac{1}{2} ac(x, t) \int_{x-1}^{x+1} dx' s(x', t).$$

где $a = ac_0 T$, $r = \tilde{r} T$. Система (6) имеет положение равновесия $s = 0$, $c = 1$. Линеаризуя уравнения (6) около этого положения равновесия, получаем:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -rs + \frac{1}{2} a \int_{x-1}^{x+1} dx' s(x', t-1), \tag{7}$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\frac{1}{2} a \int_{x-1}^{x+1} dx' s(x', t).$$

Для возмущений вида $e^{\lambda t + ikx}$ из (7) следует дисперсионное соотношение:

$$\lambda + r = a \frac{\sin k}{k} e^{-\lambda}. \tag{8}$$

Уравнение (8) имеет счетное множество комплексных решений [9]. Покажем, что наиболее неустойчивая мода соответствует чисто вещественному решению уравнения (8). Представляя λ в виде $\lambda = \gamma + i\omega$, и отделяя действительную и мнимую части, получим:

$$\gamma + r = a \frac{\sin k}{k} \cos \omega e^{-\gamma}, \tag{9}$$

$$\omega = -a \frac{\sin k}{k} \sin \omega e^{-\gamma}. \tag{10}$$

Будем рассматривать только достаточно малые k , для которых $\sin k/k > 0$. Это условие означает, что мы рассматриваем возмущения с длиной волны большей $2L$. Пусть $\lambda_0 = \gamma_0$ — чисто вещественное решение уравнения (8), а $\lambda_1 = \gamma_1 + i\omega_1$ — комплексное решение, удовлетворяющее уравнениям (9), (10). Тогда $\gamma_0 > \gamma_1$. Действительно, если γ (β) есть вещественный корень уравнения $\gamma + r = \beta e^{-\gamma}$, то $d\gamma/d\beta > 0$, по крайней мере для неотрицательных β . Это означает, что $\gamma(\beta_1) > \gamma(\beta_2)$ при $\beta_1 > \beta_2$. Отсюда следует, что

$$\gamma_0 = \gamma\left(a \frac{\sin k}{k}\right) > \gamma_1 = \gamma\left(a \frac{\sin k}{k} \cos \omega_1\right).$$

Таким образом, граница устойчивости уравнения (8) определяется условием $\lambda = 0$ или

$$r = a \frac{\sin k}{k}.$$

Так как $\sin k/k \leq 1$, то при $\alpha < r$ все моды устойчивы. При $\alpha > r$ появляются неустойчивые моды, соответствующие тем значениям k , для которых $\alpha \sin k/k > r$, причем максимальный инкремент имеют самые длинноволновые возмущения. Критерий неустойчивости позволяет определить критическую плотность межзвездной среды, выше которой идет лавинообразный процесс рождения звезд:

$$c_0 > \tilde{r}/\alpha. \quad (11)$$

Возникновение неустойчивости можно понять следующим образом: если плотность превышает критическую, темп рождения звезд превышает темп их гибели и число звезд экспоненциально растет. В противном случае темп гибели преобладает, и система приходит в состояние, в котором отсутствуют звезды. Сходная ситуация имеет место в цепных химических реакциях.

Приближенное выражение для инкремента легко записать вблизи границы устойчивости, когда $\alpha \sin k/k - r \ll 1$. Разлагая экспоненциальный множитель в (8), получаем:

$$\lambda = \left(\alpha \frac{\sin k}{k} - r \right) / \left(1 + \alpha \frac{\sin k}{k} \right). \quad (12)$$

При дальнейшем возрастании α появляются дополнительные неустойчивые ветви, связанные с комплексными решениями уравнения (8). Условие, определяющее границы устойчивости комплексных ветвей, получим, положив $\gamma = 0$ в уравнениях (9), (10):

$$r = \alpha \frac{\sin k}{k} \cos \omega, \quad (13)$$

$$\omega = -\alpha \frac{\sin k}{k} \sin \omega. \quad (14)$$

При $kr/\alpha \sin k \ll 1$ выразим ω из уравнения (13). Получим, что не противоречащее (14) решение имеет вид:

$$\omega_n = 2\pi n - \frac{\pi}{2} + \frac{r}{\alpha} \frac{k}{\sin k}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (15)$$

Подставляя (15) в (14), получаем, что неустойчивость имеет место при

$$\alpha \frac{\sin k}{k} > \left(2\pi n - \frac{\pi}{2} \right) + r / \left(2\pi n - \frac{\pi}{2} \right). \quad (16)$$

Таким образом, если выполнено условие (16) и $\alpha \sin k/k \gg r$, неустойчивыми оказываются одна вещественная и n комплексных ветвей. В частно-

сти, при малых r первая неустойчивая комплексная мода появляется при $\alpha > \frac{3\pi}{2}$.

