

РАСШИРЕНИЕ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ

А.И. АСВАРОВ, С.И. АХМЕДОВА, Х.И. НОВРУЗОВА

*Институт Физики им. академика Г.М. Абдуллаева Национальной Академии Наук
пр. Г.Джавида 33, Баку. Аз-1143, Азербайджан
asvarov@physics.ab.az, astro@physics.ab.az*

Bu işdə İfrat Yeni Ulduz Qalıqlarının (İYUQ) zərbə dalgalarının təkamülü məsələsinə baxılmışdır. Sərbəst genişlənmə fazası ilə Sedov fazası arasındakı hamar keçidi təsvir edən sadə tənlik alınmışdır. Qalıqların ölçülərinin – diametrlərinin ($N - D$ - asılılığı) statistik asılılığının modelləşdirilməsi ilə müşahidə olunan asılılıqların müqayisəsi aparılmışdır.

В статье рассматривается проблема эволюции ударной волны остатков сверхновых. Получено простое уравнение, описывающее плавный переход между фазой свободного расширения и фазой Седова. Смоделированы статистические зависимости “число остатков – диаметры” ($N - D$ - зависимость), проведено сравнение с наблюдательными зависимостями

The problem of expansion of supernova remnants (SNR) is considered. A simple equation describing the regular transition from the free expansion phase to the adiabatic Sedov phase is derived. Using the Monte Carlo method the statistical Number – Diameter relation for SNRs is simulated and compared with the observational relation.

ВВЕДЕНИЕ

Остаток сверхновой (ОСН) представляет собой ударную волну, образующуюся при взрыве звезды, известного как явление Сверхновой (СН). Расширение ОСН определяется параметрами взрыва (кинетическая энергия, масса выброшенной оболочки) и физическими условиями в окружающей межзвездной среде (плотность, полное давление вещества). В зависимости от вида закона расширения ударной волны в жизни ОСН можно выделить несколько стадий или эволюционных фаз. Сразу после вспышки СН ударная волна расширяется почти свободно пока оболочка не нагревает из окружающей среды массу сравнимую с массой выброса. Однако такая картина сильно упрощенная, так как если учесть структуру выброшенной оболочки, то расширение описывается так называемым решением Надежина-Шевалье (см. работу [1]). На следующей стадии, известной как фаза Седова или Седова-Тейлора, радиус ударной волны R_s изменяется со временем t по закону

$$R_s = \left(\frac{\xi E_0}{\rho} \right)^{1/5} t^{2/5} \quad (1)$$

E_0 - полная энергия оболочки, ρ - плотность вещества в окружающей ударную волну среде, $\xi \approx 2.026$ безразмерная постоянная (см. н-ер, [1]). Эта фаза продолжается до тех пор, пока давлением окружающей среды можно пренебречь и выполняется условие адиабатичности. Впервые точное авторемодельное решение задачи точечного взрыва, полученное Седовым (Седов) было применено к остаткам Сверхновых Шкловским в 1962 г [2]. Наиболее продолжительной и значимой с наблюдательной точки зрения фазой в жизни ОСН является именно седовская фаза, после которого наступает фаза радиативного охлаждения. Хотя число остатков, находящихся на этой стадии, намного больше чем более

молодых, но они менее активны и становятся невидимыми. Переход между фазами имеет плавный характер. Часто с целью упрощения расчетов при исследовании эволюции ОСН используют для закона расширения формулы в виде кусочных функций с резким переходом между фазами, что часто приводят к значительным ошибкам. Проблеме эволюции размеров ОСН посвящено много работ. В частности, вопрос о переходе между фазами свободного расширения и Седова детально рассмотрено в недавней работе [1], однако также отметим, что в нескольких недавних работах используется приближенные формулы для закона расширения, которые приводят к большим погрешностям в рассчитываемых физических параметров. В данной работе мы проводим анализ известных законов расширения ударной волны, полученных при различных приближениях. Показано, что использование закона сохранения кинетической энергии оболочки дает более точные результаты при анализе эволюции ударной волны остатка и удобны для использования в аналитических расчетах.

