

УДК 523.842(877)

А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон

ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СЦЕНАРИЙ ДЛЯ ЗВЕЗД МАЛЫХ И УМЕРЕННЫХ МАСС

ВВЕДЕНИЕ

Сопоставление данных наблюдений, результатов расчетов моделей звезд, статистических исследований и моделей астрофизических процессов позволяет разработать так называемые «эволюционные сценарии», в которых в непрерывную эволюционную последовательность связываются наблюдаемые объекты разных типов. Сценарий, предложенный для массивных двойных звезд [1, 2], прослеживает эволюцию систем с массами первичных компонент $M_1 \geq 10 M_\odot$ от начальной главной последовательности до образования релятивистских объектов и вероятного распада систем. Составление сценариев позволяет, с одной стороны, уточнить качественно и количественно теорию строения и эволюции звезд, с другой — предложить для наблюдений новые типы объектов, существование которых предполагает сценарий. Разумеется, адекватность и однозначность сценариев всегда ограничены неопределенностями, существующими в теории и в данных наблюдений.

В настоящей работе предпринята попытка связать в эволюционный сценарий информацию о тесных двойных звездах с $M_1 \leq (8-10) M_\odot$. Это звезды, первичные компоненты которых в ходе эволюции превращаются в гелиевые или углеродно-кислородные белые карлики. Нижнюю границу масс мы определяем как $M_1 \approx 0,8 M_\odot$, так как звезды меньших масс не успевают заметно проэволюционировать за время жизни Галактики. Из наблюдаемых объектов в этот интервал масс попадают, например, катаклизмические переменные разных типов, рентгеновские источники, сверхновые звезды.

Сценарий по необходимости имеет в основном качественный характер, так как эволюция маломассивных звезд все еще слабо исследована. Однако он должен дать представление о потенциальном многообразии различных путей эволюции этих звезд. Возможности количественной разработки сценария, к сожалению, ограничены, так как неизвестны количественные характеристики процесса потери вещества и углового момента в ходе эволюции.

Эволюция звезд $M_1 \leq (8-10) M_\odot$ сильно зависит от их массы. Для удобства рассмотрения вначале будут кратко описаны основные результаты расчетов эволюции одиночных звезд и изложены некоторые

сведения о процессах в двойных системах (§ 1), затем — эволюция двойных систем до образования компактных объектов (§ 2), эволюция систем, в состав которых входят компактные объекты (§ 3). Такие системы могут возникать не только в ходе эволюции с обменом веществом, но и в результате неупругих столкновений одиночных звезд в плотных ядрах шаровых скоплений и столкновений компактных звезд с тесными двойными системами малых масс. На заключительных стадиях эволюции рассматриваемые системы часто превращаются в объекты солнечных масс с периодами $P \leq 10^h$, для которых значительную роль может играть излучение гравитационных волн. Эволюция двойных звезд, происходящая под его влиянием, рассмотрена в § 4. В заключении статьи сформулированы задачи, решение которых, по мнению авторов, представляет интерес в связи с дальнейшей разработкой данного сценария.

§ 1. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ЭВОЛЮЦИИ ЗВЕЗД

$$M_1 \leq (8-10) M_{\odot}$$

1.1. Эволюция одиночных звезд

Изложим кратко основные результаты расчетов эволюции одиночных звезд, необходимые для понимания эволюции двойных систем, используя главным образом данные Пачинского [3] и Ибена [4].

Время жизни звезд $M \leq 10 M_{\odot}$ на стадии горения водорода в ядре удовлетворительно описывается выражением $t_{\text{H}} \approx 10^{10} \frac{L_{\odot} M}{LM_{\odot}}$ лет, где M —

масса, L — светимость звезд. Для этих звезд $L \propto M^{3-4}$, следовательно, у звезд $M \leq 0,8 M_{\odot}$ за время жизни Галактики не успевает выгореть водород в ядре. Время жизни звезды на стадиях, следующих за выгоранием водорода, не превосходит $0,1 t_{\text{H}}$; следовательно, звезды, в ядрах которых выгорел водород, успевают закончить эволюцию за время жизни Галактики. Ход эволюции после выгорания водорода в ядре сильно зависит от массы звезды. Если $M \leq 2,25 M_{\odot}$ [4], электронный газ в гелиевом ядре вырожден, температура с ростом плотности растет медленно, что задерживает загорание He. Гелий загорается, когда масса ядра $M_{\text{He}} \approx (0,45-0,48) M_{\odot}$ [4, 5]. Загорание He имеет характер тепловой вспышки и, возможно, сопровождается выбросом вещества. В более массивных звездах электроны не вырождены, He загорается спокойно.

Выгорание He ведет к образованию углеродно-кислородных ядер. У звезд $M \leq 8 M_{\odot}$ электронный газ в ядрах вырожден, загорание C происходит при $M_{\text{CO}} \approx 1,39 M_{\odot}$, $\rho_c = 2 \cdot 10^9$ г/см³, $T_c \approx 3 \cdot 10^8$ К. Возможность образования такого ядра зависит от величины потери массы звездой на стадии роста CO-ядра. Наблюдения свидетельствуют о том, что \dot{M} может достигать $(10^{-6}-10^{-5}) M_{\odot}/\text{г}$. [6]. Механизмами потери могут быть давление излучения на пылинки и (или) молекулы в протяженных атмосферах или пульсационная неустойчивость. В этом вопросе ясности пока нет, и нижняя оценка масс одиночных звезд, в ядрах которых может загореться углерод, колеблется в пределах $(6-10) M_{\odot}$. Загора-

ние углерода имеет характер взрыва и приводит к полному разлету звезды [7]. Для образования нейтронной звезды необходимо, чтобы плотность в ее центре была не менее $\rho_c \approx 5 \cdot 10^9$ г/см³. При более высоких плотностях эффективен процесс захвата электронов, который понижает давление, эффективно поглощает энергию и приводит в итоге к коллапсу.

1.2. Аккреция в тесных двойных системах и образование общих оболочек

После заполнения первичной компонентой системы внутренней критической поверхности (ВКП) эта компонента начинает терять вещество, сначала в тепловой шкале времени оболочки $M_1 \approx \frac{R_1 L_1}{GM_1}$, а затем в шкале времени ядерного горения. Если оболочка звезды конвективная [масса $M_1 \leq 1,5 M_\odot$, или звезда является (суб)гигантом], потеря вещества может происходить в шкале времени, промежуточной между гидродинамической $t \approx \left(\frac{GM_1}{R_1^3}\right)^{1/2}$ и тепловой [8]. Если шкала времени потери вещества первичной компонентой короче, чем тепловая шкала времени оболочки вторичной компоненты системы, то последняя не может аккрецировать все падающее на нее вещество [9, 10] и вокруг системы образуется общая оболочка. Общая оболочка возникает также, если вторичная компонента системы является белым карликом или нейтронной звездой.

