

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Эволюция тесных двойных звёзд: теория и наблюдения

А.В. Тутуков, А.М. Черепашук

*Дан краткий обзор современных представлений о физике и эволюции тесных двойных звёзд, опирающийся, с одной стороны, на результаты численного моделирования эволюции их компонентов и процессов, сопровождающих эволюцию, а с другой — на весь комплекс наблюдательной информации во всех диапазонах спектра электромагнитного и гравитационно-волнового излучения. Эти представления лежат в основе современной астрофизики — обширнейшей из лабораторий для исследования свойств вещества во Вселенной и самой Вселенной. Приведено описание современной картины эволюции тесных двойных звёзд, построение которой в значительной степени обеспечило прогресс наших представлений о физике и эволюции астрономических объектов в течение последних 50 лет.*

**Ключевые слова:** двойные звёзды, наблюдательные данные, теоретические модели, взрывные процессы, эволюция, нейтронные звёзды, вырожденные карлики, чёрные дыры, гравитационные волны

PACS numbers: 95.85.Sz, **97.60. – s**, **97.80. – d**DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.03.038547>

## Содержание:

1. Введение (225).
2. Основные факторы, определяющие структуру и эволюцию двойных звёзд (226).
3. Образование двойных звёзд и их основные начальные параметры (228).
4. Эволюция тесных двойных звёзд малых и умеренных масс (231).
  - 4.1. Эволюция компонентов тесных двойных звёзд с малыми массами, производящих гелиевые вырожденные карлики.
  - 4.2. Эволюция тесных двойных звёзд умеренных масс.
5. Эволюция массивных тесных двойных звёзд (235).
6. Кратные системы — ключ к пониманию механизмов происхождения тесных двойных звёзд (239).
7. Разнообразие тесных двойных систем и их наблюдательные проявления (240).
  - 7.1. Разделённые системы главной последовательности.
  - 7.2. Полуразделённые системы.
  - 7.3. Контактные тесные двойные системы типа WUMa и их связь с хромосферно-активными тесными двойными системами типа RSCVn.
  - 7.4. Особые типы классических тесных двойных систем.
  - 7.5. Тесные двойные системы на поздних стадиях эволюции.
8. Успехи наблюдений и теории. Задачи дальнейших исследований (256).

9. Заключение (260).
- Список литературы (261).

## 1. Введение

В начале прошлого столетия, в 1928 г., С.И. Вавилов в предисловии к переводу работ Дж. Джинса и А. Эддингтона под общим названием *Современное развитие космической физики* [1] пишет: "Развитие астрофизики за последние годы должно глубоко заинтересовать не только астронома, но и всякого причастного к естествознанию, и прежде всего физика". Стоит признать, что эти слова оставались предельно актуальными и справедливыми в течение всего XX в. Начало нового века, отмеченное обнаружением обыденности наличия планет в звёздном мире, осознанием роли гравитационных волн в эволюции тесных двойных звёзд и регистрацией актов слияния нейтронных звёзд и звёздных чёрных дыр, ещё раз подтвердило справедливость слов С.И. Вавилова и придало им новую актуальность.

Исследование физики и эволюции двойных звёзд занимает особое место в современной астрофизике. Анализ развития наших представлений об астрономических объектах и явлениях, сопровождающих их эволюцию, за последние 50 лет обнаруживает, что их прогресс в значительной степени обеспечен построением современной картины физики и эволюции двойных звёзд. Наличие близкого спутника у звезды не только не осложняет изучение эволюции тесных двойных, но и, как показывает опыт астрофизиков многих стран, накопленный в последние несколько десятков лет, позволяет превратить эти звёзды из предмета исследования в эффективный инструмент исследования. Высокая эффективность и продуктивность этого инструмента обеспечиваются взаимодействием близких компонентов, позволяющим им в ходе эволюции "продемонстрировать" наблюдателю

А.В. Тутуков<sup>(1,а)</sup>, А.М. Черепашук<sup>(2,б)</sup><sup>(1)</sup> Институт астрономии РАН, ул. Пятницкая 48, 119017 Москва, Российская Федерация<sup>(2)</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга,Университетский просп. 13, 119889 Москва, Российская Федерация  
E-mail: <sup>(а)</sup> [atutukov@inasan.ru](mailto:atutukov@inasan.ru), <sup>(б)</sup> [cher@sai.msu.ru](mailto:cher@sai.msu.ru)Статья поступила 25 января 2019 г.,  
после доработки 7 марта 2019 г.

свою структуру и проявление основных движущих эволюцию сил. Разработанный при изучении эволюции тесных двойных звёзд (ТДЗ) сценарный подход позволяет наиболее эффективным образом использовать данные наблюдений и теоретическую модельную информацию о физике и эволюции этих звёзд для построения наиболее полной картины их эволюции, начиная от возникновения в ходе гравитационного коллапса газопылевых облаков до образования конечных систем компактных объектов: вырожденных карликов, нейтронных звёзд и чёрных дыр. Сценарный подход является не только самым эффективным средством синтеза наблюдательной и теоретической информации об эволюции исследуемых объектов, но и очень продуктивным методом постановки новых принципиальных вопросов, решение которых необходимо для прогресса в исследовании физики астрономических объектов. В своей основе этот метод восходит к дарвиновскому методу изучения эволюции биологического земного древа жизни на основе наблюдаемого калейдоскопа её проявлений.

Успехи современной астрофизики в изучении физики и эволюции ТДЗ различных классов отмечены несколькими Нобелевскими премиями по физике и отражены в ряде больших обзоров и книг. Нобелевскими премиями отмечено открытие нейтронных звёзд, быстрое вращение которых, вероятно, обусловлено принадлежностью их предшественниц к ТДЗ. Вековое уменьшение орбитального периода тесных систем с радиопульсарами в качестве компонентов ознаменовало обнаружение излучения гравитационных волн двойными звёздами. Слияние звёздных чёрных дыр в астрономической области экспериментов обсерватории LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) [2] подтвердило справедливость теоретических представлений об эволюции наиболее массивных ТДЗ. Предположение о стандартности сверхновых типа SNIa — вероятных продуктов слияния вырожденных углеродно-кислородных компонентов тесных двойных звёзд — позволило поставить под сомнение стандартную кинематическую инерционную модель расширения Вселенной [3]. Хотя, как будет показано позднее, сама по себе "стандартность" этих сверхновых остаётся "под подозрением" ввиду не выясненных окончательно их природы и свойств конкретной модели.

Эта яркая череда успехов в исследовании физики и эволюции ТДЗ превратила работу нескольких сотен астрофизиков из десяти стран мира по изучению ТДЗ в одно из наиболее популярных, продуктивных и перспективных направлений современной физики и астрономии. Итоги этой работы стали темой многих книг и обширных обзоров и до сих пор остаются в центре активного внимания многих симпозиумов астрономической тематики. Целью предлагаемого обзора, посвящённого физике и эволюции двойных звёзд различных масс, является представление широкому кругу физиков и астрономов современной картины основных результатов этой активно развивающейся области астрофизики. Особое внимание уделено описанию и анализу наиболее поздних стадий эволюции двойных звёзд, связанных с образованием компактных остатков их компонентов: вырожденных карликов, нейтронных звёзд и звёздных чёрных дыр. Слияние таких компонентов двойных звёзд под влиянием излучения гравитационных волн порождает целый ряд высокоэнергичных явлений звёздной астрофизики: сверхновые звёзды, гамма-барстеры и др. [4–7].

Наш обзор, возможно, является не совсем полным, ввиду того что проблема тесных двойных звёзд очень сложна и многогранна, а объём обзора не должен выходить за разумные рамки. В связи с этим мы приносим читателям извинения и отсылаем их к оригинальным статьям, приведённым в списке литературы.

## 2. Основные факторы, определяющие структуру и эволюцию двойных звёзд

Гидростатическое равновесие звезды поддерживается равенством сил гравитации сумме сил газового и радиативного давлений. Для вырожденных карликов роль силы, противостоящей гравитации, играет давление вырожденного электронного газа. Энергетическое равновесие невырожденной звезды поддерживается генерацией ядерной энергии в её ядре и радиативными потерями энергии. В холодных звёздах с высоким поглощением вещества развивается большой градиент температуры, вызывающий образование конвективных оболочек. Вырожденные звёзды или их оболочки, лишённые возможности поддерживать равновесие между генерацией ядерной энергии и её отводом, при начале самоускоряющегося выделения ядерной энергии взрываются. Таков механизм взрывов новых звёзд, сверхновых звёзд типа Ia и гамма-барстеров. Последовательная смена источников ядерной энергии в ядре массивной звезды от водорода до кремния обеспечивает эволюцию звезды до момента образования конечного продукта: вырожденного карлика при начальной массе звезды в интервале  $0,8M_{\odot} - 8M_{\odot}$ , нейтронной звезды при начальных массах  $8M_{\odot} - 30M_{\odot}$  и чёрной дыры при больших начальных массах звёзд главной последовательности ( $30M_{\odot}$  — около  $150M_{\odot}$ ).

Рассмотрим основные силы, регулирующие расстояние между компонентами в ходе эволюции двойных звёзд. Силы приливного трения обеспечивают обмен угловым моментом между осевым и орбитальным вращениями компонентов. Потеря массы компонентами, обусловленная звёздным ветром, приводит к увеличению большой полуоси орбиты  $a$  систем в соответствии с соотношением  $(M_1 + M_2)a = \text{const}$ . Обмен веществом между компонентами консервативных систем их сближает, если аккрецирует компонент с меньшей массой, и удаляет их друг от друга, если аккрецирует компонент с большей массой:  $M_1 M_2 a^{1/2} = \text{const}$  при  $M_1 + M_2 = \text{const}$ . Помимо внешних факторов изменения углового момента двойной системы, например столкновения со звёздами поля или аккреции межзвёздного газа, есть ещё два собственных эффективных механизма потери момента: излучение гравитационных волн системой и магнитный звёздный ветер компонентов. Гравитационные волны важны только для систем с небольшими полуосями орбит:  $a/R_{\odot} \lesssim 3(M/M_{\odot})^{3/4}$ , где  $M$  — массы сравниваемых компонентов. Магнитный звёздный ветер существует только для систем, включающих в себя звёзды главной последовательности массой  $0,3M_{\odot} - 1,5M_{\odot}$  при  $a/R_{\odot} \lesssim 8(M/M_{\odot})$ , где  $M$  — массы компонентов, — в частности, он, вероятно, полностью определяет эволюцию контактных систем типа WUMa, катаклизмических двойных звёзд и рентгеновских двойных с донорами — звёздами главной последовательности с малой массой и релятивистскими аккреторами.

Напомним характерные временные шкалы указанных выше движущих сил, контролирующих эволюцию двойных звёзд. Ядерные шкалы времени эволюции компонен-

тов определяются запасом ядерной энергии и светимостью звезды. На стадии главной последовательности, продолжительность которой ограничивается энергией превращения водорода в гелий  $\sim 6 \times 10^{18}$  эрг  $\text{г}^{-1}$  и светимостью звезды, звёзды пребывают при  $M_{\odot} \leq M \lesssim 100 M_{\odot}$  в течение  $\tau_N \approx 10^{10} (M_{\odot}/M)^{1.8}$  лет. Горение гелия на стадии гигантов или звёзд горизонтальной ветви происходит в течение примерно в 10 раз меньшего времени. Дальнейший путь к железным ядрам наиболее массивных звёзд занимает много меньшее время по причине эффективного "сброса" энергии горячего ядра звезды за счёт нейтрино. Тепловая шкала времени эволюции звезды получается делением её гравитационной (тепловой) в силу вириального равновесия) энергии на светимость  $L$ :  $\tau_T \approx 3 \times 10^7 (M/M_{\odot})^2 (R_{\odot}/R) L_{\odot}/L$  лет, где  $R$  — радиус звезды. Время гравитационного коллапса ядра сверхновой, который наступает при ослаблении роли газового давления газового облака:  $\tau_G = (R/R_{\odot})^{3/2} (M_{\odot}/M)^{1/2}$  часов. Гравитационный коллапс сопровождается образованием галактик, звёзд, нейтронных звёзд и звёздных чёрных дыр.

Кроме отмеченных выше основных шкал времени и процессов, касающихся практически всех звёзд, можно дополнительно указать несколько процессов и шкал, относящихся только к определённым группам звёзд и систем, среди них: изменение массы звезды вследствие потери вещества звёздным ветром или его аккреции компонентом ТДЗ:  $\tau_M \approx M/\dot{M}$ , где  $\dot{M}$  — темп аккреции или потери газа. Для Солнца это время  $\sim 10^{14}$  лет, что исключает солнечный ветер из числа активных факторов эволюции одиночных звёзд. Но для массивных звёзд с солнечным обилием металлов время  $\tau_M$  при  $M \gtrsim 30 M_{\odot}$  становится сопоставимым со временем ядерной эволюции ( $\sim 5 \times 10^6$  лет) [5]. Эволюция красных сверхгигантов, предшествующая образованию вырожденных карликов и взрывам массивных ( $M \gtrsim 8 M_{\odot}$ ) сверхновых, также целиком определяется звёздным ветром. Аккреция важна на стадии образования звёзд и для компонентов тесных двойных, активно обменивающихся веществом.

Для ТДЗ найдены три фактора эффективной потери ими орбитального углового момента: общие оболочки, магнитный звёздный ветер компонентов и излучение гравитационных волн самыми тесными системами. Учёт этих факторов необходим для анализа образования и описания эволюции предельно тесных систем компактных конечных остатков эволюции компонентов: вырожденных карликов, нейтронных звёзд, звёздных и чёрных дыр. Первый из таких факторов — общие оболочки систем, возникающие каждый раз, когда компонент-донор теряет вещество с темпом, большим, чем спутник-аккректор способен его принять, не заполняя свою полость Роша. Физика общих оболочек остаётся слабо изученной. Сегодня эволюцию системы на этом этапе можно условно разделить на две фазы. На первой донор создаёт общую оболочку системы, привнося в неё обычно в своей тепловой шкале времени газ собственной оболочки. При повышении плотности общей оболочки на уровне орбиты аккректора до величины порядка средней плотности вещества данной системы ( $\sim M/a^3$ ,  $a$  — большая полуось орбиты) наступает вторая фаза, в ходе которой уже в динамической шкале времени системы (общей оболочки:  $\sim a^{3/2} G^{-1/2} M^{-1/2}$ ) орбитальная энергия системы "преобразуется" в ускорение и потерю вещества общей оболочки. Это время  $\sim (a/R_{\odot})^{3/2} (M_{\odot}/M)^{1/2}$  часов. Ско-

рость потерянному в итоге вещества общей оболочки оказывается порядка орбитальной скорости системы:  $\sim 300 (M/M_{\odot})^{1/2} (R_{\odot}/a)^{1/2}$  км  $\text{с}^{-1}$ . Конечная большая полуось системы, состоящей теперь из ядра донора и спутника, оценивается из условия затраты её орбитальной энергии на потерю общей оболочки [8]:

$$a_f = \frac{M_2 M_n}{M^2} a_0, \quad (1)$$

где  $M_2$  — масса спутника,  $M_n$  — масса ядра донора,  $M$  — начальная масса донора,  $a_0$  — начальная большая полуось системы.