С помощью прямых наблюдений закон расширения ударных волн можно изучить лишь для очень небольшого количества очень молодых ОСН, а для основной массы объектов это можно делать только статистическими методами. С помощью наблюдений мы можем построить различные статистические зависимости между размерами остатков и другими наблюдательными характеристиками, среди которых распределение ОСН по размерам в состоянии давать информацию о законе расширения этих объектов. Однако наблюдаемые остатки не составляют однородную группу объектов, а отличаются друг от друга не только возрастными, но и условиями в окружающей среде и начальными характеристиками. Причем эти характеристики имеют довольно большой случайный разброс в величинах, что позволяет применить к исследованию рассматриваемой задачи статистического метода Монте-Карло. В данной работе проведено

моделирование статистики остатков сверхновых. Выявлен определяющую роль разброса параметров МЗС, прежде всего плотности вещества, в происхождении наблюдательных статистических распределений числа ОСН по диаметрам.

КИНЕМАТИКА ОСН

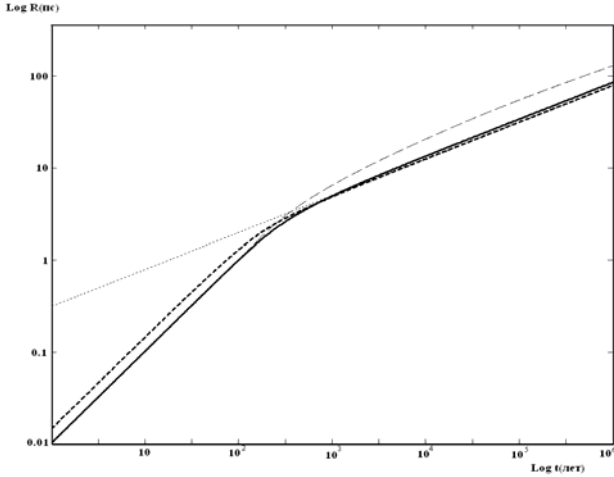


Рис. 1. Закон движения ударной волны ОСН для $E_0 = 10^{51}$ эрг, $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$, $v_0 = 10^9 \text{ см/сек}$. Кривая, изображенная точками, соответствует закону расширения Седова (1), сплошная кривая - случаю сохранения кинетической энергии (4), кривая из коротких черточек - закон расширения из работы [1], черточки - уравнению (5)

Как было отмечено, переход между фазами свободного расширения и Седова имеет плавный характер. Начальные фазы взрыва и развитие образующей при этом ударной волны детально изучены с помощью высокоточных гидродинамических расчетов, но для приложений важно получить возможность описания этого перехода единой простой формулой, конечно без потери точности. Наиболее полное аналитическое рассмотрение этой задачи проведено в работе [1], и достигнуто хорошее согласие с численными расчетами, но конечные формулы громоздки и не всегда удобны для применения в приложениях. Здесь будем считать, что при переходе с режима свободного расширения на режим Седова кинетическая энергия оболочки сохраняется. Это допущение оправдано тем обстоятельством, что на седовской стадии выполняется адиабатичность и автономность структуры ударной волны, и как следствие, отношение кинетической и тепловой энергий остается постоянной. Условие адиабатичности выполняется также на фазе свободного расширения. сохранив кинетическую энергию расширяющейся оболочки напишем в виде уравнения

$$\frac{1}{2} \left(M_{ej} + \frac{4}{3} \pi R_s^3 \mu_H m_H \right) \left(\frac{dR_s}{dt} \right)^2 = E_{0kin} \quad (2)$$

откуда для закона изменения скорости имеем простое уравнение

$$v_s = \frac{v_{0s}}{\sqrt{1 + (R_s / R_0)^3}}, \quad (3)$$

где введены обозначения $v_{0s} \equiv \sqrt{\frac{2E_{0kin}}{M_{ej}}}$ - начальная