Скорость присоединения вещества к гелиевому ядру с $0,35 \leq M_{\text{He}}/M_\odot \leq 0,45$ через водородный слоевой источник ограничена величиной $M_{\text{He}} \approx 0,2 \cdot 10^{-6} (M_{\text{He}}/M_\odot - 0,32) M_\odot/\text{г}$. [11]. Для углеродно-кислородных карликов с $0,55 \leq M_{\text{CO}}/M_\odot \leq 1,4$ этот предел $M_{\text{CO}} \leq 10^{-6,2} (M_{\text{CO}}/M_\odot - 0,52) M_\odot/\text{г}$. [12]. Критическая скорость аккреции вещества нейтронной звездой или черной дырой порядка $10^{-8} (M/M_\odot) M_\odot/\text{г}$. Избыточное вещество накапливается в общей оболочке.

Исследование эволюции двойных звезд с общими оболочками находится еще в зачаточном состоянии, и можно сформулировать лишь общие ее закономерности. Задачу обычно упрощают, рассматривая движение компактного объекта в оболочке гиганта, как это делается, например, в работах [13, 14]. Движение определяется тремя факторами: давлением набегающего газа, турбулентной диссипацией на границе зоны взаимодействия компактного тела и оболочки, приливным взаимодействием компактного тела с нижележащими слоями звезды. Давление набегающего газа является доминирующим фактором, шкала времени двух других взаимодействий больше времени жизни звезды [14]. Для взаимодействия компактного объекта (КО) с оболочкой гиганта важно распределение углового момента в оболочке, так как потери энергии на преодоление динамического давления определяются относительной скоростью компактного объекта и оболочки и механизмом отвода углового момента, переданного оболочке. В процессе движения КО через оболочку можно выделить три стадии [13]. В начале КО в шкале времени расширения оболочки движется через сравни-

тельно разреженные слои с малым моментом инерции, движение которых он может ускорить до скорости, близкой к его орбитальной скорости. Затем по мере продвижения в более плотные слои скорость потери момента увеличивается и КО смещается к центру звезды в шкале времени, близкой к динамической. Выделяющаяся при движении КО энергия частично высвечивается, а частично идет на сброс оболочки. Оболочка может быть сброшена, если

$$\frac{M_c m}{r_c} > \frac{M_*^2}{R_*}, \quad (1)$$

где M_c — масса ядра гиганта, r_c — радиус его ядра, m — масса КО, M_* — полная масса звезды, R_* — ее радиус. Финалом стадии с общей оболочкой может быть образование двойной системы из компактных объектов — гелиевых или углеродно-кислородных карликов с тонкими водородно-гелиевыми оболочками или одиночной звезды — (сверх)гиганта.

Для анализа вариантов эволюции важно знать, какова максимальная доля вещества, которую может аккрецировать вторичная компонента — звезда главной последовательности за время существования общей оболочки. Очень приближенно ее можно оценить следующим образом: характерное время потери вещества первичной компонентой

$$\tau \approx \frac{GM_1^2}{R_1 L_1},$$

максимально возможная скорость аккреции вторичной компонентой $\dot{M}_{2\max} \approx \frac{R_2 L_2}{GM_2}$, следовательно, $\Delta M_2/M_2 \leq \frac{R_2}{R_1} \frac{L_2}{L_1} \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^2$.

1.3. Влияние аккреции на эволюцию компактных компонент

В ходе эволюции звезд умеренных масс часто образуется гелиевый или углеродно-кислородный вырожденный карлик, аккрецирующий вещество компоненты, которая заполняет полость Роша или массивного диска. Иногда образуется не карлик, а нейтронная звезда. Известны три основных типа неустойчивостей, заметно влияющих на блеск и эволюцию таких систем.

1. Неустойчивость дисковой аккреции [15]. Примером могут служить вспышки звезд типа SS Cyg.

2. Аккреция на холодный СО-карлик приводит к рекуррентной тепловой неустойчивости вырожденных водородных и гелиевых слоев [16]. Если в процессе вспышек происходит обогащение водородного слоя элементами группы CNO, то наблюдаемая картина вспышек будет соответствовать вспышкам новых звезд [18]. Аккреция водорода на гелиевый карлик может также привести к термической неустойчивости вырожденной оболочки. Если аккреция происходит на холодную нейтронную звезду, то термическая неустойчивость вырожденных слоев горения водорода и гелия приводит к кратковременным (порядка 1 с) рентгеновским вспышкам барстеров [17].

3. Если скорость роста массы вырожденного карлика определяется скоростью аккреции, то его масса и плотность в центре в момент загорания ядерного топлива будут выше, чем в случае ядер одиночных звезд [19—21]. Если ρ_c углеродно-кислородного карлика достигает приблизительно $5 \cdot 10^9$ г/см³, то в результате взрыва образуется нейтронная звезда [7]. Если ρ_c гелиевого карлика в момент загорания гелия превышает примерно 10^6 г/см³, то энергия, выделяемая в ходе взрыва, сравнима с энергией сверхновой. Звезда при этом полностью разлетается.

Если в результате аккреции масса нейтронной звезды увеличится до предельной для нейтронных звезд, она превратится в черную дыру.

§ 2. ЭВОЛЮЦИЯ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ ДО ОБРАЗОВАНИЯ КОМПАКТНОГО ОБЪЕКТА

Для описания сценария будем использовать условные обозначения, приведенные на рис. 1, и буквенные обозначения звезд, указанные ниже.

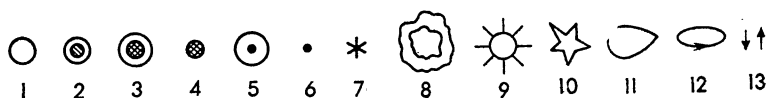


Рис. 1. К описанию сценария эволюции двойных систем:

1 — звезда главной последовательности; 2 — звезда с увеличенным содержанием гелия в ядре; 3 — звезда с гелиевым ядром; 4 — гелиевый карлик; 5 — звезда с углеродно-кислородным ядром; 6 — углеродно-кислородный карлик; 7 — нейтронная звезда; 8 — сброшенная оболочка; 9 — звезда со звездным ветром; 10 — взрыв сверхновой без остатка; 11 — звезда, заполняющая ВКП (полость Роша); 12 — массивный диск; 13 — распад системы.

Буквенные обозначения звезд:

- SN — сверхновая звезда;
- SS — симбиотическая звезда;
- CV — катаклизмическая переменная;
- AI — звезда типа Алголя;
- XRS — источник рентгеновского излучения;
- GR — система, эволюционирующая под действием излучения гравитационных волн;
- R CrB — звезда типа R CrB;
- W UMa — звезда типа W UMa;
- RS CVn — звезда типа RS CVn.