4. *Нелинейная стадия развития неустойчивости.* Формирование нелинейной стационарной волны звездообразования исследовалось численно. В начальный момент времени задавалось локализованное возмущение малой амплитуды. В соответствии с результатом линейной теории при $\alpha < r$ равновесное состояние, в котором отсутствуют звезды, устойчиво. При $\alpha > r$ формируется стационарная волна звездообразования. Параметры и форма волны не зависят от конкретного вида начальных возмущений. Интересен процесс установления нелинейной волны. Движение волны как целого начинается лишь на нелинейной стадии, после того, как амплитуда возмущения достигнет значения, примерно равного амплитуде стационарной волны (рис. 1). Значение скорости и амплитуды волны определяется темпом индуцированного рождения звезд: с увеличением α амплитуда и

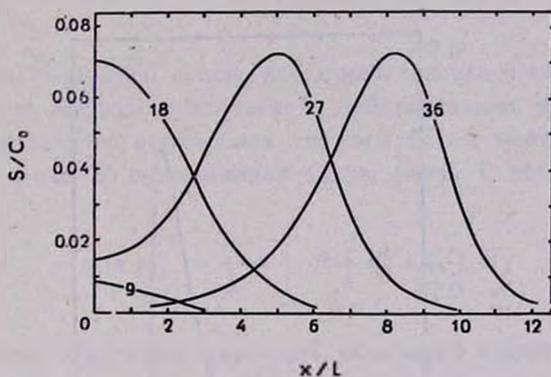


Рис. 1. Рост и распространение волны звездообразования. Время в единицах T . $\alpha = 1.9, r = 1$.

скорость волны растут (рис. 2). В работе [7] получено аналитическое решение системы (1), описывающее нелинейную стационарную волну звездообразования в приближении, когда ее амплитуда мала:

$$s(\xi) = \frac{(\alpha - r)^2}{2(1 + \alpha)\alpha r} \left\{ \text{ch} \left[\frac{\alpha - r}{2(1 + \alpha)} \cdot \frac{\xi}{u} \right] \right\}^{-2}, \quad (17)$$

где $\xi = x - ut$, u — скорость волны. Сопоставление результатов численного счета с аналитическим решением (17), проведенное на рис. 2, показывает хорошее согласие результатов при $r \sim 1$ и не слишком больших α . При $\alpha \gg 1$, когда велик темп индуцированного звездообразования, формируется сильно нелинейная волна с крутым передним фронтом (рис. 3), а ее скорость приближается к предельному значению L/T .

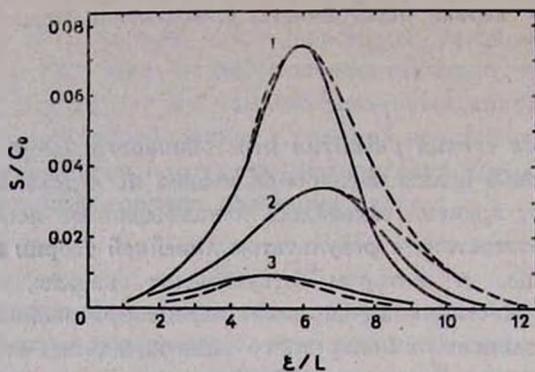


Рис. 2. Сравнение формы установившейся волны, полученной численным интегрированием системы (1), с аналитическим решением при следующих значениях параметров: кривая 1 — $\alpha = 1.9$, $r = 1$; кривая 2 — $\alpha = 1.5$, $r = 1$; кривая 3 — $\alpha = 1.2$, $r = 1$. Пунктиром показаны соответствующие аналитические решения для значений скорости, взятых из численного счета ($u = 0.33, 0.27, 0.07$).

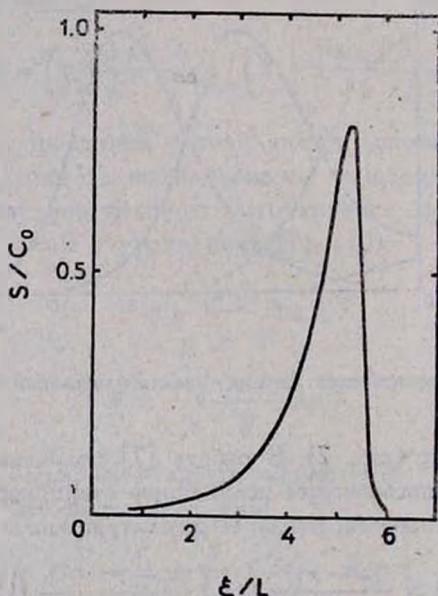


Рис. 3. Сильно великая волна, формирующаяся при высоком темпе индуцированного звездообразования: $\alpha = 100$, $r = 1$. Скорость $u = 0.95$ близка к предельному значению.

