

УДК: 524.6—67+524.864

К ВОПРОСУ О ФОРМЕ РАСШИРЯЮЩИХСЯ СВЕРХОБОЛОЧЕК
НЕЙТРАЛЬНОГО ВОДОРОДА

С. А. СИЛИЧ

Поступила 24 февраля 1984

Принята к печати 11 января 1985

Обсуждается зависимость формы недавно обнаруженных гигантских расширяющихся оболочек H I от возможных механизмов их генерации. Показано, что в случае распространяющегося вдоль диска галактики каскада вспышек сверхновых все оболочки с характерными радиусами, превышающими критическое значение Z_c , должны быть вытянуты вдоль плоскости галактики. Происхождение вытянутых в направлении, перпендикулярном плоскости галактики, или сферических объектов с размерами, превышающими Z_c , должно быть связано с иными механизмами.

Детальное исследование распределения нейтрального водорода в Галактике привело Хейлеса [1] к обнаружению волокнистых структур, по виду напоминающих характерные для остатков сверхновых системы тонковолокнистых туманностей. Наблюдаемые объекты отождествляют, как правило, с протяженными оболочками H I. Гигантские (~ 1 кпс) размеры ряда оболочек требуют для их генерации выделения энергий 10^{52} — 10^{54} эрг, намного превышающих энергии взрывов обычных сверхновых. Подобные по размерам и энергетике объекты обнаружены также в Большом Магеллановом Облаке [2—4], M 31 [5], NGC 55 [6], ряде других галактик и при рентгеновских обзорах неба спутником HEAO-1 [7]. Для объяснения происхождения указанных объектов предложено несколько моделей: каскада вспышек сверхновых [7], взрыва очень массивной звезды [8], воздействия на межзвездную среду лучевого давления звезд поля [9], совместного воздействия звездного ветра и вспышек сверхновых [10, 11]. В работах [12, 13] приведены аргументы в пользу того, что рассматриваемые объекты вообще не являются реальными оболочками, а отражают слоистое распределение газа в спиральных рукавах [12], либо представляют собой совокупность дискретных источников, наложение которых создает наблюдаемую в рентгеновском диапазоне картину [13]. Механизм происхождения описанных структур остается, таким образом, дискуссионным и требует дальнейшего обсуждения.

Цель настоящей заметки — обратить внимание на одну особенность «сверхоболочек», проявляющуюся в вытянутости большинства расширяющихся оболочек вдоль плоскости Галактики, предложить качественное объяснение этого факта в рамках модели «детонационной» волны звездообразования, поддерживаемой каскадом взрывов сверхновых, и указать на возможную связь наблюдаемых форм оболочек с механизмами их образования.

Из 63 объектов списка Хейлеса [1] 17 имеют разные угловые диаметры при разных доплеровских сдвигах и рассматриваются как расширяющиеся оболочки. Из них 10 вытянуты вдоль плоскости Галактики, 1 — в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики; 2 имеют приблизительно сферическую форму, а угловые размеры оставшихся 4-х определены недостаточно надежно. Все эти объекты имеют гигантские размеры ($100 \text{ пс} < R < 2000 \text{ пс}$, R — радиус оболочки) и требуют по обычной теории сверхновых [14] для своего образования энергии $10^{52} \lesssim E \lesssim 10^{54}$ эрг.

Идея о волнах звездообразования, поддерживаемых последовательностью взрывов сверхновых, высказывалась в ряде работ (см., например, [15, 16]). В настоящее время этот механизм применяется для объяснения многорукавной спиральной структуры и морфологических особенностей плоских галактик [17, 18]. Как известно, сверхновые в основном вспыхивают в сравнительно узком слое над плоскостью галактики [14], имеющем согласно данным работы [19], в зависимости от типа остатка, характерную толщину h в пределах $50 \leq h \leq 150$ пс. Таким образом, при рассмотрении оболочек с характерными размерами $R > h$ следует учитывать (см. также [10]), что волна звездообразования распространяется в основном вдоль плоскости галактики, а в газовое гало уходит ударная волна, за фронтом которой формируется плотная оболочка, положение которой в плоскости галактики совпадает с положением «детонационной» волны звездообразования.