2.1. Случай А

В случае обмена веществом первичная компонента системы заполняет ВКП на стадии горения водорода в ядре (рис. 2). Это возможно, если $\lg P_{\text{двн}} \leq 0,75 + 0,7 \lg (M_1/M_{\odot})$. Вначале первичная компонента

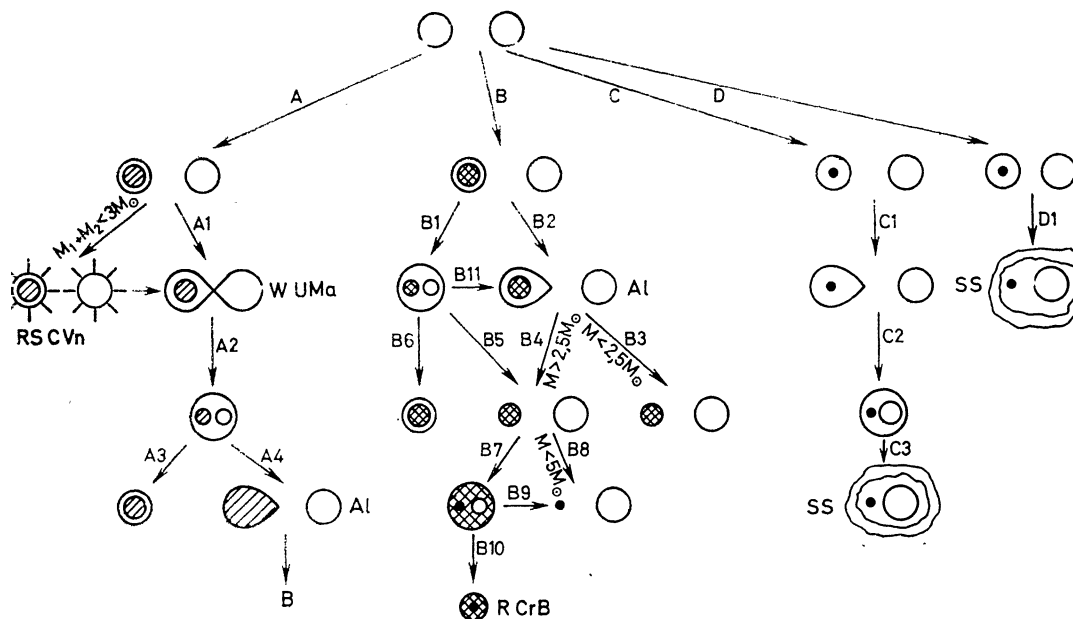


Рис. 2. Эволюция тесных двойных звезд до образования компактного объекта.

теряет вещество в тепловой шкале времени $M_1 \sim \frac{R_1 L_1}{GM_1}$, а затем — в шкале времени горения водорода в ядре. Если $M_1 \geq \frac{R_2 L_2}{GM_2}$, вокруг системы образуется общая оболочка (A1, A2). Образование общей оболочки представляется неизбежным, если теряющая вещество компонента имеет конвективную оболочку, так как тогда потеря вещества происходит в шкале времени, близкой к гидродинамической (при $M_1 \leq 1,5 M_\odot$). Если компоненты не сливаются, через время порядка t_{KH} возникает полуразделенная система, в которой происходит обмен веществом в шкале времени горения водорода в ядре первичной компоненты (A4). С наблюдательной точки зрения система в это время является системой типа Алголя. Обмен веществом происходит до выгорания водорода в ядре первичной компоненты, после чего система разделяется вследствие общего сжатия первичной компоненты. Первичная компонента повторно заполняет ВКП на стадии горения водорода в слое, т. е. дальнейшая эволюция соответствует случаю B обмена веществом.

До начала обмена веществом сближение компонент может происходить из-за потери системой углового момента посредством замагниченного звездного ветра. Примером подобных систем ($M_1 + M_2 \leq 3 M_\odot$), вероятно, являются звезды типа RS CVn [22]. Наиболее тесные системы могут сближаться под действием излучения гравитационных волн. Звезды W UMa, эволюционный статус которых пока не вполне ясен

[23], могут быть либо звездами, находящимися в начале стадии с общей оболочкой, и тогда время их жизни — порядка кельвиновского, либо близкими к контакту полуразделенными системами, и тогда время их жизни — порядка времени горения водорода в ядре. В результате эволюции на стадии общей оболочки компоненты системы могут слиться (A3).

2.2. Случай В

Первичная компонента системы заполняет ВКП на стадии горения водорода в слоевом источнике. Потеря вещества вначале происходит в кельвиновской шкале времени (или в шкале, близкой к гидродинамической, если звезда имеет конвективную оболочку). Возможность образования общей оболочки (B1) зависит от скорости потери вещества, расстояния между компонентами и отношения их масс. Непосредственно после заполнения первичной ВКП, если не образуется общая оболочка, или после стадии общей оболочки, если компоненты не сливаются (B6), система становится полуразделенной типа Алголя (B2 или B11). Первичная компонента системы теряет вещество в шкале времени выгорания водорода в слоевом источнике (до приблизительно 10^8 лет). Если масса первичной компоненты $M_1 \leq (2,5-3,0) M_\odot$, то обмен веществом продолжается до тех пор, пока первичная компонента не потеряет практически всю водородную оболочку. Образуется система, состоящая из белого карлика с гелиевым ядром и тонкой (порядка $0,01 M_\odot$) водородной оболочкой и звезды главной последовательности: $M_1 \leq 0,45 M_\odot$, $M_2 \leq 5,5 M_\odot$ (B3). Если $M_1 \geq (2,5-3,0) M_\odot$, обмен веществом прерывается загоранием гелия в ядре первичной компоненты, которое вызывает расширение ядра и сжатие оболочки. Образуется система, состоящая из звезды с гелиевым ядром и тонкой водородной оболочкой и звезды главной последовательности (B4). Такая же система, как и система с гелиевым белым карликом, может возникнуть и непосредственно после стадии общей оболочки (B5). Массы гелиевых звезд удовлетворительно описываются соотношением [2] $M_{\text{He}}/M_\odot \approx 0,1 (M_1/M_\odot)^{1,4}$. Эволюция гелиевой звезды зависит от массы образующегося у нее углеродно-кислородного ядра. Используя результаты расчетов Пачинского [24], для масс СО-ядер гелиевых звезд можно найти выражение $M_{\text{CO}}/M_\odot \approx 0,45 (M_{\text{He}}/M_\odot)^{1,2}$. Звезды с $0,4 M_\odot \leq M_{\text{CO}} \leq 1,4 M_\odot$ после выгорания He расширяются и в результате повторного заполнения ВКП теряют гелиевую оболочку (около 50% массы). Следовательно, для звезд с $5 \leq M_1/M_\odot \leq 10$ выражение для массы остатков имеет вид $M_{\text{CO}}/M_\odot \approx 0,05 (M_1/M_\odot)^{1,4}$. Остаток первичной компоненты в системах $M_1 \geq 2,5-3,0 M_\odot$ превращается в углеродно-кислородный белый карлик (B8 или B7—B9). После стадии общей оболочки может образоваться красный сверхгигант с углеродно-кислородным ядром и оболочкой, обогащенной гелием (B10). Так можно объяснить происхождение звезд типа R CrB.

