

Из астрономических наблюдений известно, что не менее половины всех звезд входит в двойные и кратные системы. С точки зрения образования звезд из-за гравитационной неустойчивости в холодных молекулярных облаках этот факт вполне естественен, поскольку строго сферически-симметричная ситуация является идеализацией из-за наличия вращения, магнитных полей, неоднородностей плотности и т. д., и сжатие протозвездных облаков часто приводит к одновременному образованию нескольких центров конденсации.

Определение масс двойных звезд. Функция масс

Наблюдение движения звезд в двойной системе во многих случаях позволяет определить массы компонентов. Будем считать звезды точками, движущимися по кеплеровским орбитам вокруг центра масс системы. В отличие от классической задачи определения планетных орбит в солнечной системе, орбиту двойной звезды определяют семь, а не шесть элементов, так как в первом случае масса Солнца много больше массы планет и его движением вокруг общего центра масс можно пренебречь. В качестве параметров орбит двойной системы можно взять: массы компонентов M_1 , M_2 , сумму больших полуосей орбит компонентов относительно центра масс системы $a_1 + a_2 = a$, эксцентриситет орбиты e , наклонение орбиты к лучу зрения i (так что при $i = 90^\circ$ орбита видна с ребра), позиционный угол восходящего узла орбиты Θ и угол, характеризующий положение периастра ω (долгота периастра). Орбитальный период обращения связан с массами компонентов и большой полуосью относительной орбиты $a = a_1 + a_2$ третьим законом Кеплера

$$P = 2\pi \left[\frac{a^3}{G(M_1 + M_2)} \right]^{1/2}.$$

Если звезды видны по отдельности (т. н. визуально-двойные системы), то наблюдения позволяют восстановить орбиты каждой из них и оценить их массу. Однако, часто о двойственности системы можно судить по наличию одной или двух систем линий в суммарном спектре, которые периодически смещаются из-за эффекта Доплера при движении компонентов вокруг общего центра масс (спектрально-двойные звезды).

С помощью спектроскопических наблюдений по эффекту Доплера измеряются лучевые скорости одной или обеих звезд в зависимости от орбитальной фазы и таким образом получают кривые лучевых скоростей $V_{r1}(t)$ и $V_{r2}(t)$ (см. рис. 1.1).

Рассмотрим связь между амплитудой лучевых скоростей звезд и их относительными массами на примере двойной системы, в которой звезды обращаются вокруг общего центра масс по круговым орбитам. Из условия неподвижности центра масс системы

имеем:

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{M_2}{M_1},$$

откуда:

$$\frac{a_1}{a} = \frac{M_2}{M_1 + M_2},$$

Выразим амплитуду изменения лучевой скорости V_r любой звезды (пусть это будет V_{r1}) через радиусы орбит и орбитальную скорость движения V_{o1} этой звезды:

$$V_{r1} = V_{o1} \sin i = \frac{2\pi}{P} a_1 \sin i = \frac{2\pi}{P} \frac{M_2}{M_1 + M_2} a \sin i.$$

Таким образом, одновременное измерение V_{r1} и V_{r2} позволяет определить отношение масс компонентов $M_2/M_1 = a_1/a_2 = V_{r1}/V_{r2}$. Однако остается неопределенность в наклонении орбиты i — амплитуды кривых лучевых скоростей могут быть одинаковыми для разных орбит, наклоненных под разными углами.

