

# ЭВОЛЮЦИЯ МАССИВНЫХ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон

**Р е з ю м е .** Рассмотрена эволюция массивных тесных двойных систем, начиная с системы, состоящей из звезд главной последовательности до образования конечной конфигурации из двух релятивистских объектов. Показана возможность объяснения происхождения массивных звезд с большими пространственными скоростями, звезд Вольфа-Райе и др. Найдены условия распада конечной системы, состоящей из двух релятивистских объектов.

## EVOLUTION OF MASSIVE CLOSE BINARIES

A. Tutukov, L. Yungelson.

### Summary

The evolution of a massive close binary is discussed, starting from main sequence up to the formation of two relativistic objects and disruption of the system. The following general scheme of evolution is outlined: two main-sequence stars (S + S stage) — mass exchange — Wolf-Rayet star or blue supergiant plus main sequence star (WR + S stage) — explosion of WR star, appearing as a supernova event — collapsed or neutron star plus main sequence star, which may be observed as "runaway star" (R + R stage) — mass exchange — collapsed or neutron star plus WR star (R + WR stage) — explosion of WR star, leading to the disruption of the system and producing two pulsars with spatial velocities up to  $\sim 100$  km/sec (fig.1.). The R + S and R + WR systems may be observed as X-rays sources. Some numerical estimates are obtained, using results of evolutionary computations [1]. The velocities of components on the WR + S stage are given by (3). The condition for continuous collapse of a WR component of a close binary is found (see (6)). The spatial velocity of the system after the first supernova explosion is given by (8) (fig.4), the excentricity of the orbit by (9). The system remains bound after the first explosion of supernova, contrary to the idea, suggested by Blaauw for formation of "runaway stars". Thus, it is possible that massive stars with high velocities have unseen less massive companions. This spatial velocity is high enough to bring the star up to  $|z| \sim 100$  ps, thus providing the spatial distribution of young pulsars found by Gunn and Ostriker [26]. The conditions for disruption of the system after the second supernova explosion are given by (14) and (15) for excentric and circular orbits, respectively. The values of maximal masses still securing the desintegration of the system after a second explosion of supernova in the system are plotted on fig.6. against initial main-sequence mass.

## В в е д е н и е

Расчеты эволюции тесных двойных звезд, проведенные в последние годы, дали много информации о их эволюции на стадиях горения водорода и гелия. Однако, ряд неопределенностей в физических предпосылках, лежащих в основе изучения эволюции двойных систем: проблема потери вещества и момента из системы, реакция второй звезды на увеличение массы, процессы, приводящие звезду к конечному состоянию, затрудняет численный расчет эволюции тесной двойной звезды до конечной системы.

С другой стороны, успехи экспериментальной астрофизики последних лет привели к открытию ряда новых объектов: нейтронных звезд, коллапсаров, рентгеновских источников, часть из которых, вероятно, связана с поздними стадиями эволюции двойных звезд. Классическое явление, обусловленное двойственностью — взрывы новых звезд.

Таким образом, для понимания места новых явлений в эволюции двойных звезд необходимо построить хотя бы приближенную схему эволюции двойных, начиная от стадии главной последовательности и до образования конечных продуктов эволюции: белых карликов, нейтронных звезд и коллапсаров.

В настоящей работе будут использованы результаты конкретных расчетов эволюции тесных двойных звезд, проведенных авторами [1, 2, 3].

Рассмотрение ограничивается двойными звездами с массой первичной компоненты, превышающей  $10 M_{\odot}$ .

Из наблюдений известно, что более половины массивных звезд входят в состав двойных и кратных систем. Проблема образования двойных звезд окончательного решения еще не имеет. Наиболее вероятными следует считать следующие два варианта. Первый вариант — образование двойных звезд путем захвата на ранних стадиях эволюции протоскоплений. Относительно большая плотность протозвезд в этот момент способствует образованию широких пар. Второй вариант — деление протозвезд или даже звезд, прошедших стадию полного перемешивания на границе Хаяши, вследствие большого углового момента. Таким образом возникают более тесные двойные системы с примерно равными массами компонент. В статье тесными двойными системами называются двойные звезды, главная компонента которых в процессе эволюции хотя бы раз заполняет свою поверхность Роша. Вторая компонента, как будет показано ниже, может и не достигать своей поверхности Роша. Для упрощения приводимых ниже оценок предполагалось, что исходная система состоит из двух звезд примерно одинаковой массы  $M$ , а начальный эксцентриситет  $e = 0$ . Причина выбора близких значений масс компонент состоит в том, что системы, состоящие из звезд главной последовательности, с соотношением масс, близким к единице, наиболее вероятны [4].

На рис. 1 схематически изображена предлагаемая последовательность эволюционных стадий массивной тесной двойной системы. Отмечены только стационарные стадии с достаточно большим временем существования. Переходные быстрые стадии, связанные с большими изменениями масс компонент, опущены.

рис. 1

**S+S-стадия**

Вначале система состоит из двух звезд главной последовательности (рис.1а). Орбитальные скорости компонент в системе отчета, связанной с центром масс:

$$v_0 = \sqrt{\frac{G m}{2 R}} \quad (1)$$

где  $G$  - гравитационная константа,  $R$  - расстояние между компонентами. На рис. 2 нанесены скорости обращения в зависимости от массы компонент для

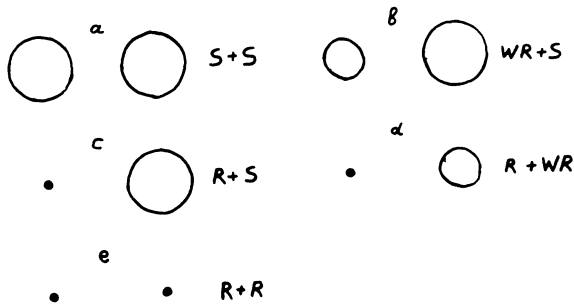


Рис. 1. Последовательность эволюционных стадий тесной двойной звезды большой массы.