Приведенные выше оценки значений массы, разграничивающие различные «ветви» сценария, получены на основании результатов расчетов, в которых не учитывалась возможность образования общей

оболочки. Однако нет оснований ожидать, что образование общей оболочки изменит в этом случае результаты, так как конечные состояния систем определяются массами и химическим составом ядер, а последние не успеют существенно измениться вследствие наличия общей оболочки.

Если эволюция идет по пути $B7-B9$, то из-за тепловой неустойчивости гелиевого слоевого источника происходит обогащение общей оболочки продуктами s -процесса. Часть вещества общей оболочки аккрецирует звезда главной последовательности с $M \geq 2,5 M_{\odot}$. Масса обогащенного тяжелыми элементами слоя невелика [$M \sim (10^{-2}-10^{-1}) M_{\odot}$], так как время жизни общей оболочки мало. Этот механизм представляется удобным для объяснения пекулярного химического состава некоторых звезд главной последовательности, например Ар. Пониженная наблюдаемая степень двойственности Ар-звезд в этом случае объясняется большим отношением масс, светимостей и радиусов компонент системы, что затрудняет обнаружение двойственности.

2.3. Случай С

Первичная компонента системы заполняет ВКП после образования у нее углеродно-кислородного ядра ($C1$). У звезд с $M_1 \leq 2,25 M_{\odot}$ загорание He в ядре имеет характер тепловой вспышки, так как электронный газ в их ядрах вырожден. При гелиевой вспышке часть оболочки звезды может быть выброшена из системы. Это вещество уносит долю орбитального углового момента системы. Какое количество вещества теряется при гелиевой вспышке, пока неизвестно. У звезд с $M_1 \geq 2,25 M_{\odot}$ He в ядрах загорается спокойно. Потеря вещества после заполнения ВКП происходит в шкале времени, промежуточной между гидродинамической и тепловой, так как теряющие вещество звезды имеют глубокие конвективные оболочки [25]. Весьма вероятно также образование общей оболочки ($C2$). Потеря вещества происходит до сброса водородной части оболочки ($C3$).

В рассматриваемом случае образуется система, состоящая из углеродно-кислородного белого карлика $M \leq 1,4 M_{\odot}$ и нормальной водородно-гелиевой звезды. С-системы являются широкими, скорости потери вещества M_1 в них, как уже отмечалось, должны быть очень большими. Поэтому обмен веществом, вероятно, сопровождается значительной потерей вещества и углового момента из системы.

2.4. Случай D

Рассмотрим дополнительно случай эволюции широких двойных систем, в которых первичная компонента, не заполняя в течение эволюции ВКП, превращается в углеродно-кислородный карлик ($D1$). После того как вторичная компонента станет красным гигантом, теряющим вещество, система превратится в симбиотическую звезду [20]. При этом карлик будет аккрецировать часть вещества, теряемого гигантом, что поддерживает неустойчивое горение водорода в его слоевом источнике. Поскольку карлик горяч, он ионизует часть вещества, теряемого красным гигантом.

§ 3. ЭВОЛЮЦИЯ СИСТЕМ С КОМПАКТНЫМИ ОБЪЕКТАМИ

3.1. Эволюция систем с вторичной компонентой — углеродно-кислородным карликом

Схематически эволюция изображена на рис. 3, где (не в масштабе!) показаны возможные переходы между различными состояниями системы в соответствии с общими закономерностями эволюции двойных звезд, описанными выше. Поскольку количественное описание пока невозможно, мы ограничимся краткими комментариями к рисунку.

3.1.1. Случай А

Первичная компонента заполняет ВКП на стадии горения водорода в ядре и теряет вещество в тепловой шкале времени оболочки. Вокруг системы возникает общая оболочка (A1), поскольку ограничена скорость аккреции. Если система тесная и потеря углового момента эффективна, компоненты сливаются (A2). Возникает звезда с СО-ядром и Н—He-оболочкой. Если в ходе дальнейшей

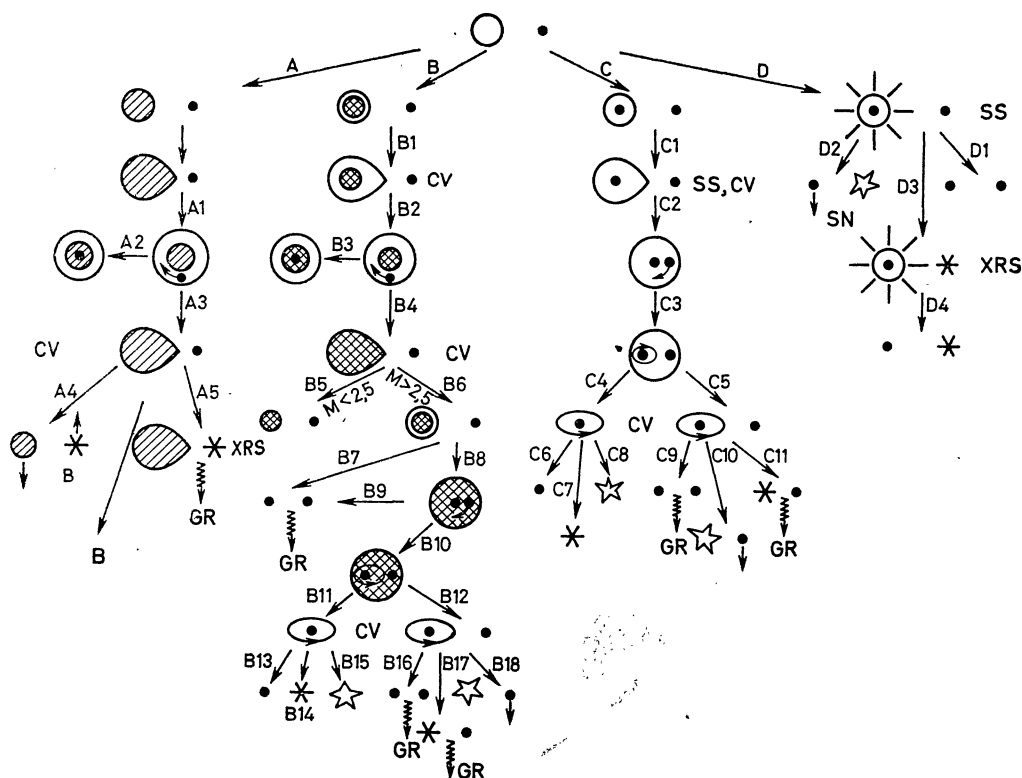


Рис. 3. Эволюция тесной двойной звезды, одной из компонент которой является углеродно-кислородный вырожденный карлик.