Сам акт потери общей оболочки в наиболее тесных системах может проявить себя как мощный взрыв типа "красных новых". За время порядка недели-месяца такие системы теряют оболочку с массой около  $M_{\odot}$ . Процесс разрушения общих оболочек ТДЗ указывает на необходимость внимательного изучения в поисках наблюдаемых проявлений целого ряда вспышечных явлений в мире звёзд с энергией  $10^{44} - 10^{50}$  эрг, промежуточной между энергиями вспышек новых и сверхновых звёзд [8]. Часть таких звёзд получила название "красные новые" [9, 10]. Впечатляющий список нескольких десятков таких событий [11] обнаруживает, что характерное время их яркой фазы изменяется от нескольких суток до нескольких лет. Следует отметить, что это совпадает с характерными динамическими временами общих оболочек, указанными выше. Ожидаемая частота разрушения общих оболочек двойных звёзд в Галактике — около одного события в год [4]. В итоге заметная часть (до половины) планетарных туманностей своим появлением может быть обязана разрушению общей оболочки двойным ядром. За последние годы установлено, что, действительно, заметная доля ядер планетарных туманностей представляет собой двойные звёзды. Отметим, что ожидаемая скорость расширения продуктов распада общей оболочки порядка орбитальной скорости двойной, её образующей:  $v \approx 300 (M/M_{\odot})^{1/2} (R_{\odot}/a)^{1/2}$  км  $\text{с}^{-1}$  — может значительно превышать скорости расширения оболочек обычных планетарных туманностей. Это "облегчает" их идентификацию, хотя и заметно сокращает время их жизни [9–11].

Среди ярких преходящих явлений, известных астрономам, выделяется вспышка  $\eta$ Car. Яркая фаза продолжалась около 20 лет, после чего в течение такого же времени яркость убывала до величины, в несколько десятков раз меньшей предвспышечной [10]. В последние 100 лет яркость возвращается к исходной величине. Интерпретируя это явление как сброс общей оболочки массивной тесной двойной, можно оценить массу оболочки примерно в  $50 M_{\odot}$  при скорости её расширения  $\sim 10^8$  см  $\text{с}^{-1}$ . Ослабление блеска, последовавшее за вспышкой  $\eta$ Car, можно объяснить образованием пыли в её сброшенной расширяющейся оболочке. Поскольку непрозрачность пыли в 100 раз больше непрозрачности горячего ионизованного газа, продолжительность фазы ослабления блеска примерно в 10 раз больше продолжительности яркой фазы вспышки, т.е. длится 200 лет. Продолжительность наблюдаемой фазы восстановления блеска имеет тот же порядок. Таким образом, не исключено, что активность  $\eta$ Car в течение последних 200 лет есть отражение явления сброса общей оболочки очень массивной ТДЗ. Моделирование сброса общей оболочки и его наблюдаемых проявлений остаётся

сложной и не решённой на сегодня задачей. Эта задача осложнена необходимостью трёхмерного моделирования газодинамики и переноса излучения.

В настоящем обзоре мы неоднократно рассматриваем ситуацию, когда один из компонентов или система в целом сбрасывают оболочку, масса которой изменяется от  $10^{-6}M_{\odot}$  для оболочек новых звёзд до нескольких десятков  $M_{\odot}$  для общих оболочек массивных двойных и оболочек сверхновых. Для внешнего наблюдателя процесс такого сброса выглядит как вспышка излучения с некоторой температурой  $T_e$ . Можно оценить масштаб наблюдаемого проявления такой вспышки в рамках предельно простой однозонной однородной модели. Светимость расширяющейся оболочки может быть выражена как  $L \simeq 4\pi\sigma T_e^4 R^2$ ,  $R = vt$ , где  $R$  — радиус оболочки,  $t$  — её возраст. Светимость возрастает до тех пор, пока оболочка остаётся непрозрачной, и достигает максимума при  $\tau_{\text{opt}} = \kappa\rho R \approx 1$ , где  $\kappa$  — непрозрачность,  $\rho$  — средняя плотность оболочки,  $\rho = 3M/(4\pi R^3)$ ,  $M$  — её масса. В итоге максимальной яркости  $L_m = 3\kappa\sigma T_e^4 M$  оболочка достигает при её возрасте  $\tau \simeq R/v$ . Принимая  $\kappa \simeq 1 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ , найдём  $L_m/L_{\odot} \simeq 10^8 T_3^4 M/M_{\odot}$ ,  $T_3$  — температура излучения оболочки в тысячах градусов Кельвина. Для описания наблюдаемых оптических вспышек из списка Каши [11] с энергией  $10^{44} - 10^{50}$  эрг и продолжительностью от нескольких суток до нескольких лет достаточно при  $T_e$  в несколько тысяч кельвинов принять величину массы сброшенных в ходе эволюции двойных и одиночных звёзд оболочек от  $10^{-6}M_{\odot}$  до нескольких  $M_{\odot}$ . Несмотря на то что предложенная модель предельно проста, она позволяет выяснить характер кривой блеска любой вспышки, связанной со сбросом оболочки: новых звёзд, общих оболочек, сверхновых.

Ещё одна шкала времени возникает для систем, в которых один из компонентов является звездой главной последовательности с массой  $0,3M_{\odot} - 1,5M_{\odot}$  [4]. Граничные величины масс подтверждаются наблюдением скоростей вращения FGKM-карликов [12]. Звёзды с такими массами состоят из конвективной оболочки и радиативного ядра. Конвекция порождает звёздный ветер типа солнечного ветра, а магнитное поле делает его эффективным фактором потери углового момента звезды. Вследствие спин-орбитального взаимодействия этот фактор в наиболее тесных системах ( $a \lesssim 10R_{\odot}$ ) становится ведущим фактором эволюции, имеющим характерное время [4]

$$\tau_{\text{MSW}} \simeq 3 \times 10^6 \left( \frac{a}{R_{\odot}} \right)^5 \frac{M_1}{M_{\odot}} \left( \frac{R_{\odot}}{R_2} \right)^4 \left( \frac{M_{\odot}}{M_1 + M_2} \right)^2 [\text{год}], \quad (2)$$

где  $a$  — большая полуось системы,  $M_2$  и  $R_2$  — масса и радиус донора,  $M_1$  — масса аккретора. В основе оценки (2) лежит эмпирическое соотношение Скуманича [13], описывающее зависимость скорости вращения звёзд главной последовательности типа Солнца от их возраста. Физическое "содержание" соотношения (2) пока остаётся неясным. В этой шкале времени проходит эволюция катаклизмических систем и маломассивных рентгеновских двойных.

И наконец, самая популярная на сегодня шкала времени — характерное время слияния компонентов под влиянием излучения гравитационных волн их системами:

$$\tau_{\text{RGW}} = 10^8 \left( \frac{a}{R_{\odot}} \right)^4 \frac{M_{\odot}^3}{M_1 M_2 (M_1 + M_2)} [\text{год}]. \quad (3)$$

Акты слияния компонентов двойных чёрных дыр и нейтронных звёзд, зарегистрированные в эксперименте LIGO, придали большую популярность этому найденному А. Эйнштейном соотношению [2, 13–16]. Зарегистрированные в эксперименте LIGO акты слияния звёздных чёрных дыр и нейтронных звёзд [2, 15] позволили наглядно представить наиболее поздние стадии эволюции массивных ТДЗ, предсказанные ранее в ходе сценарного анализа их эволюции [16]. Впоследствии выяснилось, что излучение гравитационных волн является определяющим фактором эволюции всех достаточно компактных двойных систем конечных остатков эволюции звёзд: вырожденных карликов, нейтронных звёзд и звёздных чёрных дыр.

### 3. Образование двойных звёзд и их основные начальные параметры

Современная астрофизика предлагает два основных механизма образования двойных звёзд: деление вращающихся молекулярных газовых облаков в ходе гравитационного коллапса и неупругие столкновения звёзд во время образования молодых звёздных скоплений. Рассмотрим некоторые детали этих сценариев. Численное моделирование гравитационного коллапса газовых облаков звёздных масс обнаружило, что в процессе коллапса выделяется плотное газопылевое ядро. С наступлением непрозрачности ядра образуется гидростатически равновесная газопылевая "звезда" массой  $\sim 0,01M_{\odot}$  и радиусом  $\sim 10^3 R_{\odot}$ . Возрастание вследствие продолжающейся аккреции газа массы этой "звезды" до  $\sim 0,1M_{\odot}$  приводит к увеличению её температуры и испарению пыли. Став в итоге прозрачной, "звезда" продолжает свой коллапс, приобретая уже звёздный размер  $\sim 3R_{\odot}$ . Двухстадийность коллапса протозвёздных газовых облаков солнечного химического состава, как мы увидим, находит отражение и в наблюдаемых параметрах двойных звёзд.

Для поиска распределения образующихся двойных звёзд по основным параметрам: массам компонентов  $M$  и большим полуосям орбит  $a$  — необходимо было провести большую работу по учёту многих эффектов наблюдательной селекции и времени эволюции компонентов. Эта работа была выполнена, и она активно продолжается в настоящее время во многих астрономических центрах. Её текущий итог для темпа образования двойных звёзд нашей Галактики [4]:

$$d^3v = 0,2 \, d \log \frac{a}{R_{\odot}} \frac{dM_1}{M_1^{2,35}} f(q) dq [\text{год}^{-1}], \quad (4)$$

где  $M_1$  — масса первичного компонента,  $f(q) = 1$  при  $6(M_1/M_{\odot})^{1/3} \leq a/R_{\odot} \leq 3000$  и  $f(q) \sim q^{-2}$  при  $3000 \leq a/R_{\odot} \leq 10^6$ ,  $q$  — отношение масс компонентов. Величина численного коэффициента этого соотношения подтверждается современными оценками [17]. Эта функция, которая стоит детального анализа, предполагает, что большинство звёзд является по крайней мере двойными. Из неё, в частности, следует, что около трети звёзд могут быть одиночными и обладать планетами [4]. Последняя оценка совпадает с результатами аппарата "Кеплер" по поиску планет затменным методом. Равнораспределение по логарифму большой полуоси означает отсутствие выделенного масштаба размеров двойных систем, масш-

таба их углового момента. Минимальная большая полуось молодых двойных звёзд,  $6(M_1/M_\odot)^{1/3}R_\odot$ , определяется размерами образующихся в аккреционном режиме их молодых компонентов  $\sim 3R_\odot$ . Максимальная исходная большая полуось,  $\sim 10^6 R_\odot$ , ограничивается приливным влиянием родительского скопления звёзд и Галактики. Образование большинства звёзд в звёздных скоплениях с массами  $\sim 10^3 M_\odot$  определяет и характерную массу звёзд  $\sim M_\odot$ , отвечающую исходным плотностям газовых облаков — предшественников скоплений  $\sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ .

Особого внимания достойна нижняя граница начального разделения компонентов молодых двойных звёзд:  $a_{\min} \simeq 6(M_1/M_\odot)^{1/3}R_\odot$ . По сути, эта граница является эволюционным треком наиболее тесных образующихся двойных звёзд с аккрецирующими компонентами [4]. Но продолжение аккреции такими системами делает их при  $M \gtrsim 5M_\odot$  сверхконтактными, т.е. погружает их компоненты в компактную общую оболочку. Физика таких систем остаётся неясной, но возникает естественное предложение: отождествить такие системы со звёздами Ве(Of), массы которых находятся в интервале  $5M_\odot - 30M_\odot$  [18]. В этом случае короткопериодические вариации блеска [19] можно было бы связать с вращением двойного ядра в компактной общей оболочке и генерируемыми этим вращением ударными волнами в декреционном диске, а не приписывать их пульсациям таких звёзд на высокой моде [20]. Такая возможность для объяснения, по крайней мере, части Ве-звёзд стоит поиска соответствующих моделей. Быстрое, почти критическое, вращение Ве-звёзд [21] и образование кеплеровского декреционного диска [22] тогда можно было бы объяснить диффузией в оболочку углового момента двойного ядра. Другой возможностью для поддержания предельных скоростей вращения Ве-звёзд в ходе их эволюции на главной последовательности остаётся диффузия углового момента сжимающегося ядра звезды в её оболочку [23]. Здесь уместно напомнить, что наблюдаемые скорости вращения Ве-звёзд могут быть занижены из-за экваториального гравитационного потемнения быстровращающихся звёзд. Таким образом, проведённый анализ показывает, что феномен Ве-звёзд может быть обусловлен двойственностью их ядер как механизмом достижения и поддержания предельного вращения [23, 24].

Интересен вопрос о исходной функции масс звёзд. Наклон этой функции для звёзд солнечного обилия тяжёлых элементов при  $M \gtrsim M_\odot$  около  $-2,35$ . Однако обращение к звёздам малой металличности обнаружило его увеличение до  $-2$  для всех звёзд с массами  $M_\odot - 100M_\odot$  [17–19]. Уменьшение доли массивных звёзд при солнечном обилии металлов вызвано, вероятно, звёздным ветром ОВ-звёзд. Другими словами, при солнечном обилии металлов трансформация вещества газовой протозвезды с массой  $M_g$  в звезду с массой  $M_*$  следует закону  $M_* \sim M_g^{0,74}$ . Фундаментальность соотношения  $dN \sim M^{-2} dM$  подчёркивается тем обстоятельством, что оно справедливо для астрономических объектов с массами  $M_\odot - 10^{15} M_\odot$  [25]. Физическое содержание этого соотношения просто: отсутствие выделенного масштаба массы исходных элементов турбулизованной газовой среды — равнораспределение вещества по логарифму массы облаков. Характерная масса звёзд  $\sim M_\odot$  определяется критерием Джинса при плотностях  $\sim 10^{-20} \text{ г см}^{-3}$  и температурах

$\sim 10 \text{ К}$  в гигантских молекулярных облаках — предшественниках звёздных скоплений. Максимальная масса звёзд  $\sim 100M_\odot$  ограничивается звёздным ветром ОВ-звёзд и давлением их излучения на пылевой компонент газопылевой среды. Наблюдения обнаружили заметное понижение максимальной массы звёзд с увеличением обилия металлов в родительских галактиках [26].