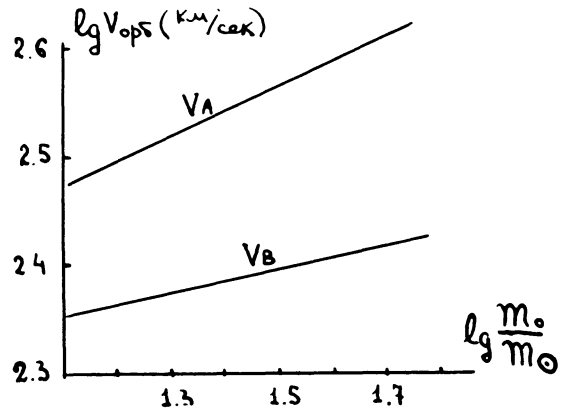


Рис. 2. Орбитальные скорости компонент.  $v_A, v_B$  - орбитальные скорости в системе, заполнение поверхности Роша главным компонентом которой, произойдет в точках А и В эволюционного трека одиночной звезды.

звезд, находящихся в контакте на главной последовательности  $v_A$  и для систем, в которых главная компонента заполняет поверхность Роша в точке В эволюционного трека  $v_B$ . Радиусы звезд на соответствующих стадиях были приняты согласно [5]. Максимальные орбитальные скорости компонент контактной системы, оцениваемые по их максимальным радиусам,  $\sim 20$  км/сек и почти не зависят от масс компонент. Максимальные орбитальные скорости достигаются в контактных системах главной последовательности. Большая часть наблюдаемых двойных звезд находится на стадии **S+S**. Время существования системы **S+S** определяется временем, необходимым для заполнения более массивной компонентой поверхности Роша. После заполнения критической поверхности начинается быстрая стадия обмена веществом между компонентами, детально исследованная для звезд различных масс в работе [1]. Мы предполагаем, что на этой стадии потеря вещества и момента из системы отсутствует. С окончанием процесса обмена веществом система переходит на следующую стадию эволюции - **WR+S**.

## WR+S-стадия

После окончания обмена веществом масса первой звезды становится равной  $\alpha M$ , а второй -  $(2-\alpha)M$ . Массы остатков и значения  $\alpha$  в зависимости от исходной массы звезды, согласно [1], изображены на рис.3. Зависимость можно аппроксимировать следующей формулой:

$$m_{WR} = 10^{-0.96} (m/m_{\odot})^{1.4} \quad (2)$$

Остаток более массивной компоненты, как было показано в работе [1], эволюционирует на диаграмме Герцшпрунга-Рессела в область, занимаемую звездами Вольфа-Райе. Эти звезды, образовавшиеся в результате обмена массой, мы в дальнейшем будем условно называть WR-звездами, хотя при их дальнейшей эволюции они, как показывают расчеты, могут покинуть область звезд WR и неоднократно заполнять поверхность Роша [1]. Орбитальные скорости компонент после обмена могут быть легко найдены в предположении сохранения общей массы, углового момента и нулевого эксцентриситета орбит:

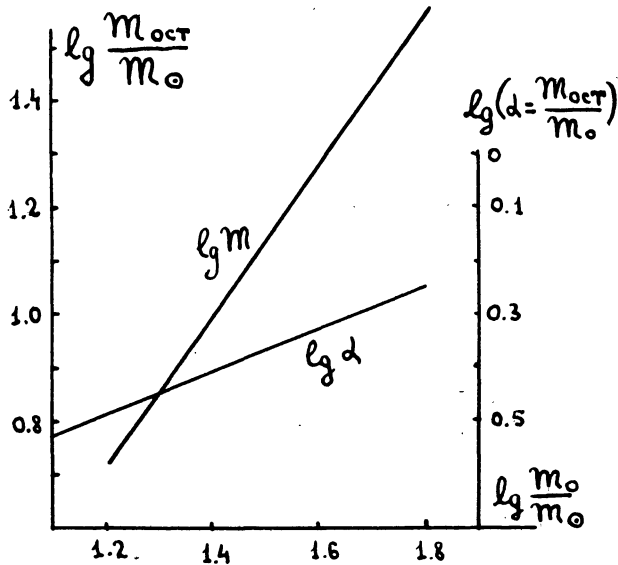


Рис. 3. Зависимость массы звезды WR от массы исходной звезды.

$$\begin{aligned} v_1 &= \alpha (2-\alpha)^2 v_0 \\ v_2 &= \alpha^2 (2-\alpha) v_0 \end{aligned} \quad (3)$$

Звезды WR теряют массу со скоростью  $10^{-5} - 10^{-6} m_{\odot}/\text{год}$  [6]. При этом расстояние между звездами увеличивается. Орбита остается круговой. Вещество, теряемое системой, уносит угловой момент, равный среднему угловому моменту орбитального движения звезды WR. Расстояние между компонентами R увеличивается следующим образом:

$$R = R_0 \frac{M_0}{M}$$

M - суммарная масса компонент,  $R_0$  и  $M_0$  - начальные значения расстояния и суммарной массы. Изменение расстояния между компонентами в процессе потери массы звездой WR не может быть значительным при умеренной полной потере вещества звездой WR.

Смит [7] нашла, что абсолютные величины звезд WR заключены в довольно узком по светимости интервале  $-9. < M_B < -7.6$ . Если бы на стадии WR звезда теряла значительную долю своей массы, то этот интервал был бы шире.

Потеря вещества звездой  $WR$  на более поздних стадиях ядерной эволюции (с горением углерода и кислорода в ядре) также незначительна [1].

