АСТРОФИЗИКА

ТОМ 30 | ФЕВРАЛЬ, 1989 | ВЫПУСК 1

УДК: 524—52

СТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ ИНДУЦИРОВАННОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

В. И. КОРЧАГИН, В. А. КРОЛЬ, А. Д. РЯБЦЕВ

Поступила 8 декабря 1987

Принята к печати 19 января 1988

Рассмотрена модель распространяющегося звездообразования в межзвездной среде, состоящей из отдельных облаков, которые под влиянием ранее возникших звезд становятся центрами последующего звездообразования. Модель описывается системой интегро-дифференциальных уравнений, в которых учтены эффекты запаздывания и баланс массы. Получено аналитическое решение уравнений, описывающее стационарную волну звездообразования.

1. *Введение.* Данные наблюдений, а также бурное развитие теоретических представлений о физических условиях в областях звездообразования приводят ко все большему пониманию того, что многие крупномасштабные явления в галактиках определяются закономерностями процесса рождения звезд. Природа вспышек звездообразования [1, 2], волн звездообразования [3, 4] в звездообразующих комплексах, спиральных ветвей в флоккулентных спиральных галактиках, возможно, и глобальных спиральных ветвей в некоторых галактиках [1, 4, 5] теснейшим образом связана с эффектами процесса рождения звезд.

Глобальная роль звездообразования в галактиках в значительной степени обусловлена его самораспространяющимся характером. В настоящее время триггерный характер звездообразования находит все большее число наблюдательных подтверждений. Например, наблюдения показывают, что массивные ОВ-звезды рождаются не независимо, а группами. Наиболее мелкой «единицей» такого коррелированного звездообразования являются звездные ассоциации [6], входящие в состав гигантских звездообразующих комплексов [7]. Подтверждением существования индуцированного рождения звезд служит тот факт, что во многих ближайших ассоциациях звездное население разделено на подгруппы с различным возрастом. Первые доказательства наличия последовательности возрастов звезд в ассоциациях представлены в работе Блаау [8]. В дальнейшем в Галактике был исследован ряд областей с признаками последовательного рождения звезд [4]. Примером такой области может служить комплекс S 156, S 157, S 158, S 159, в котором зоны H II и инфракрасные источники вытянуты от более проэволюционировавших на одном конце к более молодым и компактным на другом [2]. Распространение звездообразования наблюдается также в звездообразующем комплексе W 51 в рукаве Стрельца [9].

Свидетельства индуцированного самораспространяющегося звездообразования имеются и в других галактиках. В неправильных галактиках, например, в распределении областей H II одинакового возраста прослеживаются одномерные структуры типа цепочек [10]. Активное звездообразование попеременно охватывает различные области в галактиках, по образному сравнению Хантера и Галлахера [10] звездообразование «пузырится» в них подобно кипящей на плите овсяной каше.

Большое Магеланово Облако — одна из наиболее исследованных галактик, в которых видны области распространяющегося звездообразования. Сейчас в БМО известно 9 таких областей, покрывающих 12—15% общей поверхности галактики и имеющих линейные размеры 0.5÷2.0 кпк [11, 12]. Характерные свойства таких структур прослеживаются на примере комплекса LMC 4 [11]. В состав LMC 4 входит «ожерелье» из зон H II диаметром 1.4 кпк, очерченное по внешней кромке оболочкой нейтрального водорода. Скорость расширения оболочки 36 км $с^{-1}$. Детальное изучение звездного населения скопления Shapley III, связанного с областью LMC 4, свидетельствует о том, что звездообразование в этой области БМО началось приблизительно 15 млн. лет назад и распространяется с постоянной скоростью $\sim$ 36 км $с^{-1}$. Таким образом, скопление Shapley III демонстрирует яркий пример волны самораспространяющегося звездообразования.

К распространению звездообразования могут приводить различные механизмы воздействия звезд на межзвездную среду. Ударные волны от вспышек сверхновых [13—16], ионизационные фронты расширяющихся зон H II [3], звездный ветер от массивных OB-звезд [3], красных гигантов [16], а также молодых звезд типа T Тельца [17] могут инициировать последующее рождение звезд.