Зависимость максимальной массы звезды и наклона начальной функции масс от обилия металлов обусловлена сильной связью интенсивности звёздного ветра ОВ-звёзд и их обилия металлов. Для ОВ-звёзд эта зависимость может быть выражена соотношением [26]  $\dot{M}_{\text{ОВ}} \approx 10^{-9} (M_{\text{ОВ}}/M_\odot)^2 (Z/Z_\odot)^{3/4} M_\odot \text{ год}^{-1}$  или  $\dot{M}_{\text{ОВ}} \approx 10^{-11} \times (L/L_\odot)^2 (Z/Z_\odot)^{3/4} M_\odot \text{ год}^{-1}$ . Для гелиевых звёзд Вольфа–Райе (WR) эмпирическое соотношение для темпа потери массы может быть выражено с помощью связей, найденных в [27, 28]:  $\dot{M}_{\text{WR}} \approx 10^{-12} (L_{\text{WR}}/L_\odot)^{1,3} (Z/Z_\odot)^{1,3} \times M_\odot \text{ год}^{-1}$ . Простые оценки показывают, что при времени жизни самых массивных звёзд  $\sim 3 \times 10^6$  лет звёзды с массами более  $\sim 100 (Z_\odot/Z)^{3/4} M_\odot$  лишаются возможности стать красными сверхгигантами, потеряв за счёт звёздного ветра на главной последовательности богатую водородом оболочку. В итоге после главной последовательности они становятся звёздами WR. Одновременно выясняется, что для образования и слияния близких компонентов двойных чёрных дыр с массами  $M_{\text{ВН}}$  обилие металлов в их ОВ-предшественниках должно удовлетворять условию  $Z < (30M_\odot/M_{\text{ВН}})^{4/3} Z_\odot$ . Последнее условие необходимо для расширения ОВ-звезды после главной последовательности и образования общих оболочек, разрушение которых сближает компоненты [26–29]. Увеличение предельной массы звёзд с уменьшением обилия металлов открывает возможность для возникновения сверхмассивных звёзд и чёрных дыр.

"Следы" ранних стадий эволюции компонентов находят отражение в наблюдаемом распределении образующихся двойных звёзд по отношению масс их компонентов. Тесные двойные звёзды с  $a \lesssim 3000 R_\odot$  образуются в результате коллапса отмеченных выше гидростатически равновесных протозвёзд, что обуславливает сравнимость масс их компонентов, возникающих в результате коллапса [25]. Более широкие двойные звёзды являются результатом "независимого" коллапса гравитационно связанных объектов либо продуктом гравитационного захвата близких звёзд при образовании рассеянных скоплений. Этим объясняется распределение по отношению масс компонентов широких систем, которое фактически совпадает с опорным распределением астрономических объектов по массам:  $dN \sim M^{-2} dM$ . Таково на сегодня объяснение явной бимодальности исходного распределения молодых двойных звёзд по начальному отношению масс их компонентов.

Обсуждаемые начальные распределения двойных звёзд отражают распределения газопылевых облаков по их массам и угловым моментам, причины которого остаются, к сожалению, пока неизвестными. Эта функция является основой для численного сценарного моделирования семейства двойных звёзд и получения оценок их числа, а также частот различных явлений в их жизни. Статистический подход к распределению по разделению компонентов позволяет, в частности, оценить долю кратных систем любой кратности при учёте условия устойчивости орбит компонентов. Накопление эмпирических данных о наблюдаемых свойствах молодых двойных

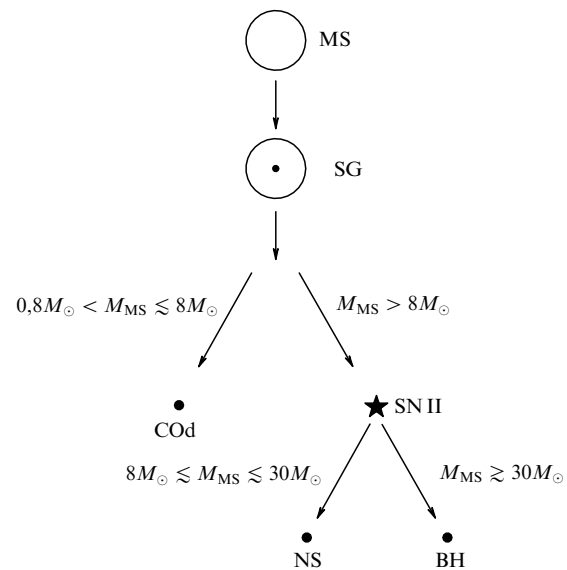
звёзд с различными химическими составами и массами позволит уточнить параметры этой фундаментальной функции и выяснить условия её возникновения [30].

Основы качественного подхода к изучению эволюции ТДЗ заложены в сценарном подходе. Сценарий описывает картину эволюции объекта от момента его возникновения до момента образования конечного остатка, существующего в течение времени, превосходящего хаббловское время ( $\sim 10^{10}$  лет). Сценарий включает в себя все существенные наблюдательные факты эволюции данного объекта и опирается на современное физически обусловленное математическое моделирование объекта и явлений, сопровождающих его эволюцию [31]. В основе количественного подхода к изучению эволюции ТДЗ лежит сценарное моделирование их эволюции. Уже первые численные модели эволюции тесных двойных [32, 33] продемонстрировали свою эффективность в оценке числа таких звёзд на разных стадиях эволюции и частоты событий, сопровождающих их эволюцию. В основе численной сценарной модели лежат "функция рождения" этих систем (4) и качественное описание их эволюции [31–33].

*Эволюция одиночных звёзд и компонентов широких двойных звёздных систем.* Около половины двойных звёзд являются широкими системами, и их компоненты, эволюционируя как одиночные звёзды, практически не взаимодействуют между собой. Поэтому исследование эволюции одиночных звёзд необходимо для изучения эволюции компонентов широких двойных звёзд. Рассмотрим основные моменты эволюции одиночных звёзд различных масс от момента их возникновения до момента образования конечных долгоживущих (вечных?) продуктов: вырожденных углеродно-кислородных карликов, нейтронных звёзд и чёрных дыр звёздной массы.

Исходный материал для возникновения звёзд — холодные межзвёздные газопылевые облака, коллапс которых и обеспечивает появление звёзд. Наблюдения показывают, что звёзды возникают в скоплениях с массами  $10^3 M_\odot - 10^5 M_\odot$ . Появление зон ионизованного водорода с образованием массивных звёзд, ионизирующих водород облака, вызывает быструю диссипацию газового компонента молодого скопления звёзд и распад большинства образующихся скоплений [34]. Скорость расширения зон ионизованного водорода с температурой  $\sim 10^4$  К около  $10$  км с $^{-1}$ . Параболическая скорость скоплений звёзд и галактик при  $M \simeq 0,2 R^2$  [30]  $\sim 300 [M/10^{11} M_\odot]^{1/4}$  [км с $^{-1}$ ]. В итоге находим, что звёздные скопления с массами, меньшими  $\sim 10^5 M_\odot$ , как правило, распадаются после удаления их газа зонами ионизованного водорода. Звёздные скопления большей массы остаются гравитационно связанными и получают возможность продолжать аккрецию окружающего их газа и регенерировать газ старых звёзд, становясь таким образом карликовыми галактиками. Таким путём может быть определена граница по массам  $\sim 10^5 M_\odot$ , разделяющая звёздные скопления и карликовые галактики, допускающие повторное звездообразование в них.

Как отмечалось во введении, коллапс газопылевых облаков в звезду является двухстадийным и заканчивается появлением в ядре облака молодой полностью конвективной звезды массой  $\sim 0,1 M_\odot$  и радиусом  $\sim R_\odot$ . Продолжение аккреции увеличивает массу и радиус такой звезды в соответствии с законом  $R/R_\odot \approx 3 \times (M/M_\odot)^{1/3}$  [4]. При увеличении массы звезды до  $\sim 3 M_\odot$



**Рис. 1.** Эволюция одиночных звёзд и компонентов широких двойных звёздных систем. Начальные массы  $0,8 M_\odot - 150 M_\odot$ . MS — главная последовательность, SG — сверхгигант, SN — сверхновая, COd — углеродно-кислородный вырожденный карлик, NS — нейтронная звезда, BH — чёрная дыра.

её ядро становится радиативным и она сжимается до радиуса, соответствующего звезде главной последовательности:  $R/R_\odot \approx (M/M_\odot)^{2/3}$  [4, 30].

С истощением остатков газовой оболочки появляется молодая звезда главной последовательности нулевого возраста (рис. 1). Её дальнейшая эволюция определяется в основном массой. Для наиболее массивных звёзд важным фактором оказался их химический состав. Обилие металлов задаёт скорость звёздного ветра. Например, для звёзд Вольфа–Райе с  $-4 \leq \lg(Z/Z_\odot) \leq 0$  величина  $\dot{M}_w \approx 10^{-4} (Z/Z_\odot)^{3/4} M_\odot \text{ год}^{-1}$  [35], а для массивных ОВ-звёзд  $\dot{M}_w \approx 3 \times 10^{-6} (Z/Z_\odot)^{3/4} M_\odot \text{ год}^{-1}$  [26]. В итоге массивные звёзды с солнечным обилием металлов  $Z$  и массами более  $\sim 30 M_\odot$  из-за потери водородной оболочки на главной последовательности лишаются возможности после выгорания водорода в их ядрах стать красными сверхгигантами. Это обстоятельство при солнечном обилии металлов заметно ограничивает возможность создания ими общих оболочек ТДС и уменьшает частоту слияния компонентов тесных двойных чёрных дыр [29]. Одновременно, как отмечалось во введении, интенсивный звёздный ветер звёзд солнечного обилия металлов изменяет наклон исходной функции масс звёзд от  $dN/dM \sim M^{-2}$  для звёзд с  $Z/Z_\odot \approx 0$  до  $dN/dM \sim M^{-2,35}$  для звёзд с  $Z \simeq Z_\odot$  [25].

Численное моделирование эволюции звёзд показало, что после образования гелиевого ядра звезда расширяется и, покидая главную последовательность, становится гигантом (сверхгигантом) (см. рис. 1). Время жизни звёзд на главной последовательности  $\sim 10^{10} (M/M_\odot)^{-1,8}$  лет. Время жизни на стадии сверхгигантов, основную часть которого составляет время горения гелия в ядре, не превышает 10 % от времени жизни на главной последовательности [25, 26, 29, 35]. В итоге у звёзд с массами, меньшими  $\sim 8 M_\odot$ , на стадии красного сверхгиганта образуется углеродно-кислородное вырожденное ядро. Высокая светимость этого ядра  $(\lg(L_{\text{CO}}/L_\odot) \simeq (1,6 + 3,8) \times$

× ( $M_{CO}/M_{\odot}$ ) при  $0,6 \leq M_{CO}/M_{\odot} \leq 1,4$ ) [36] и большая непрозрачность вещества холодной оболочки порождают интенсивный звёздный ветер и потерю за сравнительно малое время ( $\sim 10^4$  лет) протяжённой ( $\sim 500 R_{\odot}$ ) в основном водородной оболочки красного сверхгиганта. Итогом этой потери является возникновение планетарной туманности — остатков водородной оболочки, ионизованной горячим ярким вырожденным углеродно-кислородным карликом (см. рис. 1), массу которого можно оценить из соотношения  $M_{CO}/M_{\odot} = 0,6(M_{MS}/M_{\odot})^{1/3}$ . На фазе быстрой потери протяжённой оболочки звезда, как правило, экранируется пылью истекающего вещества и превращается из красного сверхгиганта в инфракрасный. Частота появления планетарных туманностей в Галактике  $\sim 1 \text{ год}^{-1}$ .

Иная судьба звёзд с начальными массами, превышающими  $\sim 8 M_{\odot}$  (см. рис. 1). Величина граничной массы оценена в работе [37]. Последовательное горение водорода, гелия, углерода, кислорода и кремния в их ядрах приводит к образованию железных ядер с массами  $\sim 0,05(M_{MS}/M_{\odot})^{1,4}$  [36]. Основным механизмом охлаждения ядер массивных звёзд начиная со стадии истощения углерода в их ядрах становится нейтрино [4, 36, 37]. Скорость потери энергии ядром за счёт нейтрино при этом настолько велика, что для её компенсации поток энергии от слоевых источников, окружающих ядро красного сверхгиганта, направлен внутрь, в ядро! Нейтрино сокращает время горения углерода и кислорода в ядрах самых массивных звёзд до нескольких десятков-сотен лет. Железные ядра массивных звёзд коллапсируют с образованием нейтронных звёзд и чёрных дыр. Взрыв красного сверхгиганта, сопровождающий этот коллапс, имеет все черты, характерные для взрывов сверхновых второго типа, которые играют определяющую роль в динамике газовых компонентов дисковых галактик, контролируя плотность газового диска этих галактик и скорость звездообразования в них.

Вопрос о граничной начальной массе звёзд, производящих нейтронные звёзды и чёрные дыры, пока не решён ввиду остающейся неуверенности как теоретического, так и эмпирического подходов к её оценке [7, 38, 39]. Массы наблюдаемых нейтронных звёзд в тесных двойных системах заключены в узких пределах:  $1,2 M_{\odot} - 2 M_{\odot}$ , а массы чёрных дыр находятся в интервале  $4,5 M_{\odot} - 35 M_{\odot}$  [7, 40, 41]. Это даёт основание полагать, что минимальная начальная масса звёзд, производящих звёздные чёрные дыры, порядка  $30 M_{\odot}$  [7, 39, 40]. Не исключена зависимость этой величины и от исходного обилия металлов звёздного газа. Остающаяся заметная неопределённость ( $\sim 10 M_{\odot}$ ) величины этой граничной массы — следствие неопределённости физики современных моделей звёздной эволюции и слабости наблюдательной базы релятивистских объектов. Связь массы чёрной дыры с начальной массой звезды определяется соотношением  $M_{BH}/M_{\odot} \simeq 0,05(M/M_{\odot})^{1,4}$  [4].

Частота взрывов массивных сверхновых второго типа в Галактике может быть оценена при  $M > 8 M_{\odot}$  с помощью уравнения (4):  $\sim 0,045$  в год. При этом частота образования чёрных дыр  $\sim 0,008$  в год. Примем скорость звездообразования в Галактике порядка одной массы Солнца в год. Тогда около 1 % всего вещества, превращающегося в звёзды, войдёт со временем в состав звёздных чёрных дыр. Соотношение (4) при указанных выше связях масс углеродно-кислородных ядер  $M_{CO}$  и

чёрных дыр  $M_{BH}$  с начальными массами звёзд даёт возможность найти их функции масс из исходной функции масс звёзд. В итоге получим:  $dN/dM_{CO} \sim M_{CO}^{-5}$  и  $dN/dM_{BH} \sim M_{BH}^{-2}$ . Оценки наблюдаемой функции масс карликов подтверждают, что наибольшее их число сосредоточено в области малых масс. Функция масс наблюдаемых чёрных дыр ввиду малой статистики пока достоверно не установлена.