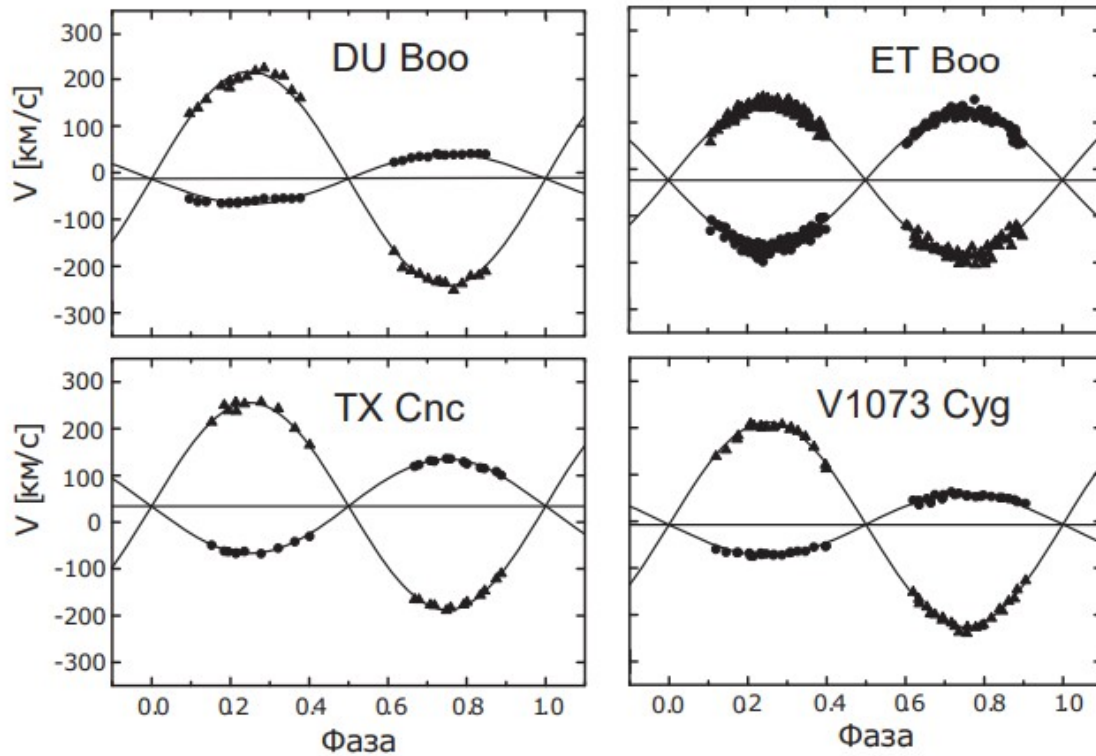


Рис. 1. Примеры кривых лучевых скоростей компонентов тесных двойных систем. Сплошные синусоиды — подгонка наблюдений круговыми орбитами. Горизонтальные прямые соответствуют лучевой скорости движения центра масс. По работе T. Pribulla et al. 2006

Подставляя а из в полученное выше уравнение, запишем:

$$V_{r1}^3 = \frac{2\pi G}{P} \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2},$$

Функция

$$f(M_2) = \frac{PV_{r1}^3}{2\pi G}$$

называется функцией масс звезды с массой M_2 . Она объединяет непосредственно измеряемые величины и V_{r1} , относящиеся к одной из звезд, с массой второй звезды:

$$f(M_2) = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2}$$

Можно показать, что если орбиты звезд представляют собой не круги, а эллипсы с эксцентриситетом e , то в выражении для функции масс орбитальный период P должен быть умножен на фактор $(1 - e^2)^{3/2}$.

Разделив $f(M_2)$ на M_2 , получаем:

$$\frac{f(M_2)}{M_2} = \frac{M_2^2}{(M_1 + M_2)^2} \sin^3 i \leq 1$$

Таким образом, функция масс звезды в двойной системе представляет собой нижний предел ее массы. Поэтому оценка функции масс по наблюдениям одного компонента двойной системы позволяет получить ограничение на массу второго компонента. Подобная ситуация имеет место при наблюдении тесных двойных систем, где обычная звезда составляет пару с компактным компонентом, излучение которого принимается только в рентгеновском диапазоне. Например, функция масс некоторых рентгеновских двойных систем — кандидатов в черные дыры — оказывается свыше 3 масс Солнца (абсолютный верхний предел массы нейтронных звезд в рамках общей теории относительности). Это служит важнейшим указанием на то, что компактная звезда в этих системах не может быть нейтронной звездой и, по-видимому, является черной дырой.