На рис. 4 показан профиль установившейся волны звездообразования, когда время жизни массивных звезд велико по сравнению с временем распространения волны в системе. В этом случае волна имеет вид «ступень-

ки», движущейся с постоянной скоростью. Концентрация звезд быстро нарастает на фронте волны и затем плавно уменьшается вследствие смерти звезд. В результате за фронтом волны остаются массивные звезды с градиентом возрастов.

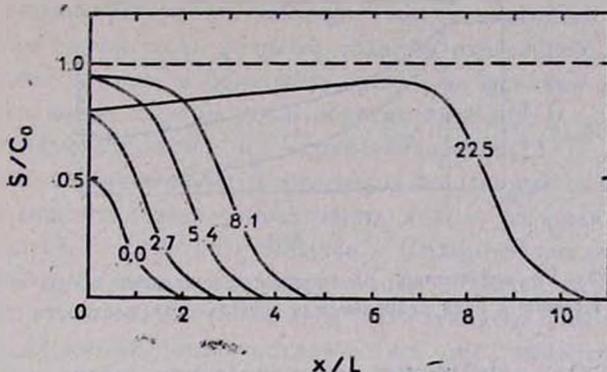


Рис. 4. Формирование волны звездообразования при низком темпе «смерти» звезд: $\alpha = 1, r = 0.01$.

Плотность межзвездной среды, остающейся после прохождения волны звездообразования, меньше критической. Действительно, интегрируя уравнение баланса облачного компонента системы (1) и учитывая, что плотность облачной среды до прохождения волны равна 1, получаем:

$$-u \ln c_{\text{ост}} = \frac{1}{2} \alpha \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_{\xi-1}^{\xi+1} d\xi' s(\xi'). \quad (18)$$

С другой стороны, остаточная плотность облачного компонента определяется количеством звезд, превратившихся в звездные остатки при прохождении волны:

$$c_{\text{ост}} = 1 - \frac{r}{u} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi' s(\xi'). \quad (19)$$

Из (18) и (19) следует алгебраическое уравнение для остаточной плотности:

$$\ln c_{\text{ост}} = \frac{\alpha}{r} (c_{\text{ост}} - 1). \quad (20)$$

Уравнение (20) показывает, что остаточная плотность газа меньше критической (рис. 5). Этот результат подтверждается также численным расчетом.

5. *Обсуждение результатов.* Как показано выше, в системах с индуцированным звездообразованием возникают стационарные волны. Такой процесс возможен, если плотность межзвездной среды превышает

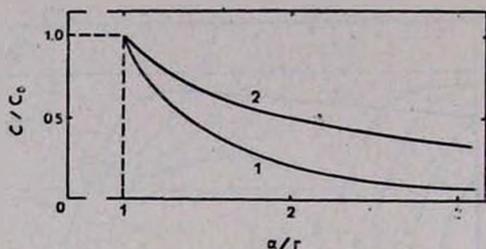


Рис. 5. Кривая 1 — остаточная плотность межзвездной среды в зависимости от отношения α/r . Кривая 2 есть безразмерная критическая плотность.

шает критическую. Численное интегрирование уравнений (1) позволяет проследить за установлением стационарной волны, а также определить ее скорость. Сопоставим полученные результаты с наблюдениями областей распространяющегося звездообразования. Одним из наиболее ярких наблюдательных проявлений распространяющегося звездообразования является область LMC4 в БМО и связанное с ней звездное скопление Шепли III [10]. Распределение звезд по возрастам (рис. 6) явно свиде-

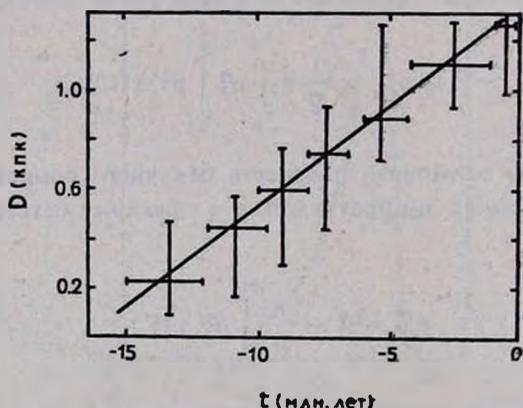


Рис. 6. Связь возрастов различных групп звездного населения скопления Шепли III с линейными размерами занимаемых ими областей (10). Самые молодые звезды находятся на периферии комплекса.