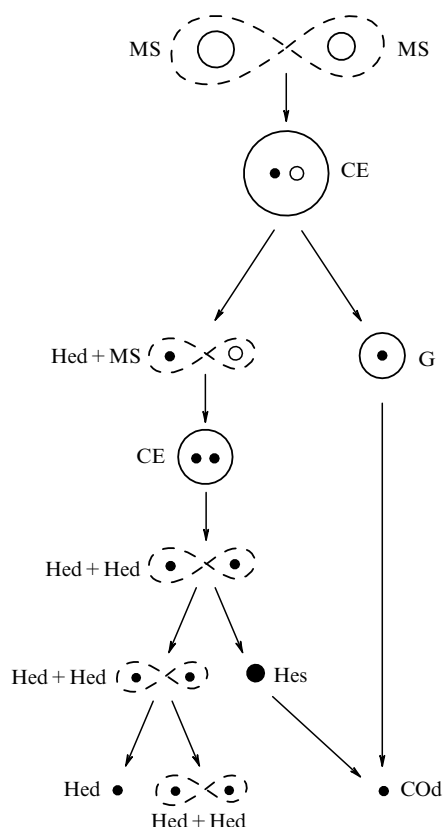
## 4. Эволюция тесных двойных звёзд малых и умеренных масс

### 4.1. Эволюция компонентов тесных двойных звёзд с малыми массами, производящих гелиевые вырожденные карлики

Имея общие представления об эволюции одиночных звёзд, можно приступить к анализу эволюции тесных двойных звёзд. Для ТДЗ важны размеры полостей Роша  $R_R$  компонентов, ограничивающие размеры зон их гравитационного влияния:  $R_R \approx 0,4(M_2/M_1)^{1/3}a$ , где  $M_1 \geq M_2$  — массы компонентов,  $a$  — большая полуось орбиты. Заполнение своих полостей Роша компонентами в ходе их эволюции приводит к обмену веществом между ними и последовательному обнажению их плотных ядер. Это и превращает двойные звёзды из объекта исследования в эффективный инструмент изучения структуры и эволюции звёзд. Изучение эволюции одиночных звёзд показало, что она приводит к развитию большой неоднородности и выделению плотных ядер. В ходе эволюции плотность гелиевых ядер звёзд малых масс,  $0,8 \lesssim M_1/M_{\odot} \lesssim 2,8$ ,  $a_0 \lesssim 500 R_{\odot}$ , повышается почти на четыре порядка величины, а плотность ядер массивных предсверхновых звёзд — на восемь порядков величины. Это обстоятельство позволяет при сценарном анализе отдельно рассматривать эволюцию ядер и оболочек компонентов тесных двойных звёзд.

Эволюция звёзд с малыми начальными массами ( $0,8 \lesssim M_1/M_{\odot} \lesssim 2,8$ ,  $a_0 \lesssim R_{\odot}$ ) после главной последовательности сводится к возрастанию массы вырожденного гелиевого ядра, сопровождающемуся увеличением размера самой звезды-гиганта, размер  $R$  и светимость  $L$  которой определяются массой вырожденного гелиевого ядра:  $R/R_{\odot} \approx 3000(M_{He}/M_{\odot})^4$ ,  $L/L_{\odot} \approx 2 \times 10^5(M_{He}/M_{\odot})^{6,2}$ ,  $0,1 \leq M_{He}/M_{\odot} \leq 0,5$  [36, 42]. Заполнение полости Роша такой звездой вследствие интенсивного обмена веществом между компонентами погружает систему в общую оболочку (рис. 2). Рассеяние газа общей оболочки за счёт орбитальной энергии двойного ядра сближает компоненты в соответствии с уравнением (1). Энергия связи общих оболочек самых тесных систем при  $a/R_{\odot} \lesssim 12(M/M_{\odot})^{0,8}$  настолько велика, что компоненты сольются в одиночный гигант с гелиевым вырожденным ядром. Дальнейшая эволюция этого гиганта аналогична эволюции обычной одиночной звезды соответствующей массы. После выгорания гелия в ядре такого гиганта возникает углеродно-кислородное ядро, а эволюция заканчивается после сброса остатков оболочки в виде планетарной туманности образованием углеродно-кислородного карлика.

Системы с  $a/R_{\odot} \gtrsim 12(M/M_{\odot})^{0,8}$  после рассеяния общей оболочки останутся гравитационно связанными двойными (см. рис. 2). Более тесные "конечные" системы вырожденных гелиевых карликов, удовлетворяющих условию (3), могут слиться благодаря излучению ими



**Рис. 2.** Эволюция тесных двойных звёзд малых масс:  $0,8M_{\odot} \leq M \leq 2,8M_{\odot}$ . Исходное разделение компонентов  $a \leq 500R_{\odot}$ . MS — главная последовательность, CE — общая оболочка, G — звезда-гигант, Hed — гелиевый вырожденный карлик, Hes — гелиевая звезда, COd — углеродно-кислородный вырожденный карлик.

гравитационных волн. Оба класса таких систем давно хорошо известны [43]. Частота слияния гелиевых карликов в Галактике  $\sim 10^{-2}$  год $^{-1}$  [44]. Физика процесса слияния вырожденных гелиевых карликов до сих пор недостаточно изучена. Из общих соображений пока можно лишь исключить загорание гелия при общей массе сливающихся карликов менее  $\sim 0,5M_{\odot}$ , поскольку такова масса гелиевого вырожденного ядра гиганта в начале горения гелия в его ядре [36, 43, 44]. При этом слияние гелиевых карликов приведёт к образованию одиночного быстровращающегося гелиевого карлика (см. рис. 2). При суммарной массе предшественников, большей  $0,5M_{\odot}$ , возможны загорание гелия и превращение наиболее массивного из карликов в обычную гелиевую звезду, заканчивающую свою эволюцию после стадии гелиевого сверхгиганта типа RCrB углеродно-кислородным карликом (см. рис. 2). Условия пока не исключённого взрывного горения гелия в массивном продукте слияния гелиевых карликов до сих пор неясны. Формально ядерная энергия сгорания  $0,5M_{\odot}$  гелия приводит к освобождению энергии  $\sim 10^{51}$  эрг, что достаточно для инициирования энергетических процессов сверхновой и полного разрушения продукта взрыва в ходе последнего.

Таким образом, подводя итог обсуждению эволюции двойных звёзд с начальными массами первичных компонентов  $0,8M_{\odot} - 2,8M_{\odot}$ , можно поставить вопрос о физике слияния гелиевых вырожденных карликов различных масс, требующий численного моделирования для выяснения как хода самого процесса, так и природы конечно-

го продукта. Соотношение (4) позволяет заключить, что около 30 % всех вырожденных карликов, образующихся ежегодно в Галактике, являются гелиевыми. Наблюдаемое распределение близких к Солнцу вырожденных карликов подтверждает эту оценку [45]. Общая частота слияния вырожденных карликов в Галактике  $\sim 0,01$  в год [45, 46].

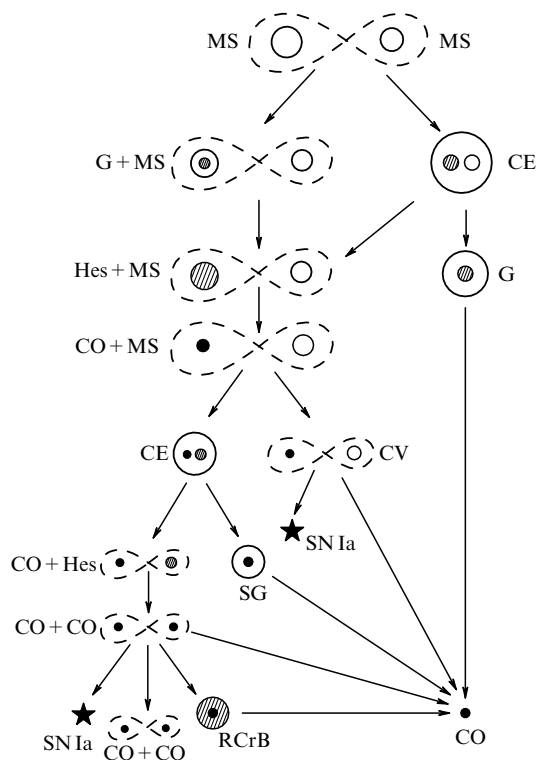
Стоит сказать несколько слов о судьбе более широких маломассивных систем указанного диапазона масс с  $500 \leq a/R_{\odot} \leq 2000$ , первичные компоненты которых заполняют свою полость Роша, уже имея углеродно-кислородное вырожденное ядро массой  $\sim 0,6M_{\odot}$ . Неизбежная в этом случае общая оболочка сближает компоненты и тем самым лишает второй компонент возможности сформировать углеродно-кислородное ядро. В итоге второй стадии с общей оболочкой такой системы возникнет широкая долгоживущая система из гелиевого и углеродно-кислородного карлика, практически не имеющая возможности "продлить" свою жизнь за счёт излучения ею гравитационных волн за хаббловское время.

#### 4.2. Эволюция тесных двойных звёзд умеренных масс

Эволюционная схема для двойных звёзд с умеренными массами,  $2,8M_{\odot} \leq M \leq 8M_{\odot}$ , приведена на рис. 3. Характерной особенностью таких звёзд является формирование на главной последовательности гелиевого невырожденного ядра массой  $\sim 0,1(M_{\text{MS}}/M_{\odot})^{1,4}M_{\odot}$ , а после выгорания гелия в этом ядре — образование вырожденного углеродно-кислородного ядра-карлика массой  $\sim 0,6(M_{\text{MS}}/M_{\odot})^{0,4}M_{\odot}$  [47]. Расширение первичного компонента и заполнение им своей полости Роша инициирует обмен веществом между компонентами. Как обычно, возможны два варианта этой стадии (см. рис. 3). Если массы компонентов близки между собой (отношение масс  $q_0 \geq 0,5$ ), то образуется алгоподобная полуразделённая система со временем жизни порядка тепловой шкалы времени донора. Если, напротив, начальные массы компонентов сильно различаются ( $q_0 \leq 0,5$ ), то возникает общая оболочка. Эволюция системы на фазе общей оболочки определяется начальным разделением компонентов. Достаточно близкие компоненты, сбросив часть вещества общей оболочки, сольются, сформировав одиночный гигант, эволюция которого закончится образованием углеродно-кислородного вырожденного карлика (см. рис. 3) [47].

Эволюция полуразделённой системы после окончания фазы обмена завершится образованием горячей гелиевой невырожденной звезды в тесной паре со звездой главной последовательности [47]. В течение своей эволюции гелиевая звезда может при массе  $\sim M_{\odot}$  ещё раз заполнить свою полость Роша, образовав гелиевую общую оболочку, пройдя стадию звезды RCrB, и превратиться в углеродно-кислородный или кислородно-неоновый вырожденный карлик [4]. Последнее возможно, если начальная масса звезды  $\sim 6M_{\odot} - 8M_{\odot}$ . Светимость молодого вырожденного карлика определяется его массой:  $L/L_{\odot} \approx 6 \times 10^4 (M_{\text{CO}}/M_{\odot})^{0,5}$ , и он, как правило, является ядром потерянной общей оболочки — планетарной туманности [48, 49].

Эволюция второго компонента выбранного интервала начальных масс приводит к формированию в его ядре гелиевой невырожденной звезды (см. рис. 3). С образованием в очередной раз полуразделённой системы, как правило, снова возникает общая оболочка, заканчиваю-



**Рис. 3.** Эволюция тесных двойных звёзд умеренных масс:  $2,8 < M/M_{\odot} \leq 8$ ,  $a \leq 2000 R_{\odot}$ . MS — звёзды главной последовательности, G — гигант с гелиевым невырожденным ядром, CE — общая оболочка, Hes — гелиевая невырожденная звезда, CO — углеродно-кислородный (кислородно-неоновый) вырожденный карлик, CV — катаклизмическая система с донором-звездой главной последовательности с массой, меньшей солнечной, SN Ia — сверхновая первого типа, SG — сверхгигант с углеродно-кислородным вырожденным ядром, RCrB — сверхгигант с гелиевой оболочкой типа RCrB.

щаяся возникновением либо одиночного красного сверхгиганта при слиянии компонентов, либо разделённой системы из гелиевой невырожденной звезды и углеродно-кислородного карлика. Если масса второго компонента — звезды главной последовательности — заключена в интервале  $0,3 M_{\odot} - 1,5 M_{\odot}$  и  $a \leq 10 R_{\odot}$ , то под действием магнитного звёздного ветра последней и излучения системой гравитационных волн возникает катаклизмическая полуразделённая система (см. рис. 3).

Катаклизмические системы, которые заслуживают особого внимания как первый "путеводитель" в мире взаимодействующих компонентов ТДЗ на поздних стадиях их эволюции, демонстрируют действие ряда механизмов взрывных процессов, сопровождающих их эволюцию. К таким процессам, в частности, относятся накопительная неустойчивость аккреционного диска около аккрецирующего карлика, слоевые вспышки горения водорода в оболочке вырожденного карлика с периодом повторения, определяемым его массой [50]. Характерной особенностью процесса ядерных вспышек является высокое обилие углерода, кислорода и неона, в несколько десятков раз превышающее солнечное. Высокая частота вспышек новых в Галактике, до 50 в год, привлекает большое внимание к их эволюции. При определённых скоростях аккреции ( $\sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ ) горение водорода в слое происходит в стационарном режиме с накоплением гелиевой массивной оболочки [50]. При достаточно

большой массе этой оболочки вспышка горения гелия может быть настолько мощной, что вызовет детонацию углеродно-кислородного ядра и взрыв сверхновой первого типа [50–52]. Таков один из возможных сценариев (немного модифицированный) взрыва этих сверхновых. Исходные надежды на возможность достижения вырожденным карликом чандрасекаровской массы за счёт стационарного горения водорода и гелия в оболочке этого карлика не оправдались ввиду перемешивания водорода с углеродом, демонстрируемого новыми звёздами.