Подчеркнем, что измерение кеплеровских орбит в спектроскопических двойных системах по кривым лучевых скоростей не позволяет определить все параметры двойной системы, поскольку неизвестен угол наклона орбиты к лучу зрения.

Однако задача может быть решена для релятивистских тесных двойных систем из двух нейтронных звезд, по крайней мере одна из которых видна как радиопульсар. В этом случае детальный анализ времен прихода импульсов позволяет с использованием релятивистских эффектов найти все орбитальные параметры двойной системы. Проблемы не возникает также для затменно-двойных систем, когда $i \approx 90^\circ$ и наблюдаются эффекты затмения одного компонента системы другим.

Особенности эволюции звезд в ТДС

Эволюция звезд в двойных системах отличается от эволюции одиночных звезд, если приливное влияние соседнего компонента существенно. Действительно, приливное ускорение, создаваемое возмущающей массой M_2 на поверхности звезды с массой M_1 и радиусом R с расстояния l примерно равно:

$$|a_t| \sim R \cdot \frac{d}{dl} \left(\frac{GM_2}{l^2} \right) = \frac{2GM_2 R}{l^3}$$

На малых расстояниях $l \leq R \cdot (2M_2/M_1)^{1/3}$, определяемых из условия $at \approx g = GM_1/R_2$, приливные силы существенно искажают форму поверхности звезды M_1 и приводят к появлению нового явления, отсутствующего у одиночных звезд или у компонентов широких звездных пар — перетеканию вещества с одной звезды на вторую.

Приближение Роша и полость Роша

Обычно в теории эволюции тесных двойных систем (ТДС) пользуются приближением Роша (Roche), при котором звезды считаются точечными массами и можно пренебречь их собственным моментом импульса осевого вращения по сравнению с орбитальным. Этого приближения в подавляющем большинстве случаев вполне достаточно, поскольку обычно плотность звезды (за исключением некоторых моделей нейтронных звезд с однородной плотностью) сильно увеличивается к центру. Еще одно ограничение на применимость модели Роша к реальным двойным звездам связано с синхронностью вращения компонентов ТДС, что обеспечивается в большинстве случаев их эффективной приливной синхронизацией (ср. случай системы Земля–Луна, в которой вращение Луны уже синхронизовано с орбитальным обращением, несмотря на малый радиус Луны по сравнению с ее полостью Роша). При этом для очень тесных пар нейтронных звезд и черных дыр на последних стадиях слияния важны эффекты общей теории относительности (ОТО). Слияние таких звезд связано с возрастающим по мере сближения компонентов темпом потерь орбитального момента импульса из-за гравитационного излучения. Эффекты ОТО становятся определяющими, когда размер орбиты оказывается порядка нескольких гравитационных радиусов компонентов. В дальнейшем мы будем полагать приближение Роша справедливым. Этого достаточно для понимания основных процессов, отличающих эволюцию звезд в ТДС от одиночных звезд.

Рассмотрим ТДС из звезд M_1 и M_2 на круговых орбитах с суммой больших полуосей $a_1 + a_2 = a$. Выберем систему координат, синхронную с орбитальным обращением ТДС и началом в центре звезды M_1 , в которой ось X направлена от звезды M_1 к M_2 и ось Z направлена вдоль вектора вращения. В этой системе потенциал Роша в точке (x, y, z) записывается в виде суммы трех потенциалов, связанных с гравитационными полями компонентов и центробежной силой:

$$\Phi = -\frac{GM_1}{r_1} - \frac{GM_2}{r_2} - \frac{1}{2}\omega^2[(x - \mu a)^2 + y^2]$$

$$r_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, r_2 = \sqrt{(x - a)^2 + y^2 + z^2} \text{ и } \mu a = M_2/(M_1 + M_2)a$$

характеризуют положение центра масс системы на оси X , так что выражение в квадратных скобках — это квадрат расстояния от оси вращения, проходящей через центр масс. Последнее слагаемое в этой формуле описывает потенциал центробежной силы. Выражая

из 3-го закона Кеплера (7.1) частоту ω через полную массу системы, потенциал Роша можно записать в виде:

$$\Phi = -\frac{1}{2}\omega^2 a^2 \Omega_R$$

где безразмерный потенциал:

$$\Omega_R = \frac{2}{(1+q)(r_1/a)} + \frac{2q}{(1+q)(r_2/a)} + \frac{(x - \mu a)^2 + y^2}{a^2}$$

является только функцией отношения масс $q = M_2/M_1$.