эволюции масса ядра достигнет $1,4 M_{\odot}$, ядро взорвется. При этом возможно образование связанного остатка — пульсара. Если масса не достигает $1,4 M_{\odot}$, остается одиночный холодный белый карлик, причем его образование, вероятно, сопровождается выбросом одной или нескольких оболочек, которые наблюдаются как планетарная туманность приблизительно 10^4 лет. Если слияния не произойдет, то через время порядка тепловой шкалы времени оболочки, за которое часть оболочки будет потеряна, система превратится в полуразделенную, эволюционирующую в шкале времени горения водорода в ядре (*A3*). С наблюдательной точки зрения такая система может быть катаклизмической переменной. Если потеря вещества при взрывах не предотвращает эффективного накопления вещества карликом, то масса последнего может достигнуть $1,4 M_{\odot}$ и произойдет взрыв сверхновой с образованием нейтронной звезды. Этот взрыв, вероятно, приведет к распаду системы, так как взрывается более массивная звезда системы (*A4*). Если система не распадается, может возникнуть рентгеновский источник с большим временем жизни (*A5*). При $P \leq 10^h$ его эволюция определяется излучением гравитационных волн. Такая система может быть моделью барстера [17]. Если масса исходной первичной компоненты $M_1 \geq 0,8 M_{\odot}$, то в ее ядре выгорает He и далее эволюция следует по пути для *B*-систем. Отметим, что уже для полуразделенной системы с $P \leq 10^h$, образующейся после первой стадии общей оболочки, гравитационное излучение может иметь значение.

3.1.2. Случай *B*

Первичная компонента, масса которой на начальной главной последовательности (НПП) должна была быть не меньше $0,8 M_{\odot}$, заполняет ВКП на стадии горения водорода в слоевом источнике (*B1*). Оболочка первичной компоненты расширяется в тепловой шкале времени, поэтому неизбежно образование общей оболочки (*B2*). В системе с общей оболочкой возможно слияние компонент (*B3*), но оно менее вероятно, чем в случае *A*, так как такие системы более широкие. Если происходит слияние, то или образуется одиночный СО-карлик, чему предшествует выброс оболочки (планетарная туманность), или происходит взрыв сверхновой, если масса СО-карлика успеет увеличиться приблизительно до $1,4 M_{\odot}$. Взрыв, вероятно, не дает связанного остатка, так как в этом случае ρ_c карлика не имеет возможности достичь примерно $5 \cdot 10^9$ г/см³. Если слияния не происходит, возникает полуразделенная система (*B4*), наблюдаемая как катаклизмическая переменная, дальнейшая эволюция которой зависит от исходной массы первичной компоненты. Если $M_1 \leq 2,5 M_{\odot}$, она за время порядка 10^8 лет превращается в гелиевый карлик $M_{\text{He}} \leq 0,45 M_{\odot}$ (*B5*). Далее возможна эволюция под действием гравитационного излучения. Если $M_1 \geq 2,5 M_{\odot}$, процесс обмена веществом прерывается загоранием He в ядре первичной компоненты, ведущим к сжатию ее оболочки (*B6*), масса которой в это время составляет несколько десятых M_{\odot} . При условии, что масса гелиевого ядра меньше $0,8 M_{\odot}$, звезда после выгорания He не расширяется и образуется система из двух СО-карликов

(*B7*), которая далее может эволюционировать под действием излучения гравитационных волн. Первичные компоненты с $M_{\text{He}} \geq 0,8 M_{\odot}$ расширяются после выгорания He, поэтому образуется система из двух вырожденных СО-карликов в общей оболочке (*B8*). Далее возможно увеличение массы одной из компонент приблизительно до $1,4 M_{\odot}$ и ее взрыв как сверхновой без или с образованием нейтронной звезды, при котором система распадается или остается связанной и эволюционирует далее под действием излучения гравитационных волн.

Торможение в общей оболочке приводит к сближению ядер. Если пренебречь разреженной общей оболочкой, можно рассмотреть двойную систему, состоящую из двух вырожденных ядер. Эволюция такой системы после заполнения компонентой меньшей массы полости Роша аналогична эволюции тесной двойной системы под действием излучения гравитационных волн (см. § 4). Еще находясь в общей оболочке, компонента меньшей массы за время порядка орбитального периода может полностью или частично превратиться в диск в зависимости от отношения масс компонент и эффективности отвода углового момента (*B10*). После рассеяния общей оболочки образуется либо одиночный СО-карлик, окруженный массивным диском (*B11*), либо двойная система с тяжелым диском вокруг более массивной компоненты (*B12*). Время жизни диска не меньше приблизительно 10^6 лет и определяется эффективностью переноса углового момента в вырожденном веществе диска. Аккреция вещества диска на карлик может привести к взрыву сверхновой (*B14*, *B15*, *B17*, *B18*). Если время жизни диска порядка 10^{10} лет, то подобные объекты могут служить моделями сверхновых I типа в эллиптических галактиках. Если суммарная масса системы меньше приблизительно $1,4 M_{\odot}$, то конечным продуктом будет одиночный (*B13*) или двойной (*B16*) углеродно-кислородный карлик. На всех стадиях непосредственно после сброса общей оболочки система в течение около 10^4 лет будет наблюдаться как планетарная туманность с двойным ядром, одна из компонент которого — горячая звезда (*B5*, *B6*, *B11*, *B12*). Известно несколько подобных объектов.

3.1.3. Случай *C*

Первичная компонента заполняет ВКП, имея СО-ядро (*C1*). При этом она является сверхгигантом с глубокой конвективной оболочкой, потеря вещества должна происходить в шкале времени, близкой к гидродинамической, и образование общей оболочки неизбежно (*C2*). В дальнейшем возможны потеря общей оболочки и образование системы из двух СО-карликов; если период достаточно мал, система эволюционирует под действием излучения гравитационных волн.

При сближении в общей оболочке вырожденных ядер настолько, что их можно рассматривать как полуразделенную двойную систему, дальнейшая эволюция не отличается от рассмотренной выше в случае *B* (*C3* и далее).

3.1.4. Случай D

Система в данном случае настолько широка, что первичная компонента не заполняет ВКП. Будучи сверхгигантом, она интенсивно теряет вещество, часть которого захватывается спутником — белым карликом. Аккрецирующая компонента может проявлять нестационарность, связанную с неустойчивостью дисковой аккреции и горением H и He в тонких, возможно вырожденных, слоевых источниках карлика. Жесткое излучение горячего карлика ионизует истекающее из сверхгиганта вещество и перерабатывается в излучение оптического диапазона. В работе [20] показано, что такая модель способна объяснить наблюдаемые характеристики и численность (порядка 10^3 в Галактике) симбиотических звезд. Поскольку скорость увеличения СО-ядра карлика регулируется аккрецией, его центральная плотность может достигнуть значения приблизительно $5 \cdot 10^9$ г/см³, необходимого для образования нейтронной звезды при взрыве сверхновой.