Процесс обмена веществом в катаклизмических системах часто носит вспышечный характер [53, 54]. Причём известны вспышки двух типов, сопровождающие аккрецию вещества из диска: вспышки и супервспышки. Вспышки являются, вероятно, следствием конвективной неустойчивости в полярных направлениях диска. Конвекция, увеличивая вязкость газа, вызывает быстрый сброс его большей части на вырожденный компонент системы. Диск при этом неизбежно расширяется, аккумулируя угловой момент аккрецированного в процессе вспышки газа. Накопление вещества на краю аккреционного диска в ходе "обычных" вспышек приводит в итоге к конвективной неустойчивости газа периферии декреционной части диска. Это, вероятно, вызывает супервспышку, во время которой основная часть газа диска аккрецируется вырожденным карликом, а угловой момент этого вещества частично переходит вследствие приливных эффектов в орбитальный момент, а частично теряется системой вместе с частью газа диска. Такова возможная природа вспышек карликовых новых, сопровождающих обмен газом между компонентами катаклизмических систем. Другой причиной наступления неустойчивости периферии аккреционного диска может быть образование в этой области приливной спиральной волны, вызывающей аккреционную неустойчивость диска [55]. Чередование вспышек и супервспышек аккреционной природы наблюдается и в маломассивных рентгеновских двойных, например в системе 4U1705-44 [53–57].

В последнее время выясняется, что часть аккрецирующих вырожденных карликов катаклизмических систем обладает очень большими, до  $10^8 - 10^9$  Гс, магнитными полями и быстрым вращением с периодом до  $\sim 100$  с. Таковы параметры карлика ARSco [58, 59]. Быстрое вращение карлика — вероятный результат аккреции. Присутствие такого карлика в катаклизмической системе может изменить характер её эволюции от обычного двухстадийного обмена в полуразделённых системах до "безаккреционного". Энергия вращения вырожденного карлика ARSco настолько велика,  $\sim 10^{48}$  эрг, что она заметно превосходит орбитальную энергию донора  $\sim 2 \times 10^{47}$  эрг с массой  $\sim 0,3 M_{\odot}$ . Это обстоятельство в принципе позволяет такому вырожденному карлику при наличии сильного магнитного поля превратиться в "пропеллер", способный выбросить из системы весь газ, поставляемый ему донором, заполняющим свою полость Роша. В этом случае, вероятно, исключены все явления, обычно сопровождающие обмен газом в полуразделённых системах: образование диска, аккреционные неустойчивости последнего и аккрецию вещества донора карликом. "Аккректором" в ходе такой эволюции становится Галактика. Количественные оценки частоты образования подобных систем пока затруднены ввиду отсутствия наблюдательных сведений о распределении

вырожденных компонентов катаклизмических систем по скорости их вращения и интенсивности магнитного поля [58, 59].

Эволюция катаклизмических систем сводится к истощению вещества донора под влиянием потери углового момента за счёт магнитного звёздного ветра донора при орбитальных периодах, больших трёх часов, и под влиянием излучения гравитационных волн системой при орбитальных периодах, меньших двух часов [4]. С убыванием массы полностью конвективного донора до  $\sim 0,1 M_{\odot}$  возможно его динамическое разрушение. Причиной последнего может служить реакция полностью конвективной звезды на быструю потерю вещества вследствие её расширения. С уменьшением в ходе обмена массы донора время переноса углового момента возрастает и донор становится неустойчивым к разрушению в динамической шкале времени и превращению его за несколько минут в диск (оболочку?) около вырожденного карлика. Такова, вероятно, последняя фаза эволюции катаклизмических систем и подобных им маломассивных рентгеновских двойных систем. Недавнее обнаружение образования массивного диска в ходе вспышки CKVul в качестве новой звезды, вероятно, является первым примером динамического разрушения донора катаклизмической системы [60].

Однако сейчас ясно, что уменьшение массы донора до  $\sim 0,1 M_{\odot}$  не является достаточным условием его разрушения и прекращения эволюции катаклизмической двойной. Обнаружение QZLib [52] с орбитальным периодом около 1,5 ч, массой вырожденного карлика  $\sim 0,8 M_{\odot}$  и массой донора  $0,03 M_{\odot}$  показывает, что донор может не разрушаться, а "засыпать" на хаббловское время, скрывая систему от наблюдателя очевидными эффектами селекции. Сходное явление, по-видимому, наблюдается и в тесной системе с нейтронной звездой PSRJ0636+5128 [61]. Орбитальный период этой системы тоже около 1,5 ч, масса спутника  $\sim 0,017 M_{\odot}$ , а его радиус  $0,076 R_{\odot}$ . То есть разрушение донора катаклизмических систем не является обязательным даже на хаббловской шкале времени.

В итоге второй стадии с общей оболочкой либо компоненты сливаются в красный сверхгигант с углеродно-кислородным ядром, либо формируется тесная двойная система из гелиевой невырожденной звезды и углеродно-кислородного карлика. Наиболее тесные из таких систем могут образовать в результате излучения ими гравитационных волн полуразделённые системы [62]. В этом случае представляется возможным [51, 52, 61, 62] взрыв гелиевого слоя, накопленного карликом, с детонацией углерода самого карлика и последующим взрывом сверхновой типа SNIa. В итоге эволюция катаклизмических полуразделённых двойных систем умеренных масс с истощением и вероятным разрушением донора при его массе менее  $\sim 0,1 M_{\odot}$  заканчивается, как правило, образованием одиночного углеродно-кислородного карлика (см. рис. 3).

Однако эволюция основной части ТДЗ обсуждаемого интервала масс приводит к образованию тесных систем углеродно-кислородных карликов. При больших начальных отношениях масс компонентов эволюция менее массивного из них приводит к образованию вырожденного гелиевого карлика. Самые тесные конечные системы с большой полуосью менее  $\sim 3 R_{\odot}$  сливаются за хаббловское время под действием их гравитационного излуче-

ния. Результатом слияния гелиевого карлика с углеродно-кислородным является, вероятно, возникновение гелиевого сверхгиганта типа R Северной Короны [8]. Но процесс самого слияния, его модель остаются пока неясными. Ясно лишь, что интенсивный звёздный ветер, присущий звёздам этого типа, приведёт к сравнительно быстрой потере гелиевой оболочки и возникновению одиночного углеродно-кислородного карлика.

Иная ситуация со слиянием углеродно-кислородных вырожденных карликов [4, 8]. Следует признать, что эта проблема является одной из наиболее популярных и привлекает всестороннее внимание астрономов в течение нескольких последних десятилетий. Надежды на объяснение "загадочных" взрывов сверхновых этого типа (Ia) продолжают поддерживать активный интерес астрофизиков к указанной задаче [8]. Специального обсуждения и анализа заслуживает тема сверхновых типа SNIa. Взрывы этих сверхновых в эллиптических галактиках, лишённых активных звёзд с массами, превышающими солнечную, давно привлекали внимание к их физике. Другой их важной характеристикой в течение длительного времени являлась "стандартность" кривых их блеска. Очевидное решение этих загадок состоит в привлечении к рассмотрению ядерных взрывов вырожденных карликов с массой, близкой к чандрасекаровской. Для возрастания массы карлика до предельной предполагается наличие спутника — звезды главной последовательности, заполняющей свою полость Роша [51], или вырожденного углеродно-кислородного карлика [4, 8]. В настоящее время оба сценария активно изучаются [7, 63]. Были найдены наблюдаемые примеры тесных двойных систем для реализации основных указанных сценариев. Численное моделирование взрывов в рамках непрерывно усложняющихся численных моделей даёт возможность охватить со временем расширяющееся поле наблюдаемых параметров этих сверхновых звёзд [52, 64].

Постепенно выясняется, что в пределах кажущейся "стандартности" имеется обнаруженная сегодня заметная дисперсия наблюдаемых параметров сверхновых типа SNIa. Это при поиске возможных причин намечающихся неполных однородности и стандартности таких сверхновых в принципе допускает вариации как массы взрывающихся карликов, так и их химического состава [47, 65]. Кроме того, не исключено также неполное сгорание ядерного топлива при взрыве [7, 8, 51, 52, 63, 64]. Сейчас ясно, что наиболее массивные карлики принадлежат к числу кислородно-неоновых с энергией  $\sim 6,4 \times 10^{17}$  эрг г<sup>-1</sup>, в то время как энергия углеродно-кислородных карликов  $9,2 \times 10^{17}$  эрг г<sup>-1</sup> [64]. Это обстоятельство приводит к интересным следствиям для космологии. В рамках сценарного моделирования средняя масса сливающихся карликов уменьшается с увеличением возраста популяции [44]. Это означает, что в молодых галактиках начинают взрываться более массивные кислородно-неоновые карлики с большим гравитационным потенциалом и сравнительно малым, как указано выше, энергосодержанием. Указанное обстоятельство может объяснить наблюдаемую относительную "слабость" первых сверхновых SNIa, приписываемую сейчас ускоренному расширению Вселенной:  $\Delta m_v = 0,5^m$  при красном смещении  $z = 1$  [66, 67]. Эта проблема нуждается в тщательном исследовании. Сценарные оценки текущих частот слияния галактических вырожденных карликов с суммарной массой, превосходящей чандрасе-

каровскую,  $\sim 0,002\text{--}0,003$  в год [44, 46], что близко к оценкам, следующим из наблюдений [46, 65–68].

Сейчас накапливается всё больше аргументов в пользу неполной "стандартности" максимальной светимости этих сверхновых. Сверхновые SNIa в S-галактиках с текущим звездообразованием оказались на  $\sim 0,6^m$  величины ярче сверхновых в E-галактиках [69]. Две хорошо изученные SNIa из NGC 3972 обнаружили кроме разницы в их блеске  $\sim 0,4^m$  почти 40-процентную разницу и в массе синтезированного никеля [70]. "Скрытая" нестандартность SNIa привлекает внимание к её возможным причинам. Очевидная сейчас наблюдаемая бимодальность распределения вырожденных карликов по массам:  $\sim 0,5M_\odot$  для гелиевых вырожденных карликов и  $\sim 0,7M_\odot$  для углеродно-кислородных карликов [71] — обратила интерес исследователей к возможной детонации гелия в оболочках массивных вырожденных аккрецирующих карликов [61, 72]. Очевидной причиной почти двукратной разницы в энергетических характеристиках остаётся соответствующая разница в массах карликов [61, 69, 71].

Выше отмечалось, что разница в энергетических характеристиках углерода и кислорода может не только служить причиной нестандартности энергетических процессов в этих сверхновых, но и заметно "повлиять" на параметры Вселенной. Большие резервы нестандартности "заложены" в массах взрывающихся карликов. В течение длительного времени считалось, что взрывается карлик, достигший предельной, стандартной чандраскаровской массы. Но сейчас ясно, что вследствие приливного предварительного нагрева или взрыва гелиевого слоя [65], возможно, взрывается только карлик с большей массой, перегретый приливами и аккреционной струей. В итоге наблюдаемая разница в блеске "молодых" и "старых" SNIa [69] может оказаться следствием взрывов карликов разных масс и химических составов.

Нестандартность наблюдаемых проявлений сверхновых первого типа сейчас оправданно стала предметом повышенного всестороннего внимания наблюдателей. В частности, было обнаружено, что оценка массы произведённого при взрыве никеля изменяется в пределах  $0,1M_\odot\text{--}0,8M_\odot$  [64]. Растёт число наблюдаемых двойных систем вырожденных карликов с короткими ( $< 0,4$  сут) орбитальными периодами, и одна из них (V458 Vul) имеет суммарную массу компонентов, превышающую чандраскаровский предел [73]. Заметно активизируются поиски численной модели взрывов вырожденных карликов [74] с целью изучения связей исходных условий взрывов, наблюдаемых параметров и их проявлений [64, 73, 74].

Недавний детальный анализ наблюдений последних SNIa обнаружил отсутствие, как правило, признаков существования второго компонента, что является хорошим аргументом в пользу модели слияния вырожденных карликов [70]. С другой стороны, детальное исследование кривой блеска SN2018oh [72] показало возможные признаки присутствия заполняющего свою полость Роша компонента на расстоянии  $30R_\odot$  от сверхновой. Таким образом, можно заключить, что современные наблюдения успешно "наполняют" содержанием теоретические сценарии сверхновых этого типа, обсуждавшиеся в последние несколько десятков лет.

Подводя итоги обсуждения эволюции ТДЗ умеренных масс, можно заключить, что приложение современных представлений о их эволюции к интерпретации ши-

рокого круга классов наблюдаемых систем, звёзд и явлений в мире тесных двойных звёзд, позволяет понять причины их возникновения и физику ряда явлений в звёздном мире. Особо стоит отметить, что обнаружение тесных двойных вырожденных карликов является свидетельством решающей роли общих оболочек в потере орбитального углового момента двойными системами [65].

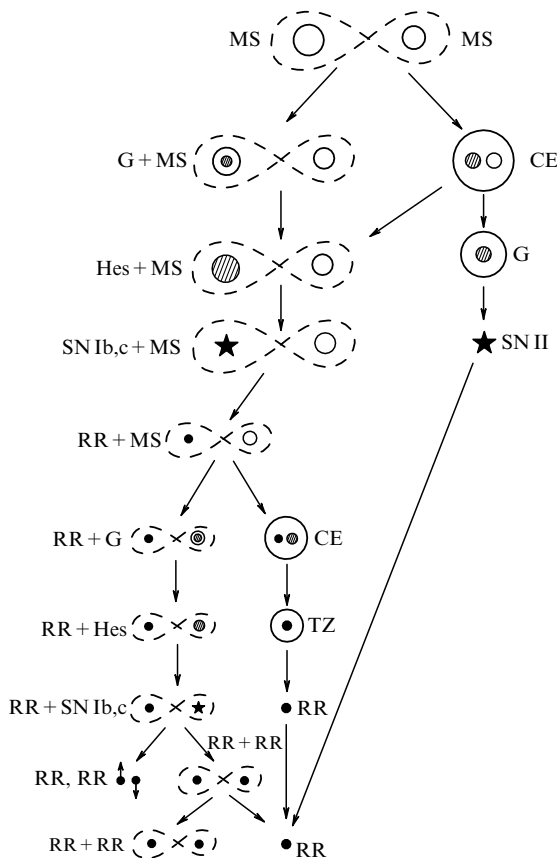
Простой анализ показывает, что SNeIa не только отмечают окончание эволюции части ТДЗ промежуточных масс, но и, вероятно, определяют эволюцию сфероидальных звёздных систем: E-галактик и балджей S-галактик [30]. Скорость накачки энергии в межзвёздный газ галактик этими сверхновыми  $\sim 10^{41}M_{11}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , где  $M_{11}$  — масса галактики в единицах  $10^{11}M_\odot$ . Скорость охлаждения коронального газа галактик  $\sim 10^{40}M_{11}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . А темп накачки энергии в газовый компонент галактики, необходимый для поддержания галактического ветра,  $\sim 10^{40}M_{11}^{3/2}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Сравнение этих оценок демонстрирует, что сфероидальные галактики с массами, меньшими  $\sim 10^{13}M_\odot$ , могут поддерживать галактический ветер, являясь "свободными" от газа старых звёзд и оставаясь E-галактиками. И только массивные,  $M \gtrsim 10^{13}M_\odot$ , CD-галактики могут поддерживать звездообразование, сохраняя газ, теряемый старыми звёздами.