В настоящее время имеются серьезные основания считать, что наиболее крупномасштабные группировки звезд в галактиках имеют характерные размеры до 1 кпс [20] и образуются в «сверхоблаках» нейтрального водорода с массами 10^6 — $10^7 M_{\odot}$ и размерами 1—4 кпс [21]. В силу относительной однородности таких комплексов среднее число сверхновых, вспыхивающих на фронте волны звездообразования, отнесенное к единице площади поверхности галактического диска, должно быть постоянным. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать распространение стационарной волны звездообразования и считать, что среднее давление P_0 на фронте ударной волны и ее скорость D_0 в плоскости $z = 0$ постоянны:

$$P_0 = (\gamma - 1) \frac{\beta N E_0}{2\pi R^2 h} \approx \text{const}, \quad (1)$$

$$D_0 = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \frac{P_0}{\rho_0} \right)^{1/2} \approx \text{const}, \quad (2)$$

где N — общее число вспыхнувших в полости сверхновых (SN), E_0 — средняя энергия взрыва, R — радиус сечения оболочки плоскостью $z = 0$, $\beta(\gamma)$ приближенно учитывает отличие плотности энергии у фронта от средней по объему, $\beta \approx 2$, [22, 23], γ — отношение удельных теплоемкостей ρ_0 — плотность газа, окружающего оболочку, при $z = 0$. Принятое приближение теряет силу, когда волна звездообразования достигает края «сверхоблака» и начинает затухать. На ранних стадиях эволюции оболочка может вытягиваться в направлении, перпендикулярном плоскости галактики, в силу уменьшения плотности газа с увеличением расстояния z от плоскости галактики. Однако среднее давление внутри оболочки, объем которой при малых временах t можно аппроксимировать, например, объемом $V = \frac{4}{3} \pi R^2 z_0$ вытянутого в направлении z эллипсоида с малыми осями R и большой осью z_0 ;

$$R_{cv} = (\gamma - 1) \frac{NE_0}{V} = \frac{3}{2\beta} \frac{hP_0}{z_0}, \quad (3)$$

с увеличением z_0 падает. Поэтому при некотором критическом значении $z_0(t) = Z_c$ давление в верхней части полости сравнивается с внешним P_{ex} , а в плоскости $z = 0$ будет по-прежнему превышать его. Критическое значение Z_c можно оценить из условия равенства давлений

$$P_{cv} = P_{ex}. \quad (4)$$

Характерное время существования сверхоболочек, определяемое по наблюдаемым скоростям расширения $u \approx 20$ км/с и размерам $R \approx 200 - 1000$ пс, составляет $\sim 10^7$ лет. Поэтому поддерживать распространение волны звездообразования должны вспышки массивных $M \gtrsim 10 M_\odot$ звезд, время жизни которых на главной последовательности [24]

$$\tau = 5.3 \cdot 10^7 (M/M_\odot)^{-0.614} \lesssim 10^7 \text{ лет.}$$

Интегральная функция масс таких звезд (число звезд с массами $M \gtrsim 20 M_\odot$) определяется выражением [24]

$$\sigma = A (M/M_\odot)^{-\delta} \text{ см}^{-2}, \quad (5)$$

где $A = 1.4 \cdot 10^{-38} \text{ см}^{-2}$, $\delta = 2.7$.

Используя (5), легко найти среднее число вспыхнувших в полости SN, $N = \pi R^2 \sigma$ и, полагая в (4) внешнее давление P_{ex} не зависящим от z [25], критическое значение Z_c :

$$Z_c = \frac{3A(\gamma - 1)m_n E_0}{4(M/M_\odot)^2 \rho_0 k T_0} = \frac{3}{(\gamma + 1)^{1/2}} \frac{m_n D_0^2}{k T_0} h \simeq 4h \simeq 400 \text{ пс}, \quad (6)$$

где $T_0 \simeq 10\,000 \text{ К}$ — температура окружающего оболочку газа при $z = 0$ [26], $\rho_0 \simeq 10^{-24} \text{ г/см}^3$, $h \simeq 100 \text{ пс}$, m_n — масса атома водорода, k — постоянная Больцмана, $E_0 \simeq 5 \cdot 10^{50} \text{ эрг}$. При этом средняя скорость ударной волны в плоскости $z = 0$:

$$D_0 = \left[\frac{(\gamma^2 - 1)\beta}{4} \frac{A E_0}{(M/M_\odot)^2 h \rho_0} \right]^{1/2} \simeq 25 \text{ км/с} \quad (7)$$