Эквипотенциалы находятся из уравнения $\Phi(x, y, z) = \text{const}$ и представляют собой семейство симметричных относительно осей X и Y (но не осесимметричных!) поверхностей. Эти поверхности вблизи центров звезд мало отличаются от сферических, вокруг звезды большей массы размер эквипотенциали больше, однако по мере роста их радиуса отличия от сферической симметрии становятся все заметнее, и при некотором значении потенциала обе поверхности касаются в некоторой точке (внутренняя точка Лагранжа L_1), расположенной на оси между массами. Эти критические поверхности носят название полостей Роша. Решая уравнение третьего порядка $\partial\Phi/\partial x = 0$, $y = z = 0$, можно определить положение точек L_1 , L_2 , и L_3 на оси x , в которых потенциал Роша достигает экстремума (максимума). Заметим, что расстояния между массами и точками Лагранжа (для определенности будем считать везде $M_1 \geq M_2$) удовлетворяют неравенствам $L_3 M_1 \geq L_2 M_2 \geq L_1 M_1 \geq L_1 M_2$ (равенство имеет место только в случае равных масс). Сечение эквипотенциальных поверхностей в модели Роша в орбитальной плоскости (X, Y) двойной системы схематически изображено на Рис. 1.2

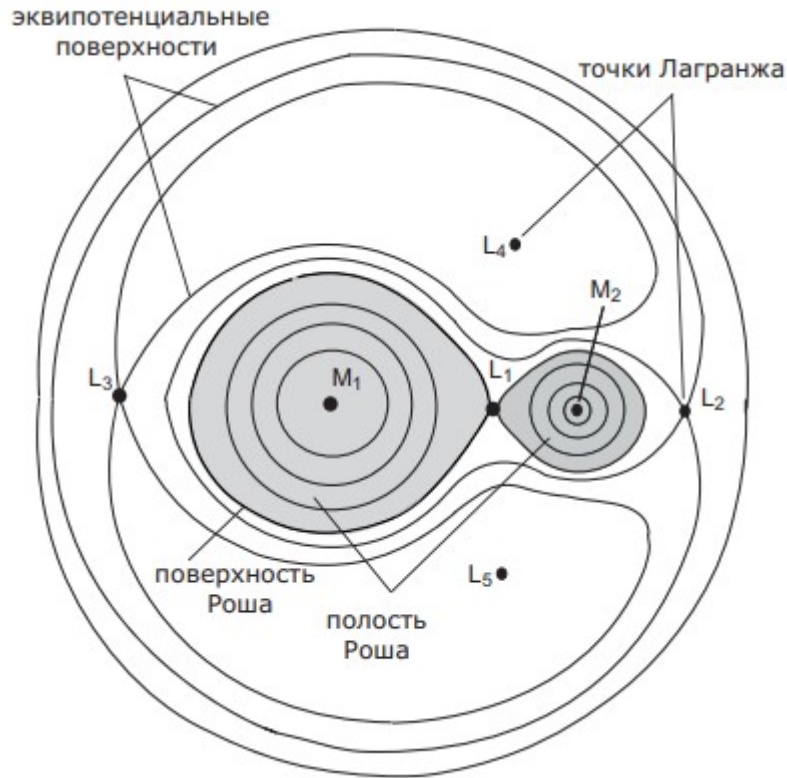


Рис. 1.2. Сечение поверхностей равного потенциала в модели Роша в орбитальной плоскости двойной системы с нулевым эксцентриситетом орбиты. Система координат вращается с орбитальной частотой. Показаны точки Лагранжа L_1 , L_2 , L_3 , L_4 и L_5 . Полость Роша затемнена. В точках L_4 и L_5 значения потенциала имеют минимум (области устойчивости).