Как показали расчеты [1], на стадии горения углерода и кислорода в ядре звезда  $WR$  может **значительное** время находиться в области голубых сверхгигантов лишь при **отсутствии** нейтринной эмиссии. Исходя из соответствующих времен жизни, можно оценить, что число двойных систем с компонентой  $WR$  примерно в два раза превышает число двойных систем с голубым сверхгигантом. Отношение числа систем  $S+S$  к числу систем  $WR+S$  при отсутствии нейтринного излучения - около 5, при наличии нейтринного излучения, предсказываемого теорией слабых взаимодействий - около 8.

С истощением ядерного горючего центральная область звезды  $WR$ , вероятно, заполняющей в этот момент свою полость Роша, коллапсирует. Современная теория не **дает возможности** определить однозначно конечный результат коллапса в зависимости от массы исходной звезды. Для наиболее массивных звезд это будет коллапсар, для менее массивных звезд - **нейтронная** звезда. Величина граничной массы, разделяющей эти два случая, остается неопределенной.

### $R + S$ - стадия

Рассмотрим кратко вопрос о том, сможет ли двойственность помешать безостановочному коллапсу ядра звезды  $WR$  до конечного состояния в случае, если на стадии  $WR + S$  устанавливается синхронное вращение. При синхронном вращении угловой момент той части ядра звезды  $WR$ , которая впоследствии образует коллапсар или нейтронную звезду, равен:

$$K = 0.1 m r^2 \omega \approx 0.1 \frac{m^{\frac{5}{3}}}{\rho^{\frac{2}{3}}} \omega = 10^{67.6} \frac{m^{\frac{5}{3}} M^{\frac{1}{2}}}{\rho^{\frac{2}{3}} R^{\frac{3}{2}}} \quad (4)$$

$m$  - масса конечного объекта,  $r, \rho$  - радиус и средняя плотность данной части звезды  $WR$ ,  $M$  - суммарная масса системы,  $R$  - расстояние между компонентами, которые, как предполагается для простоты, движутся по круговым орбитам.

Критический для безостановочного коллапса угловой момент  $K_c$ , согласно [8], равен:

$$K_c = 10^{48} (m/m_\odot)^2 \quad (5)$$

Следовательно, безостановочный коллапс возможен при  $K < K_c$  или при:

$$R > \frac{10^{13} (M/m_\odot)^{1/3}}{\rho^{4/9} (m/m_\odot)^{2/9}} \quad (6)$$

Последнее условие означает, что если на стадии горения гелия в ядре  $WR$  ( $\rho \approx 10^3 \text{ г/см}^3$ ) устанавливается синхронное вращение, то для систем с периодом больше одного дня условие  $K < K_c$  выполняется. Все наблюдаемые системы с  $WR$  - компонентой имеют период больший одного дня. Если же **синхронное** вращение поддерживается до более поздних стадий ядерной эволюции, то угловой момент будет еще меньше и двойственность не **помешает** безостановочному коллапсу.

Проблема избыточного углового момента существует и для одиночных звезд. Критическая относительно вращения угловая скорость одиночной звезды:  $\omega_c \approx 10^{-4} \text{ сек}^{-1}$ . Для ядра, из которого впоследствии образуется коллапсар или нейтронная звезда, угловой момент:

$$K \approx 10^{54.3} \frac{(m/m_\odot)^{5/3}}{\rho^{2/3}}$$

При  $\omega \geq 10^{-6.5} \rho^{2/3} (m/m_\odot)^{1/3}$  безостановочный коллапс, невозможен, т.е. большая часть звезд должна значительно уменьшить угловой момент ядра для того, чтобы сколлапсировать без задержки.

С другой стороны, если механизм передачи углового момента от ядра звезды к оболочке достаточно эффективен, чтобы сохранять твердотельное вращение до границы Хаяши, где радиус звезды возрастает в 300-400 раз, а угловая скорость уменьшается в  $\sim 10^5$  раз, то угловой момент конечного объекта равен:

$$K \approx 10^{43.3} (m/m_\odot)^{5/3}$$

при  $\rho \approx 10^3 \text{ г/см}^3$ , характерных для стадии горения гелия в ядре. В этом случае угловая скорость нейтронной звезды, образующейся в результате коллапса  $\omega \sim 10^{-1} \text{ сек}^{-1}$ , т.е. она вращается слишком медленно для пульсара. Приведенные выше оценки позволяют сделать вывод, что без передачи большей части углового момента ядром оболочке безостановочный коллапс невозможен, в то же время сохранение звездой твердотельного вращения даже до стадии горения гелия приводит к слишком малым угловым скоростям нейтронных звезд. Не исключено, что от большей части избыточного углового момента, коллапсирующие ядра звезд избавляются в процессе коллапса, например, за счет излучения гравитационных волн.

В результате коллапса часть массы звезды  $WR$  выбрасывается из системы с доходящей до нескольких тысяч километров в секунду скоростью. Наблюдаемое проявление этого процесса - вспышка Сверхновой. Масса остатка -  $\beta \alpha m$ ,  $\beta$  всегда меньше единицы. Даже в том случае, когда потеря вещества в процессе коллапса не происходит,  $\beta < 1$  вследствие существования релятивистского дефицита массы, который для наиболее массивных устойчивых холодных нейтронных звезд достигает 25% [9].