неплохо согласуется с наблюдаемыми скоростями расширения сверхоболочек. Отметим, что при медленном падении плотности газа с увеличением z (большой полутолщине газового слоя) вытягивание оболочки вдоль плоскости галактики может начаться при $z < Z_c$. Но, при любом законе распределения плотности, оболочки, образовавшиеся в результате каскада вспышек сверхновых и имеющие размеры $R > Z_c$, должны быть вытянуты вдоль плоскости галактики.

При $R \gtrsim Z_c$ и выделяющаяся в результате взрывов сверхновых энергия, и объем полости, охваченной ударной волной, пропорциональны R^3 . Поэтому при $R \gtrsim Z_c$ вдоль фронта волны должен установиться градиент давления, слабо меняющийся со временем. В этом случае можно рассчитать эволюцию формы оболочки со временем, аппроксимируя действительный градиент давления (который может быть найден при численном решении задачи) некоторой функцией $P(z)$.

Чтобы проиллюстрировать процесс вытягивания оболочки, образующейся в результате каскада вспышек сверхновых, вдоль плоскости галактики, примем для закона изменения давления внутри полости простейшую линейную аппроксимацию:

$$P(z) \left[1 - \frac{P_{ex}}{P(z)} \right] = P_0 \left(1 - \frac{z}{Z_c} \right) \quad (8)$$

и рассмотрим распространение сильной ($P(z) \gg P_{ex}$)* ударной волны в среде с однородным распределением плотности $\rho(r, z) = \rho_0$. Пренебрегая вторым членом в левой части (8) и следуя работе [22], запишем уравнение эволюции фронта ударной волны в цилиндрических координатах r и z в виде:

$$\left(\frac{\partial r}{\partial y} \right)^2 = \left(1 - \frac{z}{Z_c} \right) \left[1 + \left(\frac{\partial r}{\partial z} \right)^2 \right], \quad (9)$$

где $r = r(y, z)$ — радиус фронта ударной волны,

* В верхней части полости при $z \sim Z_c$ это приближение, конечно, теряет силу.

$$y \equiv \left(\frac{\gamma + 1}{2} \frac{P_0}{\rho_0} \right)^{1/2} t = D_0 t, \quad (10)$$

D_0 — нормальная составляющая скорости фронта в плоскости $z = 0$, t — время, прошедшее с момента зарождения ударной волны.

Уравнение (9) решается методом разделения переменных:

$$\frac{\partial r}{\partial y} = \xi; \quad \frac{\partial r}{\partial z} = \pm \left(\frac{\xi^2 + z/Z_c - 1}{1 - z/Z_c} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

$$r = \xi y \pm Z_c \{ \sqrt{\xi^2 - 1} - \sqrt{1 - z/Z_c} \sqrt{\xi^2 - (1 - z/Z_c)} + \xi^2 [\arccos(\xi^{-1} \sqrt{1 - z/Z_c}) - \arccos \xi^{-1}] \} + b(\xi), \quad (12)$$

$$y = \pm 2Z_c \xi [\arccos \xi^{-1} - \arccos(\xi^{-1} \sqrt{1 - z/Z_c})] - \frac{db}{d\xi}. \quad (13)$$

В силу симметрии задачи относительно плоскости $z = 0$ будем в дальнейшем рассматривать только область $z \geq 0$, в которой производная $\partial r / \partial z$ отрицательна. Функция $b(\xi)$ определяется начальными данными и в силу сферичности ударной волны при малых t , когда градиент давления мал, равна нулю [22]. Полагая в (12) $b(\xi) = 0$, получим:

$$r = \frac{1}{2} \xi y + Z_c [\sqrt{1 - z/Z_c} \sqrt{\xi^2 - (1 - z/Z_c)} - \sqrt{\xi^2 - 1}], \quad (14)$$

$$y = 2Z_c \xi [\arccos(\xi^{-1} \sqrt{1 - z/Z_c}) - \arccos \xi^{-1}]. \quad (15)$$

Это решение, однако, как и в случае точечного взрыва в экспоненциальной атмосфере, рассмотренном в [27], описывает поверхность фронта лишь в области

$$z \geq z_+(y) = Z_c \sin^2 \left(\frac{y}{2Z_c} \right). \quad (16)$$

Неравенство (16) следует из условия вещественности и положительности r и y , функция $z_+(y)$ находится из (15) при $\xi = 1$.