Численный эксперимент — один из возможных путей теоретического исследования индуцированного звездообразования [1, 5, 18]. В основу численных экспериментов положен механизм распространения звездообразования, который связан с нелокальным воздействием звезд на облака и в котором природа нелокальности этого воздействия не обусловлена диффузией звезд или облаков. Указанный механизм (см. [1, 5]) имеет сходство с процессом распространения лесного пожара, когда горящее дерево зажигает деревья в некотором радиусе вокруг себя. На наш взгляд, этот процесс отражает основные черты индуцированного звездообразования в реальных системах. В настоящей работе согласно такой аналогии предлагается модель «макроскопического» описания распространяющегося звездообразования, в которой учитывается нелокальный характер влияния звезд на межзвездную среду, а также баланс массы и немгновенность протекания процессов в системе. В рамках этой модели получены нетривиальные пространственные структуры простейшего вида — стационарные одномерные волны звездообразования.

2. *Основные уравнения.* Рассмотрим индуцированное звездообразование в межзвездной среде, состоящей из отдельных уплотнений или облаков, которые под воздействием звезд становятся центрами последующего звездообразования. Система, таким образом, является бесстолкновительной и передача влияния осуществляется не за счет механического переноса звезд или облаков, а за счет нелокального воздействия звезд на облака. Облако, подвергшееся воздействию достаточно близкой звезды, порождает новые звезды спустя время T после этого воздействия. Темп прироста плотности звезд в некоторой точке с радиусом-вектором $\vec{r}$, обусловленный триггерным влиянием уже имеющихся звезд, опишем следующим образом:

$$a \cdot c(\vec{r},\ t-T) \cdot \int d\vec{r}' \cdot f(\vec{r}-\vec{r}') \cdot s(\vec{r}',\ t-T). \tag{1}$$

Это выражение описывает скорость прироста плотности молодых звезд s из облаков c, подвергшихся влиянию звезд в прошлом, причем звезды могут эффективно влиять на процесс рождения новых звезд только в некоторой своей окрестности. Этот фактор учитывается введением функции «влияния» $f(\vec{r}-\vec{r}')$, которая отлична от нуля при малых значениях $|\vec{r}-\vec{r}'|$ и обращается в нуль, когда аргумент функции по модулю больше некоторого радиуса влияния L. Поэтому, в отличие от предыдущих подходов, процесс рождения звезд, описываемый выражением (1), носит нелокальный характер. Нелокальность процесса отражает, на наш взгляд, основные черты механизма индуцированного звездообразования в реальных системах.

Выражение (1) справедливо, если время передачи влияния много меньше времени образования звезд из облака.

В дальнейшем будем рассматривать одномерную задачу распространения звездообразования в среде, все характеристики которой являются функциями только одной координаты. Учтем также конечность времени жизни звезд. Тогда уравнения баланса массы в звездно-облачной системе запишутся в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s(x,t)}{\partial t} &= -r \cdot s(x,t) + a \cdot c(x,\ t-T) \cdot \int dx' \cdot f(x-x')\, s(x',\ t-T); \\ \frac{\partial c(x,t)}{\partial t} &= -a \cdot c(x,t) \cdot \int dx' \cdot f(x-x') \cdot s(x',\ t). \end{aligned} \tag{2}$$

В первом уравнении системы (2) член — $-rs(x, t)$ описывает убыль звезд. Второе уравнение описывает темп убыли плотности облачного компонента вследствие взаимодействия со звездами.

3. *Уединенный импульс звездообразования.* Будем искать решение в виде стационарной волны, бегущей вдоль оси x в положительном направлении, т. е. решение, зависящее только от комбинации $x - ut = \xi$. Выберем функцию влияния в виде

$$f(x) = \frac{1}{2L}\,\Theta(L - |x|), \tag{3}$$

здесь L — характерный масштаб влияния звезд, Θ — функция Хевисайда. Тогда в системе отсчета, движущейся вместе с волной, уравнения (2) можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} -u\frac{\partial s}{\partial \xi} &= -rs(\xi) + a\cdot c(\xi + uT)\cdot \int\limits_{\xi+uT-L}^{\xi+uT+L} \frac{d\xi'}{2L}\cdot s(\xi'); \\ -u\frac{\partial c}{\partial \xi} &= -a\cdot c(\xi)\cdot \int\limits_{\xi-L}^{\xi+L} \frac{d\xi'}{2L}\cdot s(\xi'). \end{aligned} \tag{4}$$

Рассмотрим процесс распространения звездообразования в среде с постоянной плотностью облачного компонента c_0. Перейдем в уравнениях (4) к безразмерным величинам, принимая за единицу длины L, единицу времени T, единицу плотности c_0. В результате система уравнений (4) принимает вид

$$\begin{aligned} -u\frac{\partial s}{\partial \xi} &= -\varkappa s + \frac{1}{2}\,\alpha\cdot c(\xi + u)\cdot \int\limits_{\xi+u-1}^{\xi+u+1} d\xi'\cdot s(\xi'); \\ -u\frac{\partial c}{\partial \xi} &= -\frac{1}{2}\,\alpha\cdot c(\xi)\cdot \int\limits_{\xi-1}^{\xi+1} d\xi'\cdot s(\xi'). \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь введены параметры $\varkappa = rT$, $\alpha = a\cdot c_0 T$, u — безразмерная скорость в единицах L/T.