Скорость выброшенного взрывом вещества значительно превосходит орбитальные скорости компонент, что позволяет в первом приближении рассматривать взрыв как мгновенное уменьшение массы звезды  $WR$  и значительно упрощает нахождение характеристик системы  $R+S$  после взрыва. Кроме того, можно предположить, что импульс, передаваемый веществом оболочки компоненте  $S$ , невелик и им можно пренебречь. Последнее условие, вообще говоря, справедливо только для систем с отношением радиуса компоненты к расстоянию между компонентами большим пяти-десяти. Для более тесных систем импульс, передаваемый оболочкой компоненте  $S$ , будет составлять заметную долю импульса орбитального движения, кроме того, возможен разлет части оболочки этой компоненты под действием выброшенного звездой  $WR$  вещества. Мы предполагаем, что вторая компонента  $S$  сохраняет свою массу  $(2-\alpha)m$ , поскольку учет возможного уменьшения массы представляет достаточно сложную самостоятельную задачу.

Так как масса взорвавшейся звезды была меньше массы  $S$ -компоненты, то распад системы не произойдет, если только  $\beta$  не равно нулю. Условие распада систем, компоненты которых находятся на круговых орбитах, согласно Блау [10]:

$$m_1 - m_2 > 2 m_{s1} \quad (7)$$

где  $m_1$  и  $m_2$ -массы компонент до взрыва,  $m_{s1}$  - масса остатка первой компоненты. Блау объяснил образование массивных звезд с высокими скоростями взрывом одной из компонент двойной системы. Но, если учесть, что в тесной двойной системе до взрыва обязательно будет происходить обмен массой и к моменту взрыва более массивная компонента станет менее массивной, то распада системы не произойдет. Могли бы распасться системы с большим исходным соотношением масс, но их число незначительно [4].

После взрыва система состоит из релятивистского объекта с массой  $\beta \alpha m$  и звезды  $S$  массой  $(2 - \alpha)m$ . Вся система в целом приобретает скорость  $v_{SR}$ , по направлению совпадающую с направлением вектора скорости звезды  $S$  в момент взрыва и по величине равную:

$$v_{SR} = \frac{\alpha^2 (2 - \alpha)^2 (1 - \beta)}{2 - \alpha (1 - \beta)} v_0 \quad (8)$$

Релятивистский остаток выходит на эллиптическую орбиту, причем большая ось орбиты ортогональна вектору скорости системы, а эксцентриситет, согласно Готту [11], в принятых нами обозначениях равен:

$$e = \frac{\alpha (1 - \beta)}{2 - \alpha (1 - \beta)} \quad (9)$$

Скорости компонент системы  $S$  и  $R$  в периастре, где они максимальны, записанные в системе координат центра тяжести, соответственно, равны:

$$v_s = \frac{2 \beta \alpha^2 (2 - \alpha)}{2 - \alpha (1 - \beta)} v_0 \quad (10)$$

$$v_R = \frac{2 \alpha (2 - \alpha)^2}{2 - \alpha (1 - \beta)} v_0$$

Отношение максимальной скорости компоненты  $S$  к скорости движения центра масс системы:

$$\frac{v_s}{v_{SR}} = \frac{2 \beta}{(2 - \alpha)(1 - \beta)} \quad (11)$$

Система не распадается, но видимая компонента  $S$  приобретает среднюю скорость  $v_{SR}$ , относительное изменение этой скорости в первом приближении определяется выражением (11). Скорость  $v_{SR}$  в зависимости от исходной массы звезд  $m_0$  показана на рис.4 для различных значений  $\beta$ .  $v_A$  и  $v_B$  - скорости движения центра масс систем в случаях, когда заполнение поверхности Роша произошло недалеко от точек  $A$  и  $B$  эволюционного трека, соответственно. Если учесть потерю углового момента системой в процессе обмена веществом,

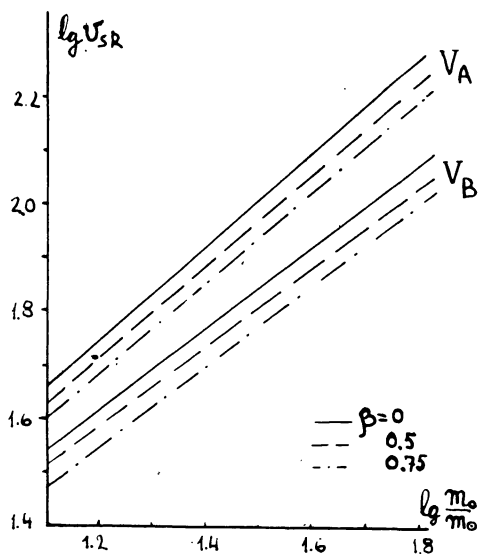


Рис. 4. Пространственные скорости систем, орбитальные скорости которых приведены на рис. 2 для различных  $\beta$ .

Так как большая ось орбиты ортогональна направлению движения системы в целом, наиболее благоприятные условия для обнаружения двойственности складываются для систем с большими лучевыми скоростями. Амплитуда изменения лучевой скорости для не слишком малых  $\beta$  может быть достаточной для обнаружения (см. (11)). Готт [14] нашел, что одна из звезд раннего спектрального класса с большой скоростью HD 59543 является двойной с периодом около 18 дней. Система обладает заметным эксцентриситетом:  $e \approx 0.52$ . Масса невидимого компонента не исключает возможности его релятивистской природы. Витриченко [15] указывает на возможную двойственность значительной части массивных звезд с большими пространственными скоростями.

Нейтронная звезда или коллапсар в двойной системе, поглощая вещество из оболочки второго компонента, дают начало сложному комплексу дисковой аккреции, детально исследованной в работе [16]. При этом излучаются рентгеновские кванты, что дает возможность объяснить существование части рентгеновских источников, обнаруженных в последнее время, например, Cyg X1, который является двойной звездой с периодом около 5.6 дня и массой невидимой компоненты  $14 m_\odot$  [17].