Перенос масс

Теперь рассмотрим, как ведут себя звезды в тесной двойной системе. В стационарном случае размер каждой звезды ограничен одной из эквипотенциалей, и пока звезды далеки от заполнения критической полости Роша, их форма мало отличается от сферической. Для звезды, заполняющей почти всю полость Роша, приливные эффекты уже сильно искажают ее форму. Если же размер звезды сравняется с размером полости Роша, становится возможным перемещение частицы с поверхности одной звезды внутрь эквипотенциальной поверхности соседней без изменения ее энергии, так как при приближении к точке L_1 высота потенциального барьера, отделявшего точки поверхности звезды на оси x от соседней полости, стремится к нулю (точка L_1 является седловой точкой потенциала Роша, в ней $\nabla\Phi(L_1)=0$). Таким образом, частицы атмосферы звезды, движущиеся с тепловыми скоростями в окрестности внутренней точки Лагранжа, способны проникнуть внутрь полости Роша соседнего компонента.

Рассмотрим теперь двойную систему, состоящую из звезд главной последовательности M_1 и M_2 на круговой орбите. Более массивная звезда эволюционирует быстрее, а значит первой начнет увеличивать радиус и заполнять свою полость Роша. Это может привести к

обмену масс между компонентами. При этом, как показывает анализ и численное моделирование, перетекание вещества будет происходить в различных шкалах времени в зависимости от (1) эволюционного состояния заполняющей полость Роша звезды, (2) отношения масс компонентов и (3) наличия дополнительных источников уменьшения орбитального момента импульса (например, в случае тесных двойных систем, за счет излучения гравитационных волн).

Для качественного понимания эволюции ТДС часто рассматривают так называемый консервативный обмен массами, когда постулируется, что перенос массы между компонентами двойной системы с круговой орбитой происходит консервативно, без изменения полной массы двойной системы и с сохранением полного момента импульса J , который в основном сосредоточен в орбитальном движении звезд. Поскольку угловая скорость орбитального движения обеих звезд одинакова, а звезда меньшей массы M_2 движется вокруг центра масс системы по окружности большего радиуса, момент импульса в расчете на единицу массы для этой звезды выше, чем для более массивной звезды M_1 . Тогда, считая, что суммарный момент импульса сохраняется в процессе переноса вещества, получаем, что при переносе вещества от звезды большей массы на меньшую большая полуось орбиты второй должна уменьшаться, то есть звезды будут сближаться, их полости Роша будут пропорционально уменьшаться, что ускорит процесс аккреции. Обратно, если теряет массу более легкая звезда, то полуось ее орбиты после завершения перетекания должна возрасти.

Однако отметим, что консервативный перенос масс является крайне идеализированной моделью. Во-первых, уже сам факт обмена масс между компонентами является диссипативным процессом, который нельзя полностью описать уравнениями в приближении Роша. Во-вторых, в реальных двойных системах всегда есть звездный ветер, уносящий момент импульса, а в случае очень тесных систем существенным становится уменьшение орбитального момента вращения из-за излучения гравитационных волн. Поэтому анализ изменения параметров орбиты при обмене масс является очень сложной задачей.

Для стационарного характера процесса перетекания нужно также потребовать, чтобы во время перетекания звезда все время находилась в контакте с полостью Роша: $R(t) = R_L(t)$ одновременно с $\dot{R} = \dot{R}_L$. Переходя к переменной массе, эти равенства можно привести к виду:

$$\frac{d \ln R}{d \ln M} = \frac{d \ln R_L}{d \ln M}$$

Если это равенство нарушается, то перетекание либо прекращается, либо резко возрастает. Например, в случае потери массы более массивным компонентом, для устойчивого перетекания требуется, чтобы радиус звезды при уменьшении ее массы тоже достаточно быстро уменьшался. Это условие выполняется далеко не для всех звезд — например, оно очевидно не выполняется для вырожденных звезд с обратной зависимостью масса–радиус, а также для звезд с протяженными конвективными оболочками (гиганты, сверхгиганты или звезды главной последовательности очень малой

массы).