Систему уравнений (5) можно свести к одному уравнению, исключив плотность облаков с помощью соотношения

$$c(\xi + u) = 1 - s(\xi) - \frac{\varkappa}{u}\int\limits_{\xi}^{\infty} d\xi'\cdot s(\xi'). \tag{6}$$

Подставляя (6) в первое уравнение системы (5), получим:

$$\frac{\partial s}{\partial \xi} = \frac{\varkappa}{u} s(\xi) - \frac{\alpha}{2u}\left\{1 - s(\xi) - \frac{\varkappa}{u}\int\limits_{\xi}^{\infty} d\xi' \cdot s(\xi')\right\} \cdot \int\limits_{\xi-1+u}^{\xi+1+u} d\xi' \cdot s(\xi'). \tag{7}$$

Введем функцию $\varphi(\xi)$:

$$\varphi(\xi) = -\int\limits_{\xi}^{\infty} d\xi' \cdot s(\xi'), \tag{8}$$

так что $s(\xi) = \varphi'(\xi)$.

Тогда уравнение (7) можно записать таким образом:

$$\varphi''(\xi) = \frac{\varkappa}{u}\varphi' - \frac{\alpha}{2u}\left(1 - \varphi' + \frac{\varkappa}{u}\varphi\right) \cdot \{\varphi(\xi + 1 + u) - \varphi(\xi - 1 + u)\}. \tag{9}$$

Пусть решение имеет вид уединенной волны звездообразования с граничными условиями:

$$\begin{aligned} s(+\infty) &= \varphi'(+\infty) = 0; \\ s(-\infty) &= \varphi'(-\infty) = 0. \end{aligned} \tag{10}$$

Граничные условия (10) означают отсутствие звезд перед фронтом волны звездообразования и далеко за фронтом, где время, истекшее после прохождения волны, значительно превышает время жизни звезд. Из определения φ следует, что

$$\varphi(+\infty) = 0; \quad \varphi(\xi) \leqslant 0. \tag{11}$$

Будем искать плавно меняющееся решение малой амплитуды. Из уравнения (9), разложив правую часть и сохранив производные до второго порядка в линейном члене и до первого порядка в нелинейности, получим:

$$\varphi''(\xi) = \frac{\varkappa}{u}\varphi'(\xi) - \frac{\alpha}{u}\left[\varphi'(\xi) + u\varphi''(\xi)\right] - \frac{\alpha\varkappa}{2u^2}\left(\varphi^2(\xi)\right)'. \tag{12}$$

Выполняя интегрирование в (12) с учетом граничных условий (10), приходим к нелинейному уравнению первого порядка:

$$(1 + \alpha)\varphi' = \frac{\varkappa - \alpha}{u}\varphi - \frac{\alpha\varkappa}{2u^2}\varphi^2. \tag{13}$$

Решение уравнения (13), удовлетворяющее условиям (10), (11) при $\alpha > \varkappa$, имеет вид:

$$\varphi(\xi) = u\frac{\alpha - \varkappa}{\alpha\varkappa} \cdot \left\{\operatorname{th}\left[\frac{\alpha - \varkappa}{2(1 + \alpha)} \cdot \frac{\xi}{u}\right] - 1\right\}. \tag{14}$$

Для плотности звезд $s(\xi)$ получим соответственно:

$$s(\xi) = \frac{(\alpha - \varkappa)^2}{2\alpha(1+\alpha)\varkappa} \cdot \frac{1}{\mathrm{ch}^2\left[\frac{\alpha - \varkappa}{2(1+\alpha)} \cdot \frac{\xi}{u}\right]}. \qquad (15)$$

Формула (15) описывает уединенную бегущую волну звездообразования (см. рис. 1), возникающую в среде, если плотность облачного компонента c_0 и величина коэффициента α таковы, что темп индуцированного рождения звезд $(\alpha c_0)^{-1}$ превышает критическое значение. Отметим, что решение (15) справедливо в случае, если $(\alpha - \varkappa)^2/2\alpha(1+\alpha)\varkappa \ll 1$. В частности, это условие выполняется в слабонадкритическом случае, т. е. когда $(\alpha - \varkappa) \ll 1$.