Решение, описывающее эволюцию фронта ударной волны в области $0 \leq z \leq z_+(y)$, должно удовлетворять двум условиям: непрерывно переходить в (14), (15) в плоскости $z = z_+(y)$; приводить к увеличению со временем радиуса R окружности, являющейся пересечением ударного фронта с плоскостью $z = 0$ со скоростью, не превышающей D_0 (согласно (2) нормальная составляющая скорости фронта D_0 в плоскости $z = 0$ постоянна, поэтому dR/dt определяется

углом, под которым поверхность фронта пересекается с плоскостью $z = 0$):

$$\frac{dR}{dt} \leq D_0. \quad (17)$$

Из (11) следует, что в плоскости $z = 0$ $dR/dt = \xi D_0$ и $\xi \geq 1$. Поэтому условие (17) и требование непрерывности при $z = z_+(y)$ приводят к выводу, что равенства $\xi = 1$, $b(\xi) = 0$ должны выполняться как в плоскости $z = z_+(y)$, так и при $z = 0$. Единственным решением, удовлетворяющим такому условию, является полный интеграл уравнения (9), описываемый равенством (12) при $\xi = 1$, $b(\xi) = 0$. Таким образом, в области $0 \leq z \leq z_+(y)$ имеем:

$$\frac{z}{Z_c} = \frac{y}{Z_c} + \sqrt{\frac{z}{Z_c} \left(1 - \frac{z}{Z_c}\right)} - \arccos \left(\sqrt{1 - \frac{z}{Z_c}} \right). \quad (18)$$

Процесс «вытягивания» оболочки вдоль плоскости галактики, описываемый решением (14—15) и (18), показан на рис. 1.

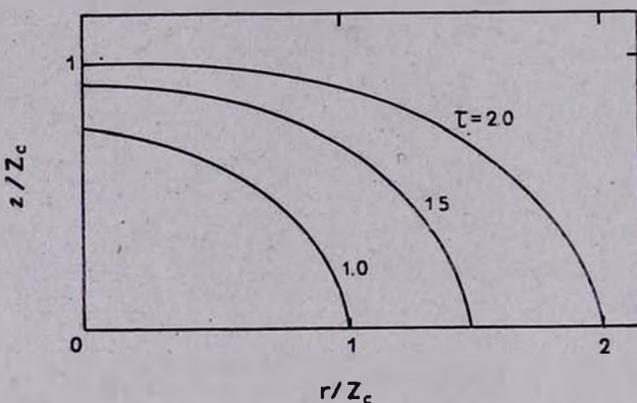


Рис. 1. Сечения фронта ударной волны, образующейся при распространении вдоль галактического диска каскада вспышек сверхновых, плоскостью проходящей через ось z , в разные моменты „времени“ $\tau = t/\tau_0$, $\tau_0 = Z_c/D_0$.

Приведенные оценки показывают, что формы гигантских расширяющихся оболочек нейтрального водорода должны быть связаны с механизмами их образования. Так, вытянутые вдоль плоскости галактики расширяющиеся оболочки находят естественное объяснение в модели каскада вспышек обычных сверхновых. Вероятно, такая форма может быть понята и в том случае, когда рассматриваемые объекты не являются реальными оболочками, а отражают слоистое распределение нейтрального водорода в спиральных рукавах [12]. В последнем случае, однако, рентгеновское излу-

чение от «полости» должно отсутствовать, в то время как в случае каскада вспышек сверхновых сверхоболочки могут быть источником мягкого рентгеновского излучения [7, 28]. В связи с этим представляется интересным детальное исследование статистической связи наблюдаемых сверхоболочек с другими галактическими объектами: областями рентгеновского и радиоизлучения, остатками вспышек сверхновых, областями интенсивного звездообразования.