## 5. Эволюция массивных тесных двойных звёзд

Эволюция двойных звёзд с массами  $M \gtrsim 8M_\odot$  издавна привлекала особое внимание астрономов ввиду многообразия высокоэнергетических явлений во всех диапазонах спектра, сопровождающих её. И это внимание было существенно вознаграждено и "подогрето" в последние годы обнаружением в эксперименте LIGO нескольких актов слияния звёздных чёрных дыр [2, 75, 76], отмеченном очередной Нобелевской премией за исследование двойных звёзд.

Рассмотрим основные этапы эволюции массивных ТДЗ при начальных массах компонентов выше  $\sim 8M_\odot$  (рис. 4). Интересно, что массы компонентов, эволюционирующих в рамках сценария, представленного на рис. 4, ограничены также сверху. Причина этого ограничения состоит в звёздном ветре ОВ-звёзд, интенсивность которого определяется, как указано во введении, массой звезды  $M$  и обилием металлов  $Z$  [26]. Поэтому звёзды с массами более  $\sim 100(Z_\odot/Z)^{3/4}M_\odot$ , потеряв водородную оболочку, лишаются после формирования у них гелиевого ядра возможности расширяться и следовать основному сценарию (см. рис. 4). В итоге каждый из компонентов эволюционирует независимо по схеме ОВ-звезда — звезда WR — сверхновая SNIb — релятивистский остаток [2].

Расширение первичного компонента после образования его гелиевого ядра при близких начальных массах компонентов ( $M_2 \gtrsim 0,5M_\odot$ ) вызывает переход системы на алгольную стадию со временем жизни порядка тепловой шкалы времени звезды, которое для массивной звезды радиусом  $R$  соответствует шкале Кельвина — Гельмгольца  $t_{\text{KH}} \simeq 3 \times 10^5 R_\odot / R$  лет. При  $M_2 \lesssim 0,5M_\odot$  расширение первичного компонента погружает систему в общую оболочку, вероятно, примерно на то же время (см. рис. 4). Слияние наиболее тесных компонентов приводит к образованию одиночной массивной звезды, по окончании эволюции которой после взрыва сверхновой типа SNIi возникает релятивистский продукт эволюции (RR):



**Рис. 4.** Эволюция массивных тесных двойных звёзд:  $M \gtrsim 8M_{\odot}$ . MS — главная последовательность, G — гигант с гелиевым невырожденным ядром, CE — общая оболочка, Hes — гелиевая невырожденная звезда, RR — нейтронная звезда при  $8M_{\odot} \lesssim M \lesssim 30M_{\odot}$  или чёрная дыра при больших начальных массах компонент, TZ — объект Торна–Житкова — сверхгигант с релятивистским ядром, SN Ib,c — сверхновая с гелиевой оболочкой, SN II — сверхновая с водородной оболочкой.

нейтронная звезда с  $8M_{\odot} < M \lesssim 30M_{\odot}$  или чёрная дыра. Сохранение более широких систем приводит после разрушения общей оболочки к возникновению гелиевой звезды со светимостью  $L_{\text{He}}/L_{\odot} \simeq 10^3 (M_{\text{He}}/M_{\odot})^3$  и массой  $\sim 0,1 (M_0/M_{\odot})^{1,4}$  в паре со звездой главной последовательности [4].

Наиболее массивные гелиевые звёзды на фазе горения гелия в их ядре становятся звёздами Вольфа–Райе. Истощение гелия, углерода, кислорода и кремния в ядрах последних приводит к коллапсу ядра сверхновой типа SN Ib при сохранении гелиевой оболочки. Если гелиевая оболочка также теряется за счёт ветра на стадии Вольфа–Райе, то взрыв такой сверхновой будет принадлежать взрывам типа SN Ic. Двойные звёзды типа WR + OB давно хорошо известны астрономам [5]. Рассмотрим условие сохранения системы при взрыве одного из её компонентов как сверхновой звезды. Взрыв связан с потерей части оболочки предсверхновой. Формальное условие распада двойных с круговыми орбитами:  $\Delta M > M_R$ , где  $\Delta M$  — потеря массы, обусловленная оболочкой сверхновой и дефектом массы при образовании релятивистского остатка,  $M_R$  — суммарная масса оставшихся компонентов.

Первые сценарии эволюции массивных ТДЗ столкнулись с очевидным парадоксом, связанным с условием со-

хранения системы при втором взрыве в ней сверхновой [16]. Радиопульсары (нейтронные звёзды) в двойных системах в то время ещё не были известны. Распад систем при втором взрыве в системе естественным образом объяснял уже измеренные в то время высокие (несколько сотен километров в секунду) пространственные скорости радиопульсаров. Но простой анализ эволюции массивных тесных двойных показывал, что почти для половины систем со взрывающимися компонентами выполняется условие  $\Delta M < M_R$  и, следовательно, они должны сохраняться! Для разрешения этого парадокса было принято, что взрыв сверхновой сопровождается приданием продукту сверхновой некоторого "кика" (kick — толчок, приращение скорости) в несколько сотен километров в секунду. Этот кик разрушает большинство массивных двойных как при первом, так и при втором взрывах и помогает выяснить причину высоких наблюдаемых скоростей радиопульсаров, почти в 10 раз превосходящих скорости родительских ОБ-звёзд, и низкой степени двойственности радиопульсаров [31].

Кик, физика которого остаётся неизвестной, может быть следствием неполной симметрии взрыва сверхновой, ведущей к одностороннему выбросу части её вещества:  $\Delta m v_{\text{SN}} \simeq M_{\text{RR}} v_k$ , где  $\Delta m$  — масса выброса,  $v_{\text{SN}} \simeq \simeq 3000 \text{ км с}^{-1}$  — его скорость,  $M_{\text{RR}}$  — масса релятивистского остатка сверхновой,  $v_k$  — его итоговая скорость — кик. Причиной несимметрии может быть магнитное поле сверхновой, приливные силы. Очевидный возможный резерв для кика — несимметричный выброс части дефекта массы с нейтрино. Принимая дефект массы, сопровождающий образование релятивистского остатка,  $\sim 10\%$  массы остатка, найдём, что сам остаток может приобрести скорость при одностороннем выбросе нейтрино до  $\sim 30000 \text{ км с}^{-1}$ . Ясно, что такие скорости пульсаров неизвестны. Возможно, турбулизация ядра звезды в ходе его коллапса может уменьшить "нейтринный кик" до наблюдаемой величины в несколько сотен километров в секунду, но следует признать, что пока нет окончательного ответа на этот простой вопрос.

Распад ТДЗ при взрывах их компонентов как сверхновых порождает звёзды с большими пространственными скоростями. Величина этих скоростей определяется орбитальными скоростями компонентов перед взрывом. Для систем гелиевых звёзд в паре с компактным релятивистским остатком: нейтронной звездой или чёрной дырой — эта скорость может достигать  $\sim 500 \text{ км с}^{-1}$  [5]. Ещё больших скоростей, до  $10^5 \text{ км с}^{-1}$ , могут достигать продукты распада тесных двойных при взаимодействии последних со сверхмассивной чёрной дырой в ядре галактики [77].

Заполнение полости Роша массивной оптической звездой приводит к усиленной аккреции газа релятивистским компонентом и появлению вследствие его большого потенциала мощного рентгеновского источника с температурой

$$T \simeq 4 \times 10^5 \left( \frac{M}{M_{\odot}} \frac{\dot{M}}{M_{\odot}/\text{год}} \right)^{1/4} \left( \frac{R_{\odot}}{R} \right)^{3/4},$$

где  $M$  — масса аккретора,  $R$  — его радиус [78, 79].

Изучению рентгеновских двойных посвящено множество работ 1970–1980-х годов (см. [5] и приведённые там ссылки). Расширение оболочки донора, имеющего компактный спутник, приводит, как правило, к возникнове-

нию общих оболочек, которые сейчас кажутся просто необходимыми для потери "избытка" орбитального углового момента двойных звёзд и получения предельно тесных систем релятивистских остатков — слияние последних было зарегистрировано LIGO. Но для образования общих оболочек, включающих в себя релятивистские остатки, необходимо избежать испарения оболочки донора за счёт индуцированного звёздного ветра. И это не исключено ввиду огромной энергии, излучаемой компактным аккретором. Формально из закона сохранения энергии следует, что для полного "испарения" донора аккретор может получить только долю массы, определяемую соотношением  $\Delta m/M \approx M/m(r/R) = 10^{-5}$ , где  $\Delta m$  — аккрецированная масса донора с массой  $M$  и радиусом  $R$ ,  $m$  и  $r$  — масса и радиус компактного аккретора. То есть, подходу формально, можно "опасаться" [78], что самовозбуждающийся звёздный ветер благодаря аккреции всего  $\sim 10^{-5}$  части вещества донора разрушит его, избежав не только фазы общей оболочки, но и полуразделённой стадии (см. рис. 4). Сейчас можно назвать несколько факторов, уменьшающих эффективность такого испарения донора близкой нейтронной звездой или чёрной дырой. Во-первых, донор, даже заполняющий свою полость Роша, занимает собой только несколько процентов полного телесного угла, что, естественно, уменьшает эффективность испарения. Во-вторых, аккреция вещества донора компактным компонентом двойной звезды имеет дисковый характер, а гравитационная энергия аккрецируемого газа излучается в основном в полярных направлениях, минуя таким образом оболочку донора и поэтому заметно понижая силу его индуцированного звёздного ветра. И в-третьих, вещество индуцированного ветра имеет большую оптическую толщину, которая также уменьшает эффективность испарения донора аккрецирующим его веществом компонентом.

Таким образом, для ответа на вопрос о формировании общей оболочки при расширении донора релятивистского аккретора необходимо решить очень сложную задачу, учитывающую на модельном уровне три указанных фактора. В отсутствие результатов такого исследования остаётся надеяться, что только часть водородных оболочек доноров подобных систем будет подвергнута испарению звезды своими аккреторами (см. рис. 4). Но сейчас ясно, что по крайней мере часть таких систем погрузится в общую оболочку, торможение компонентов в которой и приводит к возникновению предельно тесных итоговых систем. Релятивистские компоненты таких систем сливаются под действием излучения гравитационных волн, всплески которых были зарегистрированы LIGO [2]. Итогом эволюции массивных ТДЗ на стадии с общей оболочкой является образование либо сверхгиганта с релятивистским ядром (объекта Торна — Житков [80], TZ на рис. 4), либо тесной двойной из гелиевого невырожденного компонента — звезды Вольфа — Райе — и релятивистского компонента. Эволюция сверхгиганта с релятивистским ядром (объекта TZ) после сравнительно быстрой потери вещества протяжённой оболочки за счёт интенсивного звёздного ветра приводит к появлению одиночной нейтронной звезды или чёрной дыры. Изучение эволюции объектов типа Торна — Житков пока затруднено сложностью физики процесса аккреции вещества оболочки ядром и его испарения. По аналогии с обычными красными сверхгигантами

сейчас можно лишь полагать, что интенсивный звёздный ветер заметно сократит время жизни такой звезды, превращая её в яркий инфракрасный сверхгигант при  $M \gtrsim 10^{-6} [L/(10^5 L_\odot)]^{1/2} M_\odot$  год<sup>-1</sup>. Эволюция нейтронных звёзд в тесных двойных приводит при аккреции вещества спутника к ускорению их вращения, уменьшая период вращения до нескольких миллисекунд. Аккреция и ускорение особенно эффективны при долгоживущих спутниках малых масс, производящих гелиевые остатки [81].

Продолжим рассмотрение массивной тесной двойной системы (ТДС) (см. рис. 4). Интенсивный звёздный ветер ОВ-компонента создаёт в достаточно тесных системах условия для аккреции части его вещества релятивистским спутником. В итоге возникает мощный рентгеновский источник со светимостью  $L_X/L_\odot \approx 10^{12} \dot{M}/M_\odot$  год<sup>-1</sup>. Время его жизни определяется временем удвоения радиуса донора, и для массивных звёзд главной последовательности оно может достигать нескольких миллионов лет. Удаление богатой водородом оболочки донора обнажает гелиевое невырожденное ядро донора с радиусом, в несколько раз меньшим исходного радиуса донора — звезды главной последовательности [16]. При достаточно большой массе гелиевая звезда будет звездой типа Вольфа — Райе. Истощение ядерного топлива в ядре гелиевой звезды приводит к вспышке сверхновой типа Ib или Ic, если донор потерял с ветром не только остатки водородной оболочки, но и свою гелиевую оболочку, обнажив богатое углеродом ядро. В результате эволюции массивной тесной двойной звезды возникает тесная система двух релятивистских остатков: нейтронных звёзд или чёрных дыр звёздной массы, если потеря вещества в ходе взрыва второй сверхновой в системе не превысила половины её массы, а кик был мал. В противном случае второй взрыв разрушит систему и релятивистские остатки эволюции компонентов приобретут пространственные скорости порядка орбитальных скоростей компонентов перед взрывом. Таково обоснование, привлекаемое в течение длительного времени для объяснения причины наблюдаемых высоких скоростей радиопульсаров — вращающихся нейтронных звёзд.