Стадия  $R+S$  кончается при заполнении звездой  $S$  поверхности Роша. Детально эволюция системы на стадии перетекания вещества звезды  $S$  к релятивистскому объекту описана в работе [3]. На этой стадии происходит интенсивная дисковая аккреция, приводящая к возникновению рентгеновского излучения с потоком, близким к критическому. Большая часть вещества, теряемого компо-

указания на которую приведены в работах [2, 4, 12] то можно ожидать, что скорость системы будет более близка к  $V_A$ , чем к  $V_B$ . Таким образом, оценки показывают, что рассмотренный механизм дает возможность получить скорости звезд около 100 км/сек, характерные для массивных звезд с высокими скоростями. Кроме того, скорости "убегающих" звезд растут по мере роста массы звезды, что, естественно, объясняет преобладание более массивных звезд спектрального класса  $O$  по сравнению с менее массивными  $B$ -звездами среди "убегающих" звезд [10].

Часть двойных звезд входит в состав кратных систем. Харрингтон [13] определил, что отношение размеров кратной системы к расстоянию между компонентами двойной звезды, входящей в состав системы, близко к десяти. Легко можно оценить, что большая часть таких кратных систем распадается в процессе взрыва компоненты  $WR$  системы  $WR+S$ , являющейся частью системы большей кратности.

Из-за двойственности лучевая скорость видимой компоненты  $S$  должна быть пе-



нентой  $S$ , выбрасывается из системы давлением излучения. Переизлучение рентгеновского потока оболочкой, образующейся вокруг системы, может привести к появлению сложных спектров типа симбиотических звезд. В процессе потери вещества расстояние между компонентами будет увеличиваться, а орбитальные скорости уменьшаться [3].

Следует обратить внимание на то, что компонента  $S$  системы  $S+R$  может и не достичь радиуса Роша, если исходная система была достаточно широкой. Причина заключается в том, что на стадии перехода от системы  $S+S$  к  $WR+S$  расстояние между компонентами увеличивается. Максимальный радиус одиночной массивной звезды, достигаемый в процессе эволюции, согласно [18]:

$$R_{\max}/R_{\odot} \approx 10^{1.8} m/m_{\odot}$$

Если заполнение поверхности Роша первой компонентой произойдет при радиусе большем трети  $R_{\max}$ , то вторая компонента в процессе своей эволюции не сможет заполнить поверхности Роша, если все вещество первой компоненты присоединяется ко второй. Если же все вещество, теряемое первой компонентой, покидает систему с удельным моментом, равным среднему моменту компоненты  $S$ , то условие заполнения поверхности Роша второй компонентой имеет вид  $R_1 \leq R_{\max}/2$  в момент первого заполнения. Системы  $R+S$ , компоненты  $S$  которых в ходе эволюции не заполняют поверхности Роша, в процессе взрыва компоненты  $S$  будут распадаться, поскольку, как будет показано ниже, условия распада для них облегчены большим отношением масс. Наличие компоненты  $S$ , которая, вероятно, теряет вещество, препятствует возникновению импульсного радиоизлучения, характерного для пульсаров в случае, когда релятивистский объект - нейтронная звезда [19].

Время жизни на стадии  $R+S$  определяется в основном временем, необходимым звезде  $S$  для того, чтобы заполнить поверхность Роша и оно может быть порядка времени жизни звезды  $S$  на главной последовательности.

#### $WR+R$ - стадия

Для изучения дальнейшей эволюции системы важно знать изменение эксцентриситета орбиты на стадии перехода системы от  $R+S$  к  $WR+R$  - стадии. Если удельный момент, уносимый веществом из системы, равен среднему угловому моменту компоненты, теряющей массу, эксцентриситет не меняется. Из-за эксцентриситета орбиты компоненты  $R$  скорость потери вещества из системы будет, вероятно, переменной. Кроме того, релятивистский объект  $R$  будет тормозиться в потоке вещества, теряемого компонентой  $S$ , что ведет к уменьшению эксцентриситета его орбиты. Приливное взаимодействие  $R$  и  $S$  также будет уменьшать  $e$ , но величину этого уменьшения в настоящее время определить трудно, поскольку соответствующая задача о движении точечного объекта в поле тяжести звезды, теряющей массу, еще не решена.

После отключения от поверхности Роша звезда  $S$ , сбросив значительную часть своей массы (рис.3), эволюционирует на диаграмме Герцшпрунга-Рессела в область звезд с высокой поверхностной температурой. Начинается стадия  $WR+R$ . Звезда  $WR$  теряет вещество, часть которого захватывается релятивистским объек-

том с образованием диска. Аккреция вещества из этого диска способна поддерживать рентгеновское излучение релятивистского объекта. Скорость увеличения массы релятивистского объекта незначительна из-за наличия критического потока излучения  $\sim 10^{-8} - 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ , поэтому за время жизни системы масса  $R$  может измениться только на несколько процентов. Это дает возможность примерно только одному проценту нейтронных звезд, входящих в состав двойных, сколлапсировать за время жизни в системе  $WR+R$ . Существенного изменения орбиты при этом не произойдет, но спектр рентгеновского излучения, возникающего при дисковой аккреции изменится.

Звезды  $WR$ , входящие в состав систем  $WR+R$ , должны иметь значительные, до 100 км/сек, пространственные скорости, поэтому за время их жизни и время жизни системы на стадии  $WR+R$  они могут удалиться от ассоциации, в которой они возникли, на расстояние порядка 100 пс. Рентгеновская светимость  $L_R$  компоненты  $R$  может быть оценена в предположении, что к диску присоединяется все вещество, теряемое звездой  $WR$  в угловом секторе, где скорость потока меньше круговой. Предполагается, кроме того, что 10% массы покоя превращается в рентгеновское излучение, а  $M_R = M_{\odot}$ . В этом случае рентгеновская светимость компоненты  $R$ :

$$\frac{L_R}{L_{\odot}} \approx \frac{10^{10}}{(R/R_{\odot})^2} \cdot \mu \quad (12)$$

$R$  - расстояние между компонентами,  $\mu$  выражено в единицах  $M_{\odot}/\text{год}$ . Поскольку скорость потери вещества звездами  $WR \sim 10^{-5}$  и  $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ , характерные светимости рентгеновских источников, связанных с  $WR$  звездами, могут оказаться  $10^3 - 10^4 L_{\odot}$ . Конечно, возможны большие отклонения от этой оценки, особенно в меньшую сторону, из-за больших расстояний между компонентами.