Происхождение вытянутых в направлении, перпендикулярном плоскости галактики, или сферических сверхоболочек с характерными размерами $R > Z_c$ (6) должно быть связано не с каскадом вспышек сверхновых, а с каким-либо иным механизмом. Возможно, со столкновениями высокоскоростных облаков нейтрального водорода с галактическим диском [28] или взрывами очень массивных звезд [8, 30]. В последнем случае малое число таких объектов может быть следствием относительной редкости очень массивных звезд.

Автор благодарит И. Г. Колесника и Г. С. Бисноватого-Когана за полезные замечания и обсуждение работы.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

ON THE PROBLEM OF THE SHAPE OF EXPANDING SUPERSHELLS OF NEUTRAL HYDROGEN

S. A. SILICH

The dependence of the shape of supershells on its generating mechanisms is discussed. It is shown that in the case of the supernovae cascade propagating along the galactic disk all the supershells having radii greater than critical value Z_c must be stretched along the galactic plane. The origin of spherical shells or shells stretching along normal to the galactic plane direction with sizes exceeding Z_c must be connected with another mechanism.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Heiles, *Ap. J.*, 229, 533, 1979.
2. C. Gaudis, J. Meaburn, *Astron. Astrophys.*, 68, 189, 1978.
3. J. Meaburn, *M. N. RAS*, 192, 365, 1980.
4. J. Meaburn, *Highlights of Astronomy*, 6, 665, 1983.
5. E. Brinks, *Astron. Astrophys.*, 95, L1, 1981.
6. J. A. Graham, D. G. Lawrie, *Ap. J.*, 253, L73, 1982.

7. *W. Cash, P. Charles, S. Bowyer, F. Walter, G. Garmire, G. Riegler*, *Ap. J.*, 238, L71, 1980.
8. *С. И. Блинные, В. С. Илшенник, В. П. Утробин*, *Письма АЖ*, 8, 671, 1982.
9. *B. G. Elmegreen, W.-H. Chiang*, *Ap. J.*, 253, 666, 1982.
10. *F. G. Bruhweiler, T. K. Gull, M. Kafatos, S. Sofia*, *Ap. J.*, 238, 127, 1980.
11. *D. C. Abbott, J. H. Bieging, Ed. Churewell*, *Ap. J.*, 250, 645, 1981.
12. *И. В. Госачинский*, *Письма АЖ*, 8, 214, 1982.
13. *Н. Г. Бочкарев, Т. Г. Ситник*, *Астрон. цирк.*, № 1261, 1, 1983.
14. *И. С. Шкловский*, *Сверхновые звезды*, Наука, М., 1976.
15. *N. B. Ögelman, S. P. Maran*, *Ap. J.*, 209, 124, 1976.
16. *B. G. Elmegreen, D. M. Elmegreen*, *Ap. J.*, 220, 1051, 1978.
17. *M. W. Musler, W. D. Arnett*, *Ap. J.*, 210, 670, 1976.
18. *H. Gerola, R. E. Seiden*, *Ap. J.*, 223, 129, 1978.
19. *Ф. Х. Сахибов, М. А. Смирнов*, *Письма АЖ*, 8, 281, 1982.
20. *Ю. Н. Ефремов*, *Письма АЖ*, 5, 21, 1979.
21. *B. G. Elmegreen, D. M. Elmegreen*, *M. N. RAS*, 203, 31, 1983.
22. *А. С. Компанецу*, *ДАН СССР*, 130, 1001, 1960.
23. *Г. С. Бисноватый-Козан, С. И. Блинные*, *Астрон. ж.*, 59, 876, 1982.
24. *G. F. Bistacchi, C. Firmani, A. F. Sarmiento*, *Astron. Astrophys.*, 119, 167, 1983.
25. *R. A. Chevalier, W. R. Oegerle*, *Ap. J.*, 227, 398, 1979.
26. *Л. Спитцер*, *Физические процессы в межзвездной среде*, Мир, М., 1981.
27. *С. А. Силич, П. И. Фомиц*, *ДАН СССР*, 268, 861, 1983.
28. *С. А. Силич, Г. И. Фомиц*, *Препринт ИТФ АН УССР*, № 84—65Р, 1984.
29. *G. Tenorio-Tagle*, *Astron. Astrophys.*, 88, 61, 1980.
30. *V. P. Utrobin*, *Astrophys. Space Sci.*, 98, 115, 1984.