Крайне интересна судьба оставшихся компонентов двойных систем релятивистских объектов: чёрных дыр и нейтронных звёзд. Давно стало ясно, что компоненты наиболее тесных систем такого рода при больших полуосях орбит, меньших  $\sim 3(M/M_\odot)^{3/4} R_\odot$ , будут сливаться вследствие потери орбитальной энергии за счёт излучения ими гравитационных волн [82–85]. Первые оценки с помощью сценарной программы частот таких явлений трёх типов: NS + NS, NS + BH и BH + BH — в нашей Галактике были найдены Тутуковым и Юнгельсоном [84]:  $\sim 3 \times 10^{-4}$  в год,  $\sim 10^{-5}$  в год и  $\sim 10^{-6}$  в год соответственно. Такие оценки ввиду остающихся неопределённых параметров сценарной модели пока дают не столько сами величины этих частот, сколько порядок их величины. Наблюдаемые оценки частоты слияния чёрных дыр в Галактике по данным LIGO, оценённые по их расстояниям и частоте их слияния:  $\sim 3 \times 10^{-6}$  в год [23, 41, 46, 82, 84, 85]. Оценка расстояния до пары слившихся нейтронных звёзд примерно в 10 раз меньше таковой для слившихся чёрных дыр в эксперименте LIGO [41]. Если, кроме того, учесть, что на одно зарегистрированное LIGO событие слияния нейтронных звёзд приходится пять актов слияния чёрных дыр, то можно заключить, что частота

слияния нейтронных звёзд на единицу объёма примерно в 200 раз больше частоты слияния звёздных чёрных дыр на единицу объёма. Это означает, что в качестве предварительной наблюдательной оценки частоты слияния нейтронных звёзд можно принять величину  $\sim 6 \times 10^{-4}$  в год на Галактику. Таким образом, следует признать, что пока весьма неуверенные текущие оценки частот событий слияния компонентов обсуждаемых сейчас систем неплохо согласуются с их теоретическими оценками. Но, конечно, надо осознавать, что как теоретические, так и "наблюдательные" оценки до сих пор являются неуверенными ввиду остающейся неопределённости теоретических оценок и малой статистики событий LIGO. Предстоит большая работа по уточнению этих оценок.

Слияние чёрных дыр приводит к появлению самых ярких источников энергии во Вселенной после Большого взрыва. Поделив излучённую энергию  $\sim 0,1 M c^2$  на время слияния чёрных дыр, можно оценить интенсивность излучаемой ими посредством гравитационных волн энергии:

$$L_{\text{GW}} \simeq 0,1 \frac{c^5}{G} \simeq 4 \times 10^{58} \text{ эрг с}^{-1}. \quad (5)$$

Примечательно, что "яркость" сигнала о слиянии чёрных дыр сравнимых масс не зависит от величины их масс  $M$ . Продолжительность акта слияния составляет несколько орбитальных периодов:  $10^{-6} (M/M_\odot)$  с, что позволяет идентифицировать такие события и оценить массы сливающихся чёрных дыр. Регистрация актов слияния звёздных чёрных дыр открывает сейчас дорогу к регистрации слияния сверхмассивных чёрных дыр с массами  $10^3 M_\odot - 10^{10} M_\odot$  в сливающихся галактиках [30]. Чёрные дыры — члены рентгеновских двойных — имеют массы  $5 M_\odot - 15 M_\odot$ , в то время как масса чёрных дыр, обнаруженных LIGO [41],  $15 M_\odot - 50 M_\odot$ . Причина очевидного расхождения состоит в разнице эффектов наблюдательной селекции для этих двух семейств чёрных дыр. В то время как в рентгеновском диапазоне мы обнаруживаем наиболее хорошо представленные чёрные дыры, наиболее "обильные" акты слияния, регистрируемые LIGO, демонстрируют нам примеры активно сливающихся самых массивных двойных чёрных дыр, которые формируются на расстояниях в несколько Гпк из очень массивных звёзд, имеющих малую металличность, менее 0,1 от солнечной.

Требуется хотя бы краткого обсуждения эволюция вращения звёзд и их компактных конечных остатков. Характерные периоды вращения звёзд главной последовательности с радиативными оболочками и массами более  $\sim 1,5 M_\odot$  около 1 сут:  $P_{\text{MS}} = 10^5$  с [86]. Если принять сохранение твердотельного вращения до стадии сверхгигантов, то период вращения последних составит  $P_{\text{SG}} \simeq P_{\text{MS}} (R_{\text{SG}}/R_{\text{MS}})^2$ . Примем сохранение углового момента их ядра в ходе его коллапса при образовании молодой нейтронной звезды, в результате получим период вращения молодой нейтронной звезды — продукта эволюции одиночной массивной звезды —  $P_{\text{NS}} = P_{\text{MS}} (R_{\text{SG}}/R_{\text{MS}})^2 \times (R_{\text{NS}}/R_{\text{C}})^2$ , где  $R_{\text{SG}}$  и  $R_{\text{MS}}$  — радиусы гиганта (сверхгиганта) и звезды главной последовательности,  $R_{\text{NS}}$  и  $R_{\text{C}}$  — радиусы нейтронной звезды и коллапсирующего ядра гиганта (сверхгиганта). Принимая для оценки  $R_{\text{SG}}/R_{\text{MS}} = 100$  и  $R_{\text{NS}}/R_{\text{C}} = 10^{-3}$ , найдём  $P_{\text{NS}} = 10^3$  с, что заметно превышает характерные периоды вращения  $\sim 1$  с наблюдаемых радиопульсаров. Но, очевидно, что компоненты

тесных двойных звёзд перед взрывом сверхновых вращаются с периодом порядка орбитального периода  $P_{\text{orb}}$ , поэтому в рамках этой простой модели периоды вращения нейтронных звёзд — продуктов эволюции их компонентов —  $P_{\text{NS}} = P_{\text{orb}} (R_{\text{NS}}/R_{\text{C}})^2$ . При  $P_{\text{orb}} \simeq 1 - 10$  сут величина  $P_{\text{NS}} \simeq 0,1 - 1$  с, что близко к наблюдаемым периодам вращения молодых радиопульсаров. То есть, возможно, что большинство наблюдаемых радиопульсаров является продуктами эволюции массивных ТДС [87].

Образование чёрных дыр в процессе коллапса ядер компонентов таких ТДС из-за быстрого их вращения может быть двухстадийным. Сверхновые с гелиевыми оболочками являются настолько компактными и вращаются так быстро, а коллапс ядра настолько глубок, что угловой момент ядра оказывается слишком большим для одиночной чёрной дыры. В итоге коллапса ядра компонента такой системы может возникнуть двойная чёрная дыра с большой полуосью орбиты в несколько радиусов чёрной дыры. Излучение гравитационных волн такими тесными системами приведёт к слиянию их компонентов за время порядка нескольких секунд. Предположение о сохранении углового момента ядра при его коллапсе поможет нам оценить причину и условие возникновения двухстадийного коллапса при образовании чёрных дыр в ТДС с гелиевыми предсверхновыми, близкими к заполнению своей полости Роша, и компактными спутниками. При массе гелиевой звезды  $\sim 10 M_\odot$  орбитальный период  $\sim 10^3$  с. Сжатие ядра звезды в ходе её коллапса на четыре порядка приведёт к ускорению его вращения в  $\sim 10^8$  раз, вследствие чего период вращения молодой чёрной дыры составит  $\sim 10^{-5}$  с, что сравнимо с периодом критического вращения чёрных дыр звёздных масс и, следовательно, становится возможным рассмотрение условий реализации представленного двухстадийного сценария образования чёрных дыр в ходе эволюции массивных предельно тесных двойных звёзд при втором взрыве в них сверхновой.

Но сейчас ясно, что продемонстрированная модель не является "обязательной". Применение её к оценке вращения вырожденных карликов, произведённых одиночными звёздами, приводит к периодам их вращения  $\sim 10^5$  сут, что явно противоречит наблюдательным оценкам этих периодов. С другой стороны, предположение о сохранении углового момента ядер одиночных звёзд при образовании вырожденных карликов даёт для их периодов вращения величину  $\sim 100$  с, что исключает справедливость такого приближения. Изучение эволюции вращения ядер звёзд остаётся интересной и актуальной задачей, решение которой расширит наше представление об эволюции звёзд различных масс.

Пример анализа наблюдаемых скоростей вращения вырожденных карликов обнаруживает, что эволюция вращения плотного ядра звезды не может быть описана ни в предположении твердотельности вращения всей звезды, ни в предположении сохранения момента вращения её ядра. При предположении твердотельности вращения фаза сверхгигантов тормозит вращение ядра в  $\sim 10^5$  раз по сравнению с вращением звезды главной последовательности. А условие сохранения углового момента вырожденного углеродно-кислородного ядра звезды ускоряет его вращение почти в  $\sim 100$  раз по сравнению с исходным. Наблюдения вращения вырожденных карликов с массами  $0,6 M_\odot - 0,9 M_\odot$  обнаружили, что

периоды их осевого вращения заключены в интервале 0,3–3 сут [90], что близко к исходным периодам вращения звёзд главной последовательности соответствующих масс [87]. Сравнение в рамках двух указанных вариантов наблюдаемых скоростей вращения вырожденных карликов с предельными показывает, что ни один из двух предельных вариантов не реализуется, а проблема эволюции вращения ядер звезды остаётся нерешённой [88].

## 6. Кратные системы — ключ к пониманию механизмов происхождения тесных двойных звёзд

Перейдём теперь к описанию наблюдательных проявлений ТДС, а также кратных систем. Как отмечено Бэттенем [89], поскольку число параметров, характеризующих кратную систему, значительно больше, чем в случае двойной системы, соотношения параметров кратных систем (отношения орбитальных периодов, отношения масс, относительная ориентация орбит и т.п.) содержат важную информацию о механизмах образования двойных систем.

Современные наблюдательные данные по тройным звёздным системам и системам с большей кратностью, а также их эволюционный анализ представлены в книге [5]. Статистические исследования кратных систем основываются на изучении соответствующих каталогов [90–98]. В каталоге [98] опубликованы данные о 612 физических кратных системах с кратностью от трёх до семи, которые, за некоторыми исключениями, являются иерархическими. Каталог содержит орбитальные периоды, угловые разделения компонентов и отношения масс для каждой подсистемы.

Рассмотрим вначале характеристики кратных систем, содержащих затменные двойные системы [99]. В каталоге [90] приведены сведения о 80 кратных системах, содержащих затменные пары. Большинство из них — тройные системы, в которых третья звезда визуально отделена от затменной двойной системы. В некоторых случаях третий компонент выделяется только спектроскопически или с помощью спекл-интерферометрии. Например, знаменитая затменная система Алголь, которая была первой затменной двойной, открытой английскими любителями астрономии Эдвардом Пиготтом и Джоном Гудрайком в 1782–1783 гг., оказалась спектрально-тройной системой, в суммарном спектре которой видны чёткие линии, обусловленные наличием в системе третьей звезды.

В каталоге Чамблисса [90] помимо тройных систем встречаются системы более высокого порядка. Четверные системы могут иметь разные иерархии. В случае иерархии 2 (система построена по схеме 2 + 2) две тесные пары существенно разделены (например, четверная система, содержащая две затменные двойные системы: BV и BW Draconis). В случае иерархии 3 (система построена по схеме (2 + 1) + 1) иерархическая тройная система имеет удалённый компонент (примером служит  $\eta$  Ori).

Пятерные и шестерные системы встречаются значительно реже. Примером пятерной системы служит HR3337, которая содержит затменную двойную систему с периодом 2,50 сут. Примером шестерной системы является яркая звезда Castor, которая содержит затменную двойную YYGem. Castor A и Castor B представляют собой спектроскопические двойные с периодом 9,213 и

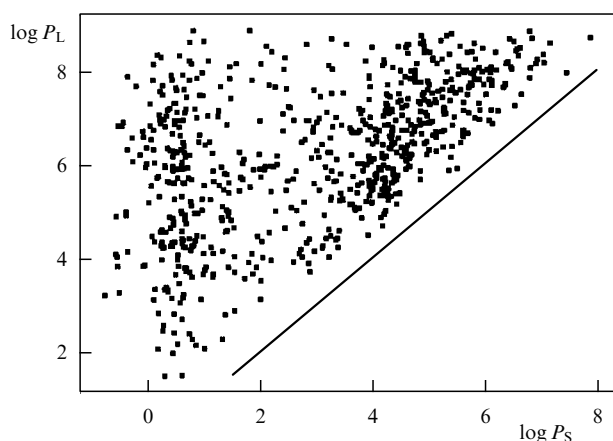
2,928 сут соответственно. Их период обращения относительно друг друга 450 лет. А визуальный спутник, затменная двойная система YYGem, расположен на угловом расстоянии 71 с, что соответствует минимальному разделению на расстояния около 1000 астрономических единиц (а.е.) и орбитальному периоду не менее 15000 лет.

Встречаются также системы типа Трапедии Ориона, которые рассматриваются как кратные системы, содержащие много звёзд, разделённых сравнимыми расстояниями. Считается, что такие системы являются неустойчивыми и распадаются за сравнительно малые времена [34]. Сама Трапедия Ориона является центральной частью богатого звёздного скопления в созвездии Ориона, содержащей две молодые затменные системы: BMOri и V1016Ori. Другой пример затменной двойной системы в звёздном скоплении NGC1502 — система SZCam, которая имеет визуальный спутник ADS2984A.

Статистика кратных систем показывает [99], что около 20–30 % всех двойных звёзд являются по крайней мере тройными и около 20–30 % тройных систем являются четверными и т.п. В большинстве тройных систем орбита третьей звезды некомпланарна орбите тесной пары. Хотя орбита затменной пары обычно круговая, орбита третьего, далёкого, компонента почти всегда эллиптическая. Наиболее характерный случай — система V772Her, в которой эксцентриситет орбиты третьей звезды равен 0,958. Отношение орбитальных периодов  $P_2/P_1$  и отношение больших полуосей  $a_2/a_1$  в тройных системах изменяются от системы к системе в очень широких пределах. Например, в трёх тройных системах, содержащих В-звёзды ( $\lambda$  Tau, VV Ori, IU Aur), отношение  $P_2/P_1$  сравнительно мало, равно 8,35, 80,8 и 162 соответственно. Однако в большинстве случаев величина  $P_2/P_1$  составляет несколько тысяч и более. В тройной системе IU Aur третий компонент вызывает сильные возмущения в орбите затменной двойной системы, что приводит к значительным изменениям наклонения орбиты затменной двойной на характерных временах в несколько десятков лет. В связи с этим отметим, что в некоторых затменных системах (например, в системе SSLac) иногда прекращаются затмения [100], что может быть связано либо с эллиптичностью орбиты и поворотом её большой полуоси, либо с изменением наклонения орбиты затменной двойной системы, вызванным возмущающим действием третьей звезды в системе. Затменные системы, содержащие ранние В-звёзды, чаще всего входят в кратные системы. Оказалось, что короткопериодические затменные системы типа WUMa также часто входят в кратные системы. Примеры таких систем: GZ And, 44i Boo, VWCep, AACet, CCCom, BVDra, BWDra, AKHer, AMLeo, HTVir, AWUMa, WUMa. Среди них системы BVDra, BWDra, AKHer и AACet — четвертные, система GZ And — пятерная, а остальные системы — тройные.

Как выяснилось, тесные двойные системы типа RSCVn и катаклизмические двойные системы весьма редко входят в тройные системы и системы с большей кратностью. Эти данные не согласуются с выводами теории о происхождении катаклизмических двойных систем из систем типа WUMa.