тельствуется здесь о наличии распространяющейся волны звездообразования. Звездообразование в этой области БМО началось приблизительно 15 млн. лет назад и распространяется с постоянной скоростью 36 км/с. Картина распространения звездообразования в области LMC4 сходна с

распространением волны в случае, изображенном на рис. 4, когда убыль звезд еще не играет существенной роли. В обоих случаях результатом прохождения волны звездообразования является образование молодых звезд с градиентом возрастов.

Волна звездообразования, имеющая вид уединенного импульса, реализуется в том случае, если размеры области, охваченной звездообразованием, достаточно велики, и массивные звезды за фронтом волны успевают завершить эволюцию. В этой связи обратим внимание на недавние наблюдательные данные Эплтона и Страк—Марселла [11]. Авторы работы [11] показали, что оптические и инфракрасные данные свидетельствуют о когерентных вспышках звездообразования в кольцах ряда кольцевых галактик в масштабах ≥ 10 кпк. Эплтон и Страк—Марселл интерпретируют появление гигантских скоррелированных областей звездообразования как результат столкновения галактик и последующего возникновения кольцевой волны плотности. Представляется все же маловероятным, чтобы столкновения галактик в таком большом числе случаев приводили к появлению симметричных кольцевых волн плотности. Более естественно рассматривать кольцевые структуры повышенного звездообразования как проявление кольцевой волны звездообразования, распространяющейся от центральных областей галактики к ее периферии в достаточно богатом газом галактическом диске.

Оценим скорость распространения волны звездообразования. Скорость волны определяется двумя параметрами: радиусом влияния L и временем запаздывания T (временем, через которое в облаке, подвергшемся влиянию соседних звезд, образуются новые звезды). В работе Клейна и др. [12] рассматривалось индуцированное звездообразование внутри звездных подгрупп и было показано, что в газовом облаке, подверженном влиянию звездного ветра двух O -звезд на расстоянии $L \sim 1$ пк весьма быстро (за $3 \cdot 10^4$ лет) создаются условия для рождения новых прото-звезд. При таких значениях параметров скорость распространения волны в варианте, изображенном на рис. 4, составляет $u \frac{L}{T} \approx 10$ км/с. Эта величина согласуется со скоростью распространения звездообразования в комплексе W 51, [13], но в 3—4 раза ниже наблюдаемой скорости в комплексе LMC4. Следует, однако, учитывать, что масштаб влияния может быть в несколько раз больше для более массивных звезд, а также для тесных групп звезд, действие которых оказывается когерентным, что приводит к соответствующему увеличению скорости волны звездообразования.

DEVELOPMENT OF STATIONARY WAVES OF
INDUCED STAR FORMATION

V. I. KORCHAGIN, A. D. RYABTSEV

The process of self-propagating star formation is considered in the framework of a model including nonlocal influence of stars on interstellar medium and the finite time of evolution of „protostars“. The propagation of star formation occurs if the gas density exceeds a certain critical value. In this case the evolution of a primordial perturbation leads to the development of a stationary propagating wave of star formation. Velocity of the wave is in a reasonable agreement with observations.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Öpik, *Ir., Astron. J.*, 2, 219, 1953.
2. G. Bodtjes, C. de Loore, *Astron. and Astrophys.*, 142, 297, 1985.
3. V. I. Korchagin, P. I. Korchagin, A. D. Ryabtsev, *Astrophys. and Space Sci.*, 141, 55, 1988.
4. Ю. Н. Ефремов, *Итоги науки и техн. ВИНТИ, Астрон.*, 27, 102, 1985.
5. P. E. Setden, H. Gerola, *Fundam. Cosmic Phys.*, 7, 241, 1982.
6. В. И. Корчагин, В. А. Кроль, А. Д. Рябцев, *Препр. ИТФ-87-91Р, Киев*, 1987.
7. В. И. Корчагин, В. А. Кроль, А. Д. Рябцев, *Астрофизика*, 30, 184, 1989.
8. Ю. А. Щекинов, *Письма в Астрон. ж.*, 13, 862, 1987.
9. Р. Беллман, К. Кук, *Дифференциально-разностные уравнения*, Мир, М., 1967.
10. M. A. Dopita, D. S. Mathewson, V. L. Ford, *Astrophys. J.*, 297, 599, 1985.
11. P. N. Appleton, C. Struck-Marcell, *Astrophys. J.*, 312, 566, 1987.
12. R. I. Klein, M. T. Sandford II, R. W. Whitaker, *Astrophys. J.*, 271, L69—L73 1983.
13. J. F. Lightfoot, W. Cudlip, D. Furniss, W. M. Gencross, R. E. Jennings, K. J. King, G. Poulter, *Mon. Notice Roy. Astron. Soc.*, 205, 653, 1983.