Возможны следующие варианты эволюции системы:

— масса СО-ядра сверхгиганта из-за истечения вещества не достигает $1,4 M_{\odot}$ и он превращается в СО-карлик; система слишком широка для того, чтобы играло роль излучение гравитационных волн (D1);

— масса СО-карлика из-за аккреции достигает $1,4 M_{\odot}$ и он взрывается как сверхновая, образуя (D3) или не образуя (D2) нейтронную звезду; система может распасться при взрыве.

Если при взрыве система не распадается, то возникает источник рентгеновского излучения за счет аккреции звездного ветра от (сверх)гиганта на нейтронную звезду. После потери (сверх)гигантом оболочки система превратится в долгопериодический двойной пульсар (D4). Система должна иметь малый эксцентриситет.

3.2. Эволюция систем с гелиевыми карликами

Гелиевые карлики образуются (рис. 4) из первичных компонент, масса которых не превышает (2,5—3,0) M_{\odot} . Следовательно, масса их спутников не может быть больше примерно $5 M_{\odot}$. Теряя вещество, эти объекты превращаются в гелиевые звезды с массами, меньшими примерно $1 M_{\odot}$, которые не расширяются после выгорания в их ядрах He.

3.2.1. Случай A

Если масса первичной компоненты не превосходит приблизительно $1,5 M_{\odot}$, то такая звезда имеет поверхностную конвективную зону и может интенсивно терять вещество, а также момент вращения посредством замагниченного звездного ветра (см. § 2). Этот эффект ускоряет заполнение ВКП первичной компонентой и влияет на дальнейшую эволюцию.

После заполнения ВКП (A1 или A7, A8) и образования общей оболочки (A2), которая теряется за тепловое время, возможны следующие пути эволюции:

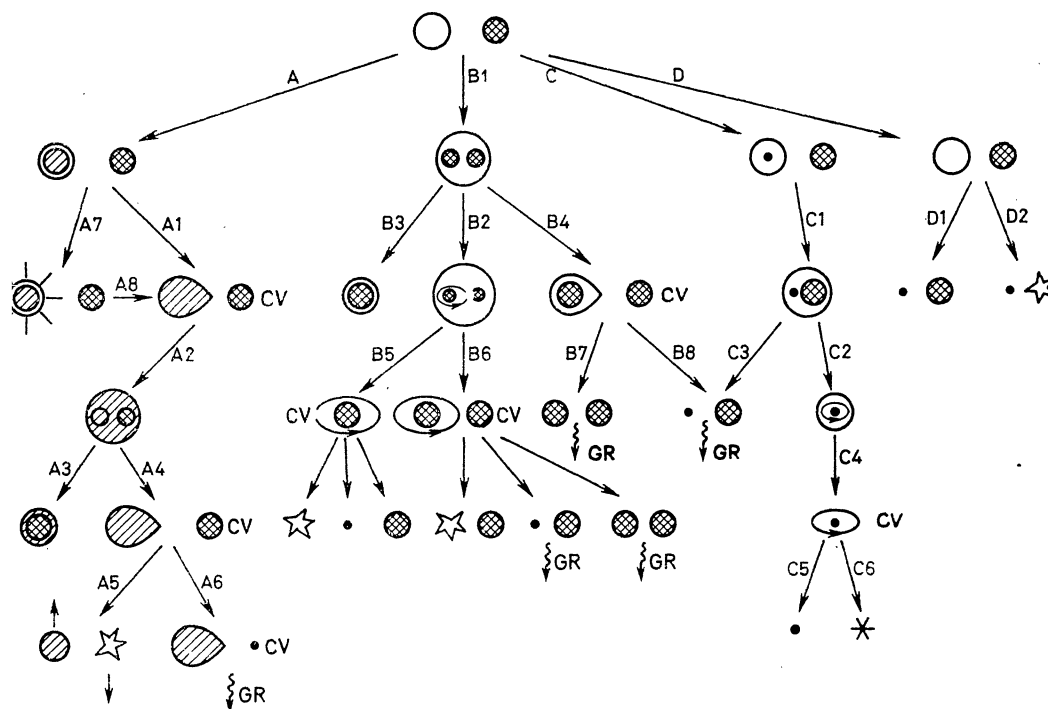


Рис. 4. Эволюция тесной двойной звезды, одной из компонент которой является вырожденный гелиевый карлик.

— карлик попадает в центр водородно-гелиевой звезды (A3); гелиевое ядро увеличивается за счет выгорания H и достигает массы, достаточной для загорания He (примерно $0,45 M_{\odot}$), которое в этом случае имеет, вероятно, характер вспышки, так как карлик был вырожденным; в дальнейшем остатки водородно-гелиевой оболочки будут сброшены;

— компоненты не сливаются, образуется полуразделенная система (A4), которая эволюционирует в шкале времени выгорания H в ядре первичной компоненты и может проявляться в наблюдениях как катаклизмическая переменная; масса вырожденного карлика увеличивается со скоростью, определяющейся скоростью аккреции; после достижения условий, необходимых для загорания гелия, карлик или взрывается без остатка (A5), или превращается в CO-карлик (A6) в зависимости от его центральной плотности; дальнейшая эволюция рассмотрена в п. 3.1 об эволюции систем с CO-карликами.

3.2.2. Случай B

После образования общей оболочки (B1) возможны следующие пути эволюции:

— слияние гелиевых ядер (B3), если одна из компонент невырождена;

— если гелиевое ядро первичной компоненты вырождено к моменту сближения ядер, то дальнейшая эволюция (B2) аналогична рассмотренной выше (рис. 2); в этом случае возможно полное или частичное превращение гелиевого ядра меньшей массы в тяжелый диск;

— образование полуразделенной (B4), а затем разделенной системы из гелиевой звезды и гелиевого карлика (B7); звезда, как отмечено выше, имеет $M_{\text{He}} \leq 1 M_{\odot}$ и не расширяется, но He в ней может выгореть, если $M_{\text{He}} \geq 0,45 M_{\odot}$ (B8); при малом орбитальном периоде возможна дальнейшая эволюция под действием излучения гравитационных волн.

3.2.3. Случай C

Данный случай в системе с He-карликом может реализоваться, если в ходе первого обмена веществом потеря углового момента системой была незначительной и расстояние между компонентами увеличилось. Возможны следующие варианты эволюции после образования общей оболочки (C1):

— если торможение в общей оболочке настолько эффективно, что гелиевое ядро, которое имеет, как правило, больший радиус, чем углеродно-кислородное ядро, заполняет полость Роша, то оно при $q > 0,8$, вероятно, превратится в массивный диск (C2); последующая эволюция аналогична рассмотренной выше;

— если оболочка теряется раньше заполнения полости Роша гелиевым ядром, возникает система из двух белых карликов (C3); возможна дальнейшая эволюция под действием излучения гравитационных волн.