скорость выброшенной оболочки, $R_0 \equiv \left(\frac{3M_{ej}}{4\pi\mu_H n_H} \right)^{1/3}$ -

радиус ударной волны, когда нагребенная масса становится равным выброшенной. Закон движения ударной волны напишем в виде простого уравнения

$$\int_0^{R_s/R_0} \sqrt{1+z^3} dz = \frac{v_{0s}}{R_{0s}} t \equiv \frac{t}{t_0} \quad (4)$$

Легко заметить, что эти уравнения описывают движение оболочки сначала как свободное расширение, $R_s \propto t$, потом, при больших радиусах, переходит на седовский закон расширения: $R_s \propto (E_0 / \rho)^{1/5} t^{2/5}$. На рисунке 1 сравнивается уравнение (4) с другими законами расширения. В частности как видно на этом рисунке, использованный в работах [3,4] (см. также [5]) кусочное представление закона расширения через задание формулы для изменения скорости от времени в виде

$$v_s(t) = \begin{cases} v_0 & t < t_{Sed} \\ v_0 (t/t_{Sed})^{-3/5} & t_{Sed} \leq t < t_{rad} \\ v_0 (t_{rad}/t_{Sed})^{-3/5} (t/t_{rad})^{-2/3} & t_{rad} \leq t \end{cases} \quad (5)$$

приводит к большим ошибкам как для значений радиуса так и скорости ударной волны. Например, для $t = 1 \times 10^5 (5 \times 10^5) \text{ лет}$ для радиуса ударной волны использование приближения (5) дает значения 55 (101) *нс*, численный расчет и расчет по формулам работы [1] дает совпадающие с седовским законом (1) значения 31.4 (60) *нс*, а наша формула дает 34(64) *нс*, ошибка составляет приемлемое значение 8(7)% против 75(70)%, даваемого формулой (5). Такая ошибка в размере часто может привести к неправильным предсказаниям наблюдательных параметров ОСН. Кстати, все три отмеченные здесь работы посвящены исследованию гамма излучения от старых и развитых остатков сверхновых. Из рисунка видно, что простое соотношение (4), полученное из условия сохранения кинетической энергии, очень хорошо согласуется с результатами детальных расчетов, основанных на более детальных аналитических и численных приближениях, в то же время, его гораздо проще использовать при исследовании различных аспектов эволюции ОСН.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСШИРЕНИЯ ОСН

Как было отмечено, расширение остатков прямыми наблюдениями можно исследовать только в случае нескольких исторических остатков сверхновых, а именно Кассиопея А, Тихо, Кеплера и СН 1006 года и трех оболочек Сверхновых (СН 1987А, СН 1993J, СН 1986). Для подавляющего большинства известных ОСН из-за большого характерного масштаба времени, непосредственно измерить изменение размера не представляет возможным.

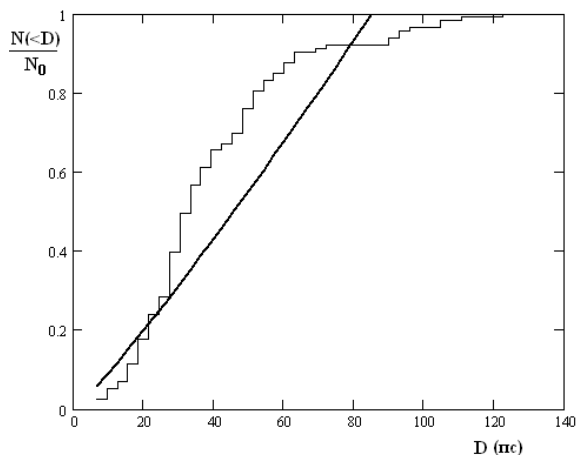


Рис. 2. Кумулятивное распределение для $N_0 = 113$ остатков из галактик М33, М31, БМО и ММО по диаметрам. Прямая изображает аппроксимирующую прямую $N(\leq D) \propto D^{1.1}$