Характерная шкала времени обмена масс определяется как $\tau_{\dot{M}} = M/\dot{M}$. Для количественного описания эволюции двойных звезд требуется детально учитывать «отклик» внутренней структуры звезды на изменение ее массы, что возможно только путем численного решения самосогласованной задачи. Однако очень схематично можно различать следующие случаи, отражающие основные физические особенности переноса масс в двойных звездах.

1. Звезда главной последовательности заполняет полость Роша. Перетекание происходит в медленной ядерной шкале времени, определяющей рост радиуса звезды на стадии горения водорода

$$\tau_{\dot{M}} \approx \tau_n \simeq 10^{10} (\text{лет}) \frac{(M/M_{\odot})}{(L/L_{\odot})}$$

В случае проэволюционировавшей звезды, заполняющей полость Роша, перетекание происходит в более короткой тепловой шкале времени (время Кельвина–Гельмгольца),

$$\tau_{\dot{M}} \approx \tau_{KH} \simeq \frac{GM^2}{RL} \sim 3 \cdot 10^7 (\text{лет}) \frac{(M/M_{\odot})^2}{(R/R_{\odot})(L/L_{\odot})}$$

2. Звезда после главной последовательности с оболочкой в лучистом равновесии. Перетекание происходит в тепловой шкале времени оболочки, $\tau_{\dot{M}} \approx \tau_{KH}$. Расчеты показывают, что для звезд большей массы, заполняющих полость Роша, или для звезд с конвективными оболочками (при любом отношении масс) перетекание происходит за очень короткое время в шкале, близкой к гидродинамической

$$\tau_{\dot{M}} \approx \tau_d \sim 1/\sqrt{G\rho}.$$

3. В частном, но важном с точки зрения наблюдательных проявлений случае тесных двойных систем, в которых существенна потеря орбитального момента импульса за счет замагниченного звездного ветра или гравитационного излучения, перетекание вещества часто возникает именно вследствие уменьшения орбитального момента импульса, т. е. уменьшения размеров самой полости Роша. Важнейшими примерами таких систем являются маломассивные ТДС:

взрывные (катаклизмические) переменные, где полость Роша заполняет звезда главной последовательности с массой порядка массы

Солнца или меньше, а вторым компонентом является белый карлик,

а также маломассивные рентгеновские двойные системы — аналог

катаклизмических переменных, но в паре с нейтронной звездой или

черной дырой. Орбитальные периоды этих систем, как правило, составляют несколько часов. Достоверно известный минимальный орбитальный период у маломассивной рентгеновской двойной в шаровом скоплении NGC 6624 составляет около 10 мин.

Стадии эволюции двойных звезд

В зависимости от степени заполнения полостей Роша компонентами различают следующие типы двойных звезд:

1. Разделенные двойные системы. Обе звезды не заполняют полость Роша. Этот класс включает все визуально двойные звезды и широкие спектроскопические двойные пары (например, предкатаклизмические переменные), двойные радиопульсары, двойные белые карлики.

2. Полуразделенные двойные системы. Одна из звезд заполняет полость Роша. Сюда входят затменные переменные типа Алголя (орбитальный период несколько дней), катаклизмические переменные (орбитальный период несколько часов), рентгеновские двойные (массивные и маломассивные, за исключением пар Ве-звезда + нейтронная звезда), некоторые симбиотические звезды (орбитальный период порядка нескольких лет). Из-за переноса масс на второй компонент полуразделенные двойные системы обладают наибольшим наблюдаемым разнообразием.

3. Контактные двойные системы. Обе звезды заполняют свои полости Роша. К этому классу принадлежат звезды типа W Большой Медведицы (маломассивные двойные из звезд главной последовательности, орбитальный период меньше суток).