3.2.4. Случай D

Красный сверхгигант с СО-ядром не заполняет ВКП. Он теряет вещество, доля которого $(R_2/a)^2$ может быть захвачена He-карликом. Аккреция поддерживает неустойчивое горение H в слое. Излучение карлика ионизует вещество, окружающее всю систему, которая наблюдается как симбиотическая звезда или звезда ВQ[]. Возможны следующие конечные стадии эволюции:

— непрерывное истечение вещества из красного сверхгиганта приводит к превращению его в СО-карлик (D1);

— аккреция на He-карлик со скоростью $\dot{M} \leq 10^{-7} M_{\odot}/\text{г.}$ приводит к взрыву его как сверхновой (D2) [11].

3.2.5. Эволюция систем с нейтронными звездами

Возможны двойные системы умеренных масс, в которых одной из компонент является нейтронная звезда. Пример подобных систем — HZ Her (Her X-1). Во-первых, это системы с большим исходным отношением масс компонент, в которых первичная компонента $M_1 \geq 10 M_{\odot}$ превратилась в нейтронную звезду, а вторичная осталась звездой умеренной массы из-за малой эффективности аккреции. Во-вторых, это системы, в которых масса СО-карлика в результате аккреции достигла

чандрасекаровского предела и этот объект взорвался с образованием связанного остатка. Подобные системы могут образоваться в результате неупругого столкновения двух или трех звезд в плотном звездном скоплении.

Можно рассмотреть эволюционные сценарии для указанных систем, однако все они подобны, так как определяются двумя факторами: 1) ограниченностью скорости аккреции на нейтронную звезду, что приводит к образованию общих оболочек; 2) невозможностью для оптической компоненты увеличить массу. Эволюция в общей оболочке (одна или две стадии) может привести или к слиянию звезд, или к образованию полуразделенной системы с компонентой — водородно-гелиевой или гелиевой звездой или гелиевым или углеродно-кислородным карликом. Все эти процессы должны сопровождаться выбросом части оболочки. Если в результате стадии общей оболочки период системы становится меньше примерно 10^h , дальнейшая эволюция будет происходить под влиянием излучения гравитационных волн.

Системы с нейтронными звездами в течение по крайней мере части своего времени жизни должны быть источниками рентгеновского излучения. Под воздействием жесткого излучения спутника нормальная компонента может терять вещество. Скорость потери вещества может быть достаточной для того, чтобы оказывать существенное влияние на эволюцию звезды [27].

Если масса нейтронной звезды в результате аккреции превысит приблизительно $2 M_{\odot}$, звезда может сколлапсировать в черную дыру.

§ 4. ЭВОЛЮЦИЯ СИСТЕМ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Характерное время эволюции двойных звезд под воздействием потери углового момента путем излучения гравитационных волн меньше космологического для систем с $P \leq 10^h$ [28], поэтому оно играет важную роль для систем, состоящих из вырожденных карликов, нейтронных звезд, коллапсаров и водородно-гелиевых звезд с $M \leq M_{\odot}$. Подробно эволюция этих объектов рассмотрена в работе [26], поэтому здесь мы приведем лишь основные ее результаты. Вырожденные звезды существенно отличаются от невырожденных тем, что с уменьшением массы их радиус увеличивается, поэтому в парах из двух вырожденных звезд первой ВКП заполняет менее массивная компонента (или компонента, вещество которой имеет больший молекулярный вес) и при перетекании вещества компоненты удаляются друг от друга. Если ВКП заполняет вырожденная компонента и $q = 0,8 - 1,0$, то эта компонента за время порядка орбитального периода превращается в диск вокруг первой компоненты. Дальнейшая эволюция диска пока не ясна.

Системы, эволюционирующие под воздействием излучения гравитационных волн, являются системами, которые возникают на конечных стадиях эволюции звезд. Как уже было сказано, возможны следующие типы систем: нейтронная звезда в паре со звездой главной последовательности, гелиевым или углеродно-кислородным карликом; пары из двух гелиевых или двух углеродно-кислородных карликов; пара из гелиевого и углеродно-кислородного карликов (рис. 4).

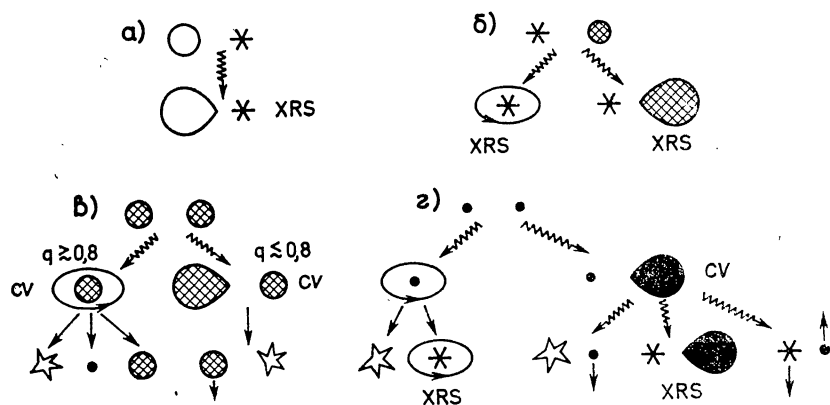


Рис. 5. Эволюция тесных двойных звезд под действием излучения гравитационных волн.

Система, состоящая из нейтронной звезды в паре со звездой главной последовательности ($M \approx M_{\odot}$) (рис. 5, а): оптическая компонента заполняет ВКП; аккреция на нейтронную звезду превращает систему в рентгеновский источник и может привести к вспышкам типа барстеров [17].

Система, состоящая из нейтронной звезды в паре с гелиевым или углеродно-кислородным карликом (рис. 5, б):

— если $0,8 \leq q \leq 1,0$, карлик может превратиться в диск; если полная масса системы превосходит примерно $2 M_{\odot}$, нейтронная звезда может сколлапсировать в черную дыру;

— если $q < 0,8$, вырожденная компонента, заполняя ВКП, теряет вещество в шкале времени, определяемой излучением гравитационных волн; система может быть источником рентгеновского излучения, в частности подобная модель приложима к барстерам; возможен коллапс нейтронной звезды в черную дыру.

Система, состоящая из двух гелиевых карликов (рис. 5, в):

— при $q = 0,8 - 1,0$ образуется тяжелый диск, возможен дальнейший взрыв карлика как сверхновой (при $\dot{M} \leq 10^{-7} M_{\odot}/\text{г}$. [11]);

— при $q < 0,8$ возможно загорание He в аккрецирующей компоненте с ее разлетом.

Система, состоящая из двух углеродно-кислородных карликов или гелиевого карлика в паре с углеродно-кислородным карликом (рис. 5, г):

— при $q = 0,8 - 1,0$ образуется диск; возможен коллапс углеродно-кислородного карлика с разлетом или с образованием нейтронной звезды;

— при $q < 0,8$ аккреция на углеродно-кислородный карлик может привести к его взрыву и разлету или к образованию нейтронной звезды; в этом случае система может быть источником рентгеновского излучения; в дальнейшем возможен коллапс нейтронной звезды в черную дыру.