Масса звезды  $WR \sim \alpha^2(2-\alpha)^{1.4} M_{\odot}$ . Она несколько больше массы первой звезды  $WR$  из-за того, что масса исходной звезды после перетекания вещества с первой компоненты была больше. Поэтому время жизни этой более массивной звезды будет меньше, чем время жизни первой звезды  $WR$ . Отношение числа систем  $WR+R$  к числу систем  $WR+S$  должно быть близко к 1/2.

### $R+R$ - стадия

После выгорания ядерного горючего в ядре  $WR$ , она взрывается, теряя часть массы. Остаток - релятивистский объект имеет массу  $-\beta \alpha (2-\alpha)^{1.4} M_{\odot}$ . Поскольку мы не знаем зависимости  $\beta$  от массы, мы принимаем  $\beta$  для первой и второй  $WR$  одинаковыми, дальнейшие оценки подтверждают это приближение. Рассмотрим вопрос о распаде системы  $WR+R$  в момент взрыва компоненты  $WR$ . Конечно, в принципе возможно, что на предшествующих стадиях эволюции обе звезды потеряют большую часть массы, и коллапс не будет сопровождаться большой потерей вещества. Система останется связанной, и можно будет получить системы типа пульсар + пульсар или коллапсар + коллапсар. Но изучение обнаруженных пульсаров не дает ни одного примера двойственности, поэтому такую возможность следует считать маловероятной, по крайней мере, для большинства систем.

Условие распада систем, компоненты которых движутся по эллиптическим

орбитам [20]:

$$\frac{\Delta(m_1 + m_2)}{m_1 + m_2} \geq \frac{R}{2a} \quad - 13)$$

$\Delta(m_1, m_2)$  изменение массы системы в процессе взрыва,  $m_1 + m_2$  - масса системы до взрыва,  $R$  - расстояние между звездами в момент взрыва,  $a$  - большая полуось орбиты взрывающейся компоненты. В периастре  $R = a(1-e)$ , в апоастре  $R = a(1+e)$ , следовательно для распада системы необходимо требовать выполнения условия (13) в апоастре. Уравнение (13) в принятых нами обозначениях будет иметь вид:

$$\frac{2(1-\beta)(2-\alpha)^{1.4}}{(2-\alpha)^{1.4} + \beta} \geq 1 + \frac{\alpha(1-\beta)}{2-\alpha(1-\beta)} \quad (14)$$

а для круговой орбиты:

$$\frac{2(1-\beta)(2-\alpha)^{1.4}}{(2-\alpha)^{1.4} + \beta} \geq 1 \quad (15)$$

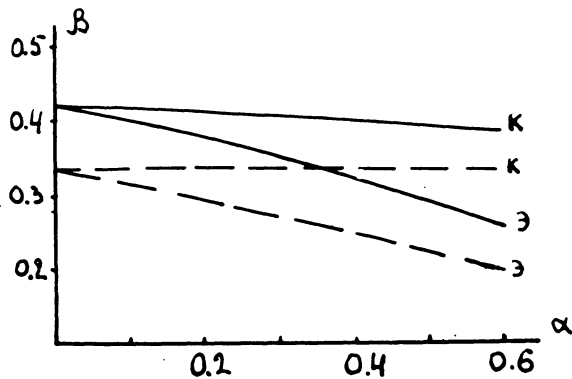


Рис. 5. Зависимость критических относительно распада  $\beta$  от  $\alpha$  для эллиптических и круговых орбит. Сплошными линиями нанесены  $\beta$  в случае, когда суммарная масса системы при переходе от  $S+S$  к  $WR+S$  сохраняется. Штриховыми линиями  $\beta$  в случае, когда масса второй компоненты в процессе потери вещества первой компонентой не меняется.

Зависимость  $\beta$  от  $\alpha$  для критического случая нанесена на рис. 5 сплошными линиями для круговых, и для эллиптических орбит для случая, когда при переходе от стадии  $S+S$  к  $WR+S$  вся масса, потерянная одной компонентой  $S$ , аккумулируется другой. В другом предельном случае можно предположить, что вся масса, теряемая компонентой  $S$ , выбрасывается из системы. Массы компонент перед вторым взрывом тогда будут:  $\beta\alpha m$  и  $\alpha m$ , а условие распада системы с эллиптической или круговой орбитой, соответственно:

$$\frac{2(1-\beta)}{1+\beta} > 1 + \frac{\alpha(1-\beta)}{1+\alpha\beta} \quad (16)$$

$$\frac{2(1-\beta)}{1+\beta} > 1 \quad (17)$$

Условие (16) распада системы записано для апоафра. Критические значения  $\beta$  в зависимости от  $\alpha$  для этого случая нанесены штриховыми линиями на рис. 5. Зависимость  $\beta$  от  $\alpha$  такова, что принятое предположение о равенстве  $\beta$  для первой и второй компонент оправдано, если даже массы звезд в момент взрыва не равны.