Физически более обоснованной является классификация взаимодействующих двойных по эволюционным стадиям компонентов, так как в процессе эволюции первоначально разделенная система из двух звезд главной последовательности проходит различные фазы. Тем самым эволюция двойной системы определяется сочетанием эволюционных фаз каждого компонента и орбитальными параметрами (большой полуосью a или периодом P и эксцентриситетом e орбиты). Зная параметры орбиты и массы компонентов в момент образования системы, теоретически рассчитывают эволюцию системы во времени (употребляют термин «эволюционный трек» системы) и проводят сравнение с наблюдаемыми свойствами ТДС.

В качестве примера приведем результаты расчета эволюции двух массивных ОВ-звезд на круговой орбите (А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, 1973). Для того, чтобы на поздних стадиях эволюции возник обмен массами между звездами, радиус относительной орбиты системы $a = a_1 + a_2$ должен быть менее ~ 1000 а. е. Будем считать, что массы звезд достаточно велики, чтобы в конце эволюции их ядра сколлапсировали и образовали нейтронные звезды, а также что сначала $M_1 > M_2$. Удобно разделить эволюционный трек системы на несколько основных стадий (рис. 1.3).

1. Обе ОВ-звезды находятся внутри своих полостей Роша. Продолжительность этой стадии определяется временем жизни первичного (более массивного) компонента на главной последовательности и составляет несколько млн. лет. За это время в нем формируется невырожденное гелиевое ядро с массой около $0.1(M_1/M)1.4M$. Число N таких массивных

двойных OB+OB звезд в Галактике оценивается в несколько десятков тысяч.

2. После исчерпания запасов водорода в ядре радиус первичного компонента начинает быстро возрастать и звезда перемещается с главной последовательности в область красных сверхгигантов. Однако как только её радиус станет соизмерим с полостью Роша, начнется перетекание вещества через окрестность внутренней точки Лагранжа на вторичный компонент, который все еще находится на главной последовательности. Темп перетекания определяется тепловой шкалой сверхгиганта, поэтому длительность стадии первого обмена масс в таких системах оценивается всего в несколько десятков тысяч лет. Обмен масс завершается, когда большая часть водородной оболочки звезды M1 перетечет на звезду M2. Лишенный водородной оболочки первичный компонент превращается в невырожденную гелиевую звезду с C–O ядром, и если ее масса больше 7–8 M, она наблюдается как горячая звезда Вольфа–Райе с мощным звездным ветром. Если обмен массами происходил консервативно (с сохранением полной массы системы), то масса второй звезды возрастает так, что может превысить массу гелиевого остатка от первичного компонента (то есть может произойти т. н. «смена ролей» компонентов — теперь вторичный компонент более массивен и, значит, должен эволюционировать быстрее, чем раньше).

3. Длительность стадии WR+OB определяется временем эволюции звезды Вольфа–Райе (фактически, временем превращения гелия в углерод в ее ядре), которое составляет порядка 10^5 лет. Число таких ТДС в Галактике оценивается в несколько сотен.

4. В конце термоядерной эволюции C–O ядро звезды Вольфа–Райе коллапсирует с образованием нейтронной звезды. Коллапс ядра сопровождается взрывом сверхновой типа Ib (или Ic, если в оболочке осталось мало гелия). Частота таких сверхновых в нашей Галактике оценивается как $\sim 1/100$ лет. При взрыве сверхновой возможен распад двойной системы на отдельные компоненты, если сброшенная при взрыве масса превышает половину полной массы двойной системы на момент взрыва или даже меньше, или если взрыв происходил несимметрично, и образовавшаяся нейтронная звезда получила в результате значительный импульс отдачи (англ. kick). Если же распада двойной системы и не произошло, то ее компоненты после взрыва должны двигаться по очень вытянутым орбитам. По закону сохранения импульса покоящийся до взрыва центр масс системы также начнет двигаться со скоростью, которая может достигать сотни км/с.