Во всех вариантах системы, в которых одна из компонент является карликом, а вторая заполняет ВКП, с наблюдательной точки зрения могут быть катаклизмическими переменными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эволюционные сценарии для тесных двойных систем малых и умеренных масс позволяют качественно описать развитие системы от двух звезд главной последовательности до образования в ней компактных объектов и возможного распада в результате взрыва одной из компонент как сверхновой.

Для дальнейшего развития сценариев необходимо исследовать ряд проблем. Перечислим некоторые из них.

1. Эволюция звезд умеренных масс с общими оболочками, возникающими на различных стадиях.
2. Газодинамическая эволюция общей оболочки на быстрой фазе, когда за время порядка гидродинамического для оболочки она получает энергию, превышающую ее энергию связи.
3. Структура и эволюция звезд с ненулевыми граничными условиями. Звезды в общей оболочке или в газовом диске, окружающем массивную черную дыру.
4. Возможность образования звезд с пекулярным химическим составом поверхности на стадии с общей оболочкой (Ap-, Am-звезды).
5. Эволюция тяжелого вырожденного диска, окружающего гелиевый или углеродно-кислородный карлик или нейтронную звезду.
6. Эволюция тесных двойных звезд под действием излучения гравитационных волн.
7. Эволюция системы, состоящей из нейтронной звезды и красного карлика с массой $1 M_{\odot}$, заполняющего полость Роша. Учет потери массы карликом за счет звездного ветра, вызываемого рентгеновским излучением.
8. Потеря массы и углового момента двойными системами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Van den Heuvel E. P. J., Heise J. Centaurus X-3, possible reactivation of an old neutron star by mass exchange in a close binary. — *Nature. Phys. Sci.*, 1972, vol. 239, N 5367, p. 67—69.
2. Тутуков А. В., Юнгельсон Л. Р. Эволюция массивных тесных двойных звезд. — *Науч. информ. Астросовета АН СССР*, 1973, вып. 27, с. 70—85.
3. Paczyński B. Evolution of single stars. I. Evolution from main sequence to white dwarf or carbon ignition. — *Acta astron.*, 1970, vol. 20, N 1, p. 47—58.
4. Iben I. Post main sequence evolution of single stars. — *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1974, vol. 12, p. 215—256.
5. Gross P. G., Sweigart A. V. Evolutionary sequences for red giant stars. — *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1978, vol. 36, N 3, p. 405—438.
6. Kafatos M., Michalitsanos A. G., Vardya M. S. Mass loss, long period variables, and formation of circumstellar shells. — *Astrophys. J.*, 1977, vol. 216, N 2, p. 526—530.
7. Иванова Л. Н., Имшенник В. С., Чечеткин В. М. Численные расчеты термоядерного взрыва вырожденного углеродного ядра звезды. — *Астроном. журн.*, 1977, т. 54, вып. 3, с. 661—673.

2*

8. Paczyński B., Sienkiewicz R. Evolution of close binaries. VIII. Mass exchange on the dynamical time scale. — *Acta astron.*, 1972, vol. 22, N 1, p. 73—91.
9. Юнгельсон Л. Р. Эволюция вторичной компоненты тесной двойной звезды. — Науч. информ. Астросовета АН СССР, 1973, вып. 27, с. 93—98.
10. Ulrich R. K., Burger H. L. The accreting component of mass-exchange binaries. — *Astrophys. J.*, 1976, vol. 206, N 2, p. 509—514.
11. Эргма Э. В. О возможности взрывного горения гелия в звездах малой массы. — Письма в *Астроном. журн.*, 1976, т. 2, вып. 11, с. 544—547.
12. Тутуков А. В., Юнгельсон Л. Р. Эволюция тесных двойных звезд большой массы. — Науч. информ. Астросовета АН СССР, 1978, вып. 41, с. 3—36.
13. Tutukov A. V., Yungelson L. R. Evolution of common envelope binaries and mass loss. — In: *Mass loss and evolution of O-type stars*. Ed. by P. S. Conti, C. W. H. de Loore, D. Reidel. Dordrecht, 1979, p. 401—407.
14. Taam R. E., Bodenheimer P., Ostriker J. P. Double core evolution. I. A $16 M_{\odot}$ star with a $1 M_{\odot}$ neutron-star companion. — *Astrophys. J.*, 1978, vol. 222, N 1, p. 269—280.
15. Osaki Y. An accretion model for the outburst of U Gem stars. — *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1974, vol. 26, N 4, p. 429—436.
16. Тутуков А. В., Юнгельсон Л. Р. К вопросу о взрывах новых в тесных двойных системах. — *Астрофизика*, 1972, т. 8, вып. 3, с. 381—386.
17. Тутуков А. В., Эргма Э. В. Термоядерные вспышки в вырожденной оболочке нейтронной звезды. — Письма в *Астроном. журн.*, 1979, т. 5, вып. 1, с. 34—38.
18. Gallacher J. S., Starrfield S. Theory and observation of classical novae. — *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1978, vol. 16, p. 171—214.
19. Iben I., Whelan J. Binaries and supernovae of type I. — *Astrophys. J.*, 1973, vol. 186, N 3, p. 1007—1014.
20. Тутуков А. В., Юнгельсон Л. Р. К вопросу о происхождении и эволюционной стадии симбиотических звезд. — *Астрофизика*, 1976, т. 12, вып. 3, с. 521—530.
21. Ergma E. V., Tutukov A. V. Evolution of carbon-oxygen dwarfs in binary systems. — *Acta astron.*, 1976, vol. 26, N 2, p. 69—76.
22. Tutukov A. V., Yungelson L. R. Some statistical properties of spectroscopic binary stars. — *IAU Symp. Close Binary Evolution*. Toronto, 1979, N 88, p. 401—407.
23. Lucy L. B., Wilson R. E. Observational tests of theories of contact binaries. — *Astrophys. J.*, 1979, vol. 231, N 2, p. 502—513.
24. Paczyński B. Evolution of single stars. IV. Helium stars. — *Acta astron.*, 1971, vol. 21, N 1, p. 1—14.
25. Lauterborn D. Evolution with mass exchange of case C for a binary system of total mass $7 M_{\odot}$. — *Astron. Astrophys.*, 1970, vol. 7, N 1, p. 150—159.
26. Tutukov A. V., Yungelson L. R. On the influence of emission of gravitational waves on the evolution of low mass close binary stars. — *Acta astron.*, 1979, vol. 29, N 4, p. 665—680.
27. Masevitch A. G., Popova E. I., Tutukov A. V., Yungelson L. R. On the influence of mass loss and convective overshooting on the evolution of massive stars. — *Astrophys. Space Sci.*, 1979, vol. 62, N 3, p. 451—463.
28. Paczyński B. Gravitational waves and the evolution of close binaries. — *Acta astron.*, 1967, vol. 17, N 3, p. 287—296.

Астрономический совет АН СССР

Поступила 14.12.1979