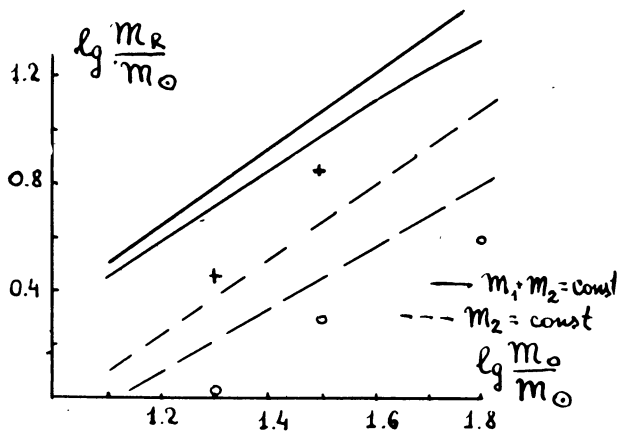


Рис.6. Зависимость критических относительно распада масс релятивистских остатков  $m_R$  от массы исходной звезды для различных режимов потери. Обозначения такие же, как и на рис.5.

- + массы зеленых ядер звезд, в ходе эволюции которых происходила эмиссия нейтрино.
- o массы железных ядер звезд, в ходе эволюции которых не происходит эмиссия нейтрино.

венными скоростями, в то время, как пульсары, возникшие в результате эволюции одиночных массивных звезд будут иметь скорости около 10 - 20 км/сек. Большие пространственные скорости остатков обеспечивают распад кратной системы в момент второго взрыва.

Отметим, что число пар пульсаров, расположенных на относительно небольших угловых расстояниях друг от друга, превышает число, ожидаемое из статистических соображений при случайном распределении пульсаров по небесной сфере (Г.С.Бисноватый - Коган, частное сообщение).

Если предположить, что после взрыва и образования нейтронной звезды пульсары будут обнаружимы  $\sim 10^6$  лет, то при скорости  $\sim 10^7$  см/сек расстояние между членами пары может достигнуть  $\sim 100$  пс .

### З а к л ю ч е н и е

Оценим массу звезд, превращающихся в конце эволюции в пульсар, из статистических соображений. Робертс оценил число В - звезд в нашей Галактике, которое оказалось близким к  $2 \cdot 10^6$  [21] . Масса поздних В - звезд, согласно Пирсу [22] , около  $4.7 m_{\odot}$  . Принимая время жизни на главной последователь-

На рис.6 сплошными линиями нанесены максимальные для выполнения условий распада системы WR+R массы  $m_R$  релятивистских остатков в зависимости от исходной массы компоненты. Если масса остатка звезды WR меньше  $m_R$  , то система в момент второго взрыва распадается. Условия для распада выполняются по крайней мере для тех систем, из компонент которых образуются нейтронные звезды, поскольку все обнаруженные до настоящего времени пульсары - одиночные. Так как около половины массивных звезд - двойные, не менее половины пульсаров образовалось в составе двойных систем. Пульсары, образовавшиеся в двойных звездах, должны отличаться большими,

$\sim 100$  км/сек, пространст-

ности  $\tau \approx 5 \cdot 10^9 / (m/m_\odot)^2$  лет, а зависимость функции звездообразования от массы согласно Солпитеру [23], можно полностью определить функцию звездообразования:

$$dN = \frac{a}{(m/m_\odot)^{2.4}} \cdot \frac{5 \cdot 10^9}{(m/m_\odot)^2} \cdot \frac{dm}{m_\odot} \quad (18)$$

Определив величину  $a$ , из уравнения (18) найдем, что если в Галактике раз в 100 лет вспыхивает сверхновая [24], то все звезды с  $m_\odot \geq 10 m_\odot$  в конце эволюции образуют релятивистские объекты. Стотерс [25] дает несколько более высокое значение для граничной массы  $m_\odot \geq 15 m_\odot$ . Но нужно иметь в виду, что это граничное значение массы зависит от ряда параметров, значения которых в настоящее время известны с точностью до  $\sim 100\%$ . Например, изменение частоты вспышек сверхновых или функции звездообразования в два раза изменяют в полтора раза значение граничной массы. Ганн и Острикер [26] считают, что все звезды  $10 m_\odot > m > 4 m_\odot$  превращаются в нейтронные звезды. Нижнее значение граничной массы может быть заниженным. Пачинский [27] показал, что гелиевые звезды с  $1 \leq m/m_\odot \leq 2$  после выгорания  $He$  в ядре эволюционируют в область красных гигантов, где, будучи членами двойных систем, они смогут понизить свою массу до предельной Чандрасекаровской. Одиночные гелиевые звезды этого интервала масс могут терять вещество в области красных гигантов, приводя к появлению звезд типа R Северной Короны. Но гелиевые звезды  $1 \leq m/m_\odot \leq 2$  - ядра водородно-гелиевых звезд с  $6 \leq m/m_\odot \leq 9$ . Следовательно, эволюция звезд этого интервала будет приводить к образованию белых карликов.

Есть еще одно независимое обстоятельство, свидетельствующее в пользу того, что звезды с  $m = 4 - 5 m_\odot$  превращаются, в конечном итоге, в белые карлики. Если определить начальную функцию масс для рассеянных скоплений, то можно оценить число звезд, закончивших эволюцию и сравнить это число с наблюдаемым числом белых карликов. Такое сравнение было сделано Бэрбиджами [29] для скоплений Волосы Вероники, Гиады и Ясли. Теоретические предсказания не противоречат наблюдательным данным. Массы звезд, находящихся в настоящее время в верхней части главной последовательности  $4 - 5 m_\odot$ . Это означает, что эволюция звезд с массами  $4 - 5 m_\odot$  приводит, в конечном итоге, к образованию белых карликов. Конечно, если белый карлик входит в состав двойной, то это обстоятельство могло облегчить образование белого карлика из-за возможной потери вещества системой в процессе обмена массой между компонентами. Но Тримбл и Гринстейн [30], определившие лучевые скорости около десяти белых карликов Гиад и Плеяд с целью оценки гравитационного смещения линий, не заметили переменности их, в пределах ошибки определения. Ошибка определения лучевой скорости  $\sim 13$  км/сек достаточно мала, чтобы практически исключить эволюционно значимую двойственность при ортогональности луча зрения оси орбитального движения двойной.