В таких случаях, как это характерно для астрономии вообще, статистические методы становятся единственно возможными. Рассмотрим случай ОСН. Пусть рождение остатков с одинаковыми свойствами и при одинаковых внешних условиях происходит с частотой τ^{-1} лет. Тогда число ОСН $dN = dt / \tau = \tau^{-1} (dt / dR_s) dR_s$, с помощью этого выражения можно получить кумулятивное распределение ОСН по диаметрам D_s

$$N(\leq D_s) = \int_0^{D_s} dN = \int_{D_s}^{\infty} (dt / dD_s) dD_s, \text{ которое можно}$$

получить также из наблюдений. Считая, что закон

движения имеет степенной вид $R_s \propto t^\eta$, то распределение

имеет также степенной вид $N(\leq D_s) \propto D_s^{1/\eta}$:

$N(\leq D_s) = AD_s^1$ - для ОСН на фазе свободного

расширения; $N(\leq D_s) = AD_s^{2.5}$ - если остатки находятся на фазе Седова.

Первые подробный анализ зависимости $N(\leq D_s) - D_s$ для ОСН в Магеллановых Облаках показал, что показатель степени этой зависимости близок к единице [6], из чего эти авторы сделали вывод о том, что наблюдаемые в МО остатки сверхновых находятся на стадии свободного расширения. Такой вывод расходился с многими другими наблюдательными данными, указывающими на то, что большинство наблюдаемых в радио и рентгеновском диапазонах ОСН находятся на адиабатической фазе Седова. Авторы работы [7] впервые указали на возможную роль неоднородностей плотности в МЗС, где находятся остатки, в уменьшении показателя в зависимости $N(\leq D) - D$ для адиабатических ОСН с ожидаемого значения 2.5 до 1. В работе [8] также сделан вывод, что неоднородность МЗС может стать основной причины этого эффекта. Здесь рассмотрим этот вопрос используя более богатый наблюдательный материал, а также используя статистический ансамбль ОСН, сгенерированный методом Монте-Карло, как это было сделано в работе [9]. Наблюдательные данные целиком взяты из работы [10] и включает ансамбль из 113 ОСН (51 из галактики М33, 30 из М 31, 25 из Больших Магеллановых облаков (БМО), 7 из Малых Магеллановых облаков).

На рис. 2 и 3 показаны $N - D$ зависимости наблюдаемых и смоделированных ОСН. Аппроксимирующие прямые, проведенные на этих рисунках, имеют зависимости $D^{1.1}$ и $D^{1.47}$, соответственно. Важно отметить, среди 400 сгенерированных ОСН только 3 остатка находятся на фазе, остальные находятся на стадии адиабатического расширения, тем не менее показатель степени ближе к 1, величине ожидаемой для свободного расширения.

[1]. J. K. Truelove, C. F. McKee, ApJ Suppl, 1999, v.120, p.299
 [2]. I. S. Shklovskii, Soviet Astronomy, 1962, v. 6, p.1626
 [3]. R. Yamazaki, et al. MNRAS, 2006, v. 371, p. 1975
 [4]. J. Fang, , L. Zhang, MNRAS, 2008, v. 384, p. 1119 (arxiv 0711.4173 astro-ph)
 [5]. S. Sturmer, J. G. Skibo, C. D. Dermer, J. R. Mattox, ApJ, 2006, v.490, p.619
 [6]. D.S. Mathewson, V.L. Ford, V.A. Dopita, et al.; ApJ Suppl., 1983, v.51, p.345
 [7]. R. Fusco-Femiano, A. Preite-Martinez, ApJ, 1984, v. 281, p. 593
 [8]. E. M. Berkhuijsen, A&A, 1987, v.181, p. 398
 [9]. А.И. Асваров и Х.И. Новрузова Азерб. Астрон. Ж., 2007, т.2, с.42
 [10]. D. Urošević, T.G. Panuti, N. Duric, A. Theodorou A&A, 2005, v.435, p.437

РАСШИРЕНИЕ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