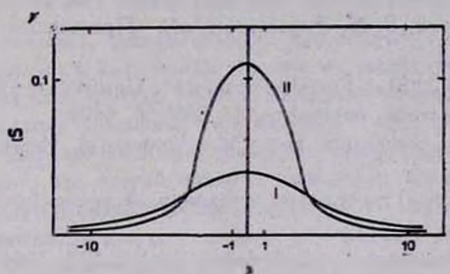

Рис. 1. Вид функции $s(\xi/u)$: кривая I соответствует набору параметров $u = 1$, $\alpha = 1.5$, $\varkappa = 1$, $c(-\infty) = 0.33$; кривая II — $u = 1$, $\alpha = 1.9$, $\varkappa = 1$, $c(-\infty) = 0.05$.

4. *Сравнение с наблюдениями.* Оценим параметры теории по данным о рождении подгрупп в OB-ассоциациях [3]. Оценку величины $(\alpha c_0)^{-1}$ дает наблюдаемое время рождения подгруппы $\sim 3 \cdot 10^6$ лет. Считая, что время эволюции протозвезды T того же порядка, найдем, что параметр $\alpha \sim 1$. Если принять время жизни массивной звезды $1/r \approx 10^7$ лет, то тогда $\varkappa \simeq 0.3$. Значения безразмерных параметров α и $\varkappa$ позволяют оценить наблюдаемую величину — ширину фронта волны звездообразования. При $u \sim 1$ ширина фронта $\sim 10L$, что при $L \sim 10$ пк по порядку величины совпадает с данными по LMC4-комплексу [11].

НИИ физики Ростовского
государственного университета
Институт теоретической
физики АН УССР

STATIONARY WAVES OF THE INDUCED STAR FORMATION

V. I. KORCHAGIN, V. A. KROL', A. D. RYABTSEV

The model of self-propagating star formation in the interstellar medium, consisting of separate clouds which become centres of sequent star formation is considered. The set of integro-differential equations describing the balance of mass in star-cloud system is proposed. An analytical solution of these equations representing a stationary self-propagating wave of star formation is obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. E. Seiden, L. Schulman, J. V. Feitzinger*, Astrophys. J., 253, 91, 1982.
2. *G. Bodifee, C. de Loore*, Astron. and Astrophys., 142, 297, 1985.
3. *Ч. Дж. Лада, Л. Блитц, Б. Ж. Элмегрин*, в сб.: «Протозвезды и планеты», Мир, М., 1982.
4. *B. G. Elmegreen*, In. "Star Forming Regions", Dordrecht, 1987.
5. *P. E. Seiden, H. Gerola*, Astrophys. J., 233, 56, 1979.
6. *В. А. Амбарцумян*, Эволюция звезд и астрофизика, Из-во АН Арм.ССР, Ереван, 1947.
7. *Ю. Н. Ефремов*, в сб. «Итоги науки и техники, Астрономия», т. 27, ВИНИТИ АН СССР, М., 1985.
8. *A. Blaauw*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 2, 213, 1964.
9. *J. F. Lightfoot, W. Cudlip, D. Furniss, W. M. Gencross, R. E. Jennings, K. J. King, G. Poulter*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 205, 653, 1983.
10. *D. A. Hunter, J. S. Gallagher III*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 98, 5, 1986.
11. *M. A. Dopita, D. S. Mathewson, V. L. Ford*, Astrophys. J., 297, 599, 1985.
12. *J. Meaburn, A. P. Marston, R. X. McGee, L. M. Newton*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 225, 591, 1987.
13. *P. R. Woodward*, Astrophys. J., 207, 484, 1976.
14. *J. Krebs, W. Hillebrandt*, Astron. and Astrophys., 128, 411, 1983.
15. *C. F. McKee, D. J. Hollenbach*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 18, 219, 1980.
16. *A. G. W. Cameron*, Icarus, 60, 416, 1984.
17. *C. Norman, J. Silk*, Astrophys. J., 238, 158, 1980.
18. *W. Roberts, M. Hausman*, Astrophys. J., 277, 744, 1984.