Условие распада систем, проиллюстрированное на рис. 6, выполняется по крайней мере для систем, приводящих к образованию двух нейтронных звезд. Образование нейтронных звезд в составе двойных позволяет объяснить ряд наблюдаемых свойств пульсаров, систематизированных в работе Ганна и Острикера [26].

Гани и Острикер, проведя статистическое исследование свойств сорока одного пульсара, пришли к выводу, что пульсары рождаются со средним расстоянием от плоскости галактики  $|Z| \sim 80$  пс и в момент рождения получают скорость  $\sim 100$  км/сек. Система на стадиях  $S+R$  и  $WR+R$  имеет пространственную скорость до 100 км/сек и за время жизни,  $\sim 10^6$  лет может удалиться от галактической плоскости на расстояние  $\sim 100$  пс. Таким образом, "молодые" пульсары имеют  $|Z| \sim 80$  пс. Распад системы  $WR+R$  в момент взрыва компоненты  $WR$  сообщает нейтронным звездам пространственные скорости  $\sim 100$  км/сек. Пульсары, произошедшие из одиночных массивных звезд, имеют малые скорости и малое  $|Z|$ , следовательно, наблюдаемое распределение пульсаров по пространственным скоростям и по  $|Z|$  является наложением двух распределений с различными средними характеристиками.

К сожалению, в настоящее время неизвестна, как уже упоминалось выше, масса остатка в зависимости от исходной массы звезды, что дало бы возможность определить более точно условие распада. На рис.6 нанесены массы железных ядер звезд различной массы к тому моменту, когда в центре звезды достигаются условия, необходимые для фотораспада железа и начала коллапса. Используются результаты изучения эволюции углеродно-кислородных звезд различной массы [28]. Кружками отмечены массы железных ядер с учетом нейтрино, крестиками - без учета нейтрино. Нанесенные на рис.6 значения масс являются минимальными массами образующихся релятивистских объектов. Можно сделать вывод, что эволюция при учете нейтрино облегчает распад систем, поскольку массы остатков в этом случае меньше.

Итак, в работе показано, что целый ряд наблюдаемых астрофизических явлений может быть представлен различными стадиями эволюции тесной массивной пары звезд с образованием в конечном итоге двух релятивистских объектов. Следует отметить, что предложенная схема идеализирована и, например, на стадии  $S+WR$  для систем с близкими массами компонента  $S$  может заполнить поверхность Роша, но это, вероятно, не сможет значительным образом изменить ход эволюции звезды  $WR$ , поскольку ее эволюция определяется в основном ядерной эволюцией ядра.

Астрономический совет АН СССР

Л и т е р а т у р а

1. Л.Р.Юнгельсон, А.В.Тутуков, А.Кляйман, Научные информации Астрономического совета АН СССР, настоящий сборник, 3.
2. А.В.Тутуков, Л.Р.Юнгельсон, Научные информации Астрономического совета АН СССР, настоящий сборник, 58.
3. А.В.Тутуков, Л.Р.Юнгельсон, Научные информации Астрономического совета АН СССР, настоящий сборник, 86.
4. М.В.Попов, Диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук, 1968, Москва, ГАИШ,
5. В.И.Варшавский, А.В.Тутуков, Научные информации Астрономического совета АН СССР, 23, 47, 1972.
6. Underhill A.B., *The Early Type Stars*, D.Reidel Publ.comp., Dordrecht-Holland, 1966.
7. Smith L.F., *IAU Symposium on WR and High Temperature Stars*, Buenos-Aires, 1971.
8. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд. М., 1971, стр. 392.
9. Cohen J.M., Cameron A.G., *Ap.Space.Sci.*, 10, 230, 1971.
10. Vlaauw A.B., *BAN*, 15, 265, 1961.
11. Gott J.R. III, *Nature*, 234, 341, 1971.
12. М.А.Свешников, Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд, Свердловск, 1969.
13. Harrington R.S., *Colloque "On evolution of double stars"*, p.227, 1967.
14. J.R.Gott III, *Ap.J.*, 173, 227, 1972.
15. Э.А.Витриченко, *Изв. КраО* 34, 63, 1969.
16. Р.А.Сюняев, Н.И.Шакура, препринт ИГМ АН СССР, 1972.
17. Bolton C.T., *Nature Ph.Sci.*, 240, 1972.
18. В.И.Варшавский, А.В.Тутуков, Научные информации Астрономического совета АН СССР ( в печати).
19. В.Ф.Шварцман, А.Ж., 48, 438, 1971.
20. Huang S.-S., *Ap.J.*, 138, 471, 1963.
21. Roberts M.S., *Publ.A.S.P.*, 69, 59, 1957.
22. Pearce J.A., *Journ.Astr.Soc.Can.*, 51, 59, 1957.
23. Salpeter E.E., *Ap.J.*, 121, 161, 1955.

24. Б.В.Кукаркин, *Астрофизика*, 1, 465, 1965.
25. Stothers R., *Ap.J.*, 138, 1085, 1963.
26. Gunn J.E., Ostriker J.P., *Ap.J.*, 160, 979, 1970.
27. Paczynski B., *Acta Astr.*, 21, 1, 1971.
28. Ikeuchi S., Nakazawa K., Murai T., Hoshi R., Hayashi C., preprint, 1972.
  
29. Дж. Бэрбидж, Э.М.Бэрбидж. Происхождение и эволюция звезд, стр. 237, Москва 1962.
30. Trimble V., Greenstein J., *Ap.J.*, 177, 441, 1972.