5. Уцелевшая при взрыве сверхновой двойная система состоит из быстровращающейся звезды класса Be в паре с нейтронной звездой на эллиптической орбите. Быстрое вращение Be-звезды может быть обусловлено аккрецией значительного количества вещества с большим моментом импульса на стадии обмена массами.

Молодые нейтронные звезды, как правило, имеют сильные магнитные поля, и могут наблюдаться как радиопульсары (см. главу 10). При прохождении нейтронной звездой периастра орбиты создаются наиболее благоприятные условия для гравитационного захвата нейтронной звездой вещества, истекающего от Be-звезды в виде звездного ветра. Темпы аккреции захваченного вещества на поверхность нейтронной звезды могут быть значительны, и если магнитное поле вблизи поверхности нейтронной звезды достаточно сильное, будет наблюдаться феномен рентгеновского пульсара (см. главу 10).

Большинство наблюдаемых рентгеновских пульсаров в Галактике (несколько десятков) входит в состав таких ТДС с Ве-звездами. Длительность этой стадии определяется оставшейся эволюцией Везвезды, и составляет несколько десятков тысяч лет.

6. Вторичный компонент постепенно расширяется, и нейтронная звезда оказывается внутри внешних слоев красного сверхгиганта. Вокруг ядра сверхгиганта и нейтронной звезды возникает общая оболочка, внутри которой нейтронная звезда быстро (за время порядка тысячи лет) движется по спирали по направлению к ядру. Орбитальный момент импульса при этом передается оболочке, что может привести к ее динамическому сбросу. В результате, после сброса общей оболочки в её центре остается горячее гелиевое ядро (может наблюдаться как звезда Вольфа–Райе) в паре с нейтронной звездой на очень тесной круговой орбите; расчеты не исключают и такого сценария, когда нейтронная звезда проникает внутрь ядра, а оболочка не успевает сброситься. В последнем случае образуется гипотетический объект Торна–Житковой — нейтронная звезда, окруженная плотной протяженной оболочкой. Эволюция таких объектов плохо изучена; по-видимому, конечный продукт их эволюции — массивная одиночная нейтронная звезда или черная дыра.

7. Вторая звезда Вольфа–Райе в конце своей термоядерной эволюции взрывается как SN Ib/c. В большинстве случаев двойная система после взрыва разрушается с образованием двух нейтронных звезд, быстро движущихся в пространстве в противоположных направлениях. Разрывом ТДС после второго взрыва SN можно объяснить высокие пространственные скорости радиопульсаров в Галактике (до нескольких сотен км/с). Уцелевшие же после второго взрыва SN пары нейтронных звезд наблюдаются как двойные радиопульсары. Их орбитальная эволюция целиком связана с излучением гравитационных волн (см. Приложение). Конечный продукт такой эволюции — слияние двух нейтронных звезд. Выделяемая при этом колоссальная энергия (порядка 10^{53} эрг) почти вся переходит в импульс гравитационных волн. Расчеты показывают, что 0.1% от этой энергии при слиянии может перерабатываться в жесткое электромагнитное излучение. Возможно, этим объясняются короткие космические гамма-всплески, зарегистрированные как в галактиках со звездообразованием, так и в старых эллиптических галактиках. Частота слияний двойных нейтронных звезд в нашей Галактике оценивается как $\sim 10^{-5}$ – 10^{-6} событий в год, т. е. примерно в тысячу раз реже, чем вспышки сверхновых. Ожидается, что сливающиеся двойные нейтронные звезды (и черные дыры, которые могут образоваться из самых массивных звезд) — главные астрофизические источники гравитационных волн, регистрация которых наземными детекторами ожидается в ближайшем будущем.

Приведенный сценарий эволюции двойных звезд иллюстрирует их исключительную важность для объяснения происхождения и поведения многих классов астрофизических источников — от катаклизмических переменных и новых звезд до рентгеновских двойных систем и релятивистских пар с нейтронными звездами и черными дырами. Их изучение методами астрофизики позволяет получать информацию об экстремальном состоянии вещества, которое невозможно изучить в лаборатории.