Перейдём теперь к рассмотрению данных каталога Токовина [98]. На рисунке 5 приведена зависимость периодов широких субсистем  $P_L$  (в логарифмическом масштабе) от периодов соответствующих тесных субсистем  $P_S$ . Прямая линия здесь соответствует одинаковым



**Рис. 5.** Связь между логарифмами орбитальных периодов в кратных системах для короткопериодических (период  $P_S$ ) и долгопериодических (период  $P_L$ ) подсистем на подходящих иерархических уровнях. Периоды выражены в сутках. Системы с кратностью более трёх имеют более одной точки на рисунке. Сплошная прямая отображает равенство периодов. (Из работы [98].)

периодам,  $P_L = P_S$ . Отсутствие систем вблизи этой прямой определённо свидетельствует о том, что критерий стабильности для кратных систем [101] выполняется: для большинства кратных систем  $P_L > 10P_S$ . Со стороны больших значений ( $P_L > 10^6$  лет) величины  $P_L$  ограничены процессами разрушения кратных систем при их взаимодействиях с молекулярными облаками Галактики и отдельными звёздами [102], а также пределом Ларсона [103], определяющим условия формирования скопления молодых звёзд на стадии до главной последовательности.

Наиболее короткие периоды  $P_S \simeq 0,3$  сут соответствуют контактному двойным системам. Как видно из рис. 5, кратные системы на диаграмме  $\log P_S - \log P_L$  занимают почти всю треугольную область в левой верхней части рисунка. Кроме этой особенности, никакой другой корреляции между периодами  $P_S$  и  $P_L$  не обнаруживается. В частности, нет выделенного значения отношения периодов  $P_L/P_S$ , а также зависимости  $P_L$  и  $P_L/P_S$  от массы первичного компонента. Показано [98], что векторы угловых орбитальных моментов широких и тесных подсистем показывают слабую тенденцию к совпадению. Все эти результаты должны учитываться при теоретическом моделировании процессов образования двойных звёздных систем, а также звёздных систем с большей кратностью.

В работе [104] проведён сравнительный статистический анализ тройных и четверных систем и проанализированы различные сценарии образования кратных звёзд, в том числе двойных. Типичная четверная система eLynx состоит из двух широких визуально двойных систем, которые движутся по ещё более широкой относительной орбите (иерархия  $2+2$ ). Показано, что такая конфигурация четверных систем является типичной в Галактике. Автор [104] детально исследовал статистические характеристики 81 четверной системы с иерархией  $(2+2)$  и 724 тройных систем. Главные выводы следующие.

В 42 % четверных систем, построенных по иерархии  $2+2$ , отношение масс компонентов на внешней орбите превышает 0,5, причём периоды внутренних орбит различаются не более чем в 10 раз. Распределения периодов внутренних систем в тройных и четверных системах

подобны друг другу и, возможно, бимодальны. Отношения масс компонентов на внутренних орбитах не коррелируют с внутренними периодами. Статистики периодов внешних орбит и отношений масс в тройных и четверных системах различны. Отношения масс компонентов на внутренних орбитах и внешних орбитах в тройных и четверных системах не коррелируют между собой. Угловые моменты для внутренних и внешних орбит, так же как и соответствующие периоды в тройных и четверных системах с периодами внутренних систем более 30 сут, показывают некоторую корреляцию. В системах с малым отношением внешних и внутренних периодов направления векторов углового момента больших и малых орбит коррелируют друг с другом, в то время как для систем с большим отношением периодов такая корреляция отсутствует. Автор [104] делает вывод, что наблюдаемые статистические свойства тройных и четверных систем не согласуются с моделью динамического распада малых звёздных скоплений, а динамика  $N$  тел не является доминирующим процессом в формировании кратных звёздных систем. В то же время весь комплекс статистических данных по тройным и четверным системам согласуется с моделью стимулированной вращением каскадной фрагментации в диске с последующей миграцией образованных таким путём протозвёзд.

Таким образом, весь комплекс наблюдательных данных по двойным системам и системам с большей кратностью свидетельствует о том, что каскадная фрагментация, инициированная вращением с последующей эволюцией, вызванной аккрецией и/или миграцией, является предпочтительным и наиболее типичным механизмом образования кратных (в том числе двойных) звёзд. Этот качественный сценарий образования таких звёзд требует дальнейшего количественного исследования в рамках трёхмерной газодинамики многокомпонентной среды с учётом влияния магнитного поля.

Распад неустойчивых тройных систем с малым отношением больших полуосей приводит не только к возникновению более тесных двойных, но и к появлению гарантированно одиночной звезды. Существенной особенностью распада наиболее тесных из тройных звёзд является ускорение выброшенной одиночной звезды до скоростей порядка параболических скоростей на поверхностях оставшихся в связанной двойной системе компонентов. В случае оставшейся системы звёзд главной последовательности эти скорости могут достигать нескольких сотен километров в секунду. Распад компактных тройных систем вырожденных карликов способен привести к появлению карликов со скоростями несколько тысяч километров в секунду. Эффект ускорения возрастает при взаимодействии двойных звёзд со сверхмассивной чёрной дырой в ядре галактики. Распад таких тройных даёт возможность ускорения до релятивистских скоростей даже звёзд главной последовательности. Таким образом, распад тесных тройных систем является эффективным генератором редких высокоскоростных звёзд, которые предстоит обнаружить.

## 7. Разнообразие тесных двойных систем и их наблюдательные проявления

Наблюдения показывают, что доля кратных, в том числе двойных, систем среди звёзд Галактики превышает 60–70 % [4]. Как неоднократно подчёркивалось Мартыно-

вым [105], в двойных системах встречаются практически любые комбинации компонентов. Компонентами ТДС могут быть звёзды главной последовательности, субгиганты, гиганты, сверхгиганты, звёзды типа WR, Ве-звёзды, белые карлики, нейтронные звёзды, чёрные дыры, коричневые карлики, планеты, а также пульсирующие звёзды, например цефеиды. Разнообразие тесных двойных систем огромно. Их периоды могут быть как очень малыми — составлять 18 мин (AMCVn), 46 мин (GPCom) и даже 321 с (RXJ0806.3 + 1527 — система из двух вырожденных карликов), так и очень большими (например, 27,2 года у системы  $\epsilon$  Aur). Размеры орбит ТДС изменяются в широких пределах: от  $0,05R_{\odot}$  до нескольких десятков астрономических единиц (см., например, обзоры [106, 107]). В недавно открытых гравитационно-волновых двойных системах орбитальные периоды сливающихся тесных двойных чёрных дыр изменяются от 0,1 с до величины порядка нескольких тысячных долей секунды в момент непосредственно перед слиянием и образованием новой чёрной дыры большой массы [2, 75, 76]. В гравитационно-волновой двойной системе из двух сливающихся нейтронных звёзд наблюдаемый орбитальный период непосредственно перед слиянием составляет около 0,001 с [15]. Рассмотрим наблюдательные проявления и эволюционный статус ТДС разных типов.

### 7.1. Разделённые системы главной последовательности

По современным представлениям [4, 108, 109], двойная звёздная система называется тесной, если на некотором этапе её эволюции происходит обмен веществом между её компонентами. В случае звёзд с массами более  $0,7M_{\odot}$  время ядерной эволюции меньше возраста Вселенной ( $\sim 1,4 \times 10^{10}$  лет). Поскольку радиус звезды в процессе её ядерной эволюции в среднем возрастает, более массивная звезда системы может первой заполнить свою критическую полость Роша (далее полость Роша) и в системе начнётся перенос масс от более массивной звезды на менее массивную; при этом относительное расстояние между звёздами уменьшается, что стимулирует дальнейший обмен массами. В случае звёзд с массами менее  $0,7M_{\odot}$ , время ядерной эволюции которых больше возраста Вселенной, ядерной эволюцией звезды можно пренебречь. Главным движущим фактором эволюции маломассивных ТДС является уменьшение расстояния между компонентами, вызванное потерей энергии и углового момента системой за счёт излучения магнитного звёздного ветра и гравитационных волн.

По современной классификации [110] разделённые системы главной последовательности называются DM-системами (Detached Main-Sequence Systems) или системами РГП. Эти системы содержат звёзды главной последовательности на диаграмме спектр–светимость Герцшпрунга–Рассела, которые далеки от заполнения своих полостей Роша. Но их, согласно определению, приведённому выше, можно назвать тесными, поскольку в будущем в них может произойти обмен массами (если начальное расстояние между звёздами в физической двойной системе не слишком велико). Кроме того, в состав разделённых систем входят молодые звёзды на стадии до главной последовательности, не заполняющие свои полости Роша (pre-MS-системы, например VMOri).

Исследование разделённых систем главной последовательности позволяет получать фундаментальные дан-

ные о массах, радиусах, светимостях звёзд, определять их возраст и химический состав [5]. Необходимо отметить, что эти характеристики, сведения о которых принципиально важны для исследования внутреннего строения звёзд и их эволюции, находятся из анализа кривых блеска и кривых лучевых скоростей независимо от расстояния до системы. Кроме того, изучение разделённых затменных двойных систем позволяет определять коэффициенты потемнения к краю для звёзд разных спектральных классов, что важно для проверки теорий звёздных атмосфер. Особенно перспективно исследование звёзд, затмеваемых экзопланетами. Благодаря космическим миссиям (COROT (COncvection ROtation and planetary Transits), "Кеплер") удаётся получать затменные кривые блеска в данном случае с точностью до  $10^{-4}$ – $10^{-5}$  звёздной величины (точность кривых затмения, получаемых с поверхности Земли,  $10^{-2}$ – $10^{-3}$  звёздной величины). Из анализа кривых затмения звёзд экзопланетами (глубина которых относительно невелика — порядка  $10^{-2}$  звёздной величины) удаётся получать важные сведения о радиусах экзопланет, радиусах затмеваемых звёзд, а также определять коэффициенты потемнения звёзд разных спектральных классов (см. обзор в книге [5]). Кроме того, спектральные исследования затмений звёзд экзопланетами позволяют изучать химический состав атмосфер экзопланет, что важно для астробиологии.

Изучая вращение большой полуоси эллиптических орбит в разделённых затменных системах, можно получать ценную информацию о распределении массы в теле звезды и даже оценивать распределение угловой скорости её вращения вдоль радиуса [111, 112].

В последние годы с помощью методов многоспектральной спектроскопии и результатов фотометрических наблюдений звёздных полей по программе поиска эффектов гравитационного микролинзирования удаётся выполнять массовые определения параметров многих затменных систем посредством совместной интерпретации кривых блеска и кривых лучевых скоростей (см., например, [113]). Для нескольких десятков разделённых массивных ( $M_1 + M_2 > 12M_{\odot}$ ) систем показано, что в этих системах оба компонента лежат в пределах полосы главной последовательности, причём как главные (более массивные), так и вторичные компоненты ненамного отошли от начальной главной последовательности, соответствующей нулевому возрасту. Используя эволюционные расчёты [114], авторы [113] сравнили наблюдаемые характеристики массивных звёзд в разделённых системах с теоретическими при металличности вещества звёзд  $Z = 0,004$ , характерной для Малого Магелланова Облака. Было проведено сравнение положений первичных и вторичных компонентов на диаграмме масса звезды — логарифм ускорения силы тяжести. Поскольку в ТДС звёзды имеют одинаковый возраст, их характеристики должны соответствовать изохронам — линиям одинакового возраста. Причём, поскольку в разделённых ТДС не было обмена масс, каждый компонент системы в данном случае должен "лежать" на изохроне, соответствующей его массе. Поскольку среднее отношение масс по нескольким десяткам исследованных разделённых систем близко к единице ( $\sim 1,2$ , скорее всего, это эффект наблюдательной селекции), различием в скоростях эволюции звёзд можно пренебречь. Поэтому в большинстве случаев обе звезды в разделённой ТДС должны лежать на

одной изохроне, что и наблюдается для нескольких десятков разделённых ТДС [113], тем самым подтверждая выводы теории эволюции. Ещё одним подтверждением теории является то, что наблюдается хорошее согласие эволюционной массы звезды  $M_e$  (полученной с использованием эволюционных треков) с наблюдаемой динамической массой  $M_d$ , определённой по кривым лучевых скоростей ТДС. Эти выводы сделаны как для массивных ТДС ( $M_1 + M_2 > 12M_\odot$ ), так и для звёзд в ТДС умеренных масс ( $M_1 + M_2 \lesssim 12M_\odot$ ).

Ещё одним строгим тестом для проверки теории звёздной эволюции является сравнение положения звёзд — компонентов разделённых ТДС — с соответствующими изохронами на зависимости масса — светимость. В разделённых системах компоненты должны лежать не ниже последовательности нулевого возраста. Как показывают наблюдения и их анализ, в подавляющем большинстве случаев в разделённых ТДС это имеет место: в пределах ошибок определения звёздных параметров почти все звезды в исследованных разделённых ТДС лежат либо на последовательности нулевого возраста, либо выше неё. В целом, как заключают авторы [113], в случае разделённых ТДС согласие между параметрами, полученными из наблюдений, и теоретическими модельными параметрами звёзд является очень хорошим для 40 звёзд из исследованных 44. Параметры разделённых ТДС сум-

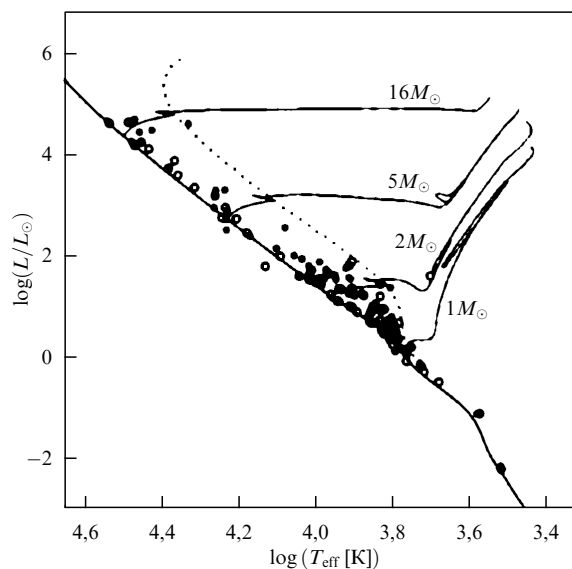


Рис. 7. Положение первичных и вторичных компонентов разделённых систем умеренных масс ( $M_1 + M_2 \gtrsim M_\odot$ ) типа Алголя на диаграмме Герцшпрунга – Рассела. Показана начальная главная последовательность и эволюционные треки одиночных звёзд с массами  $1M_\odot$ ,  $2M_\odot$ ,  $5M_\odot$ ,  $16M_\odot$ . Пунктирной линией показана верхняя граница для звёзд главной последовательности. (Из работы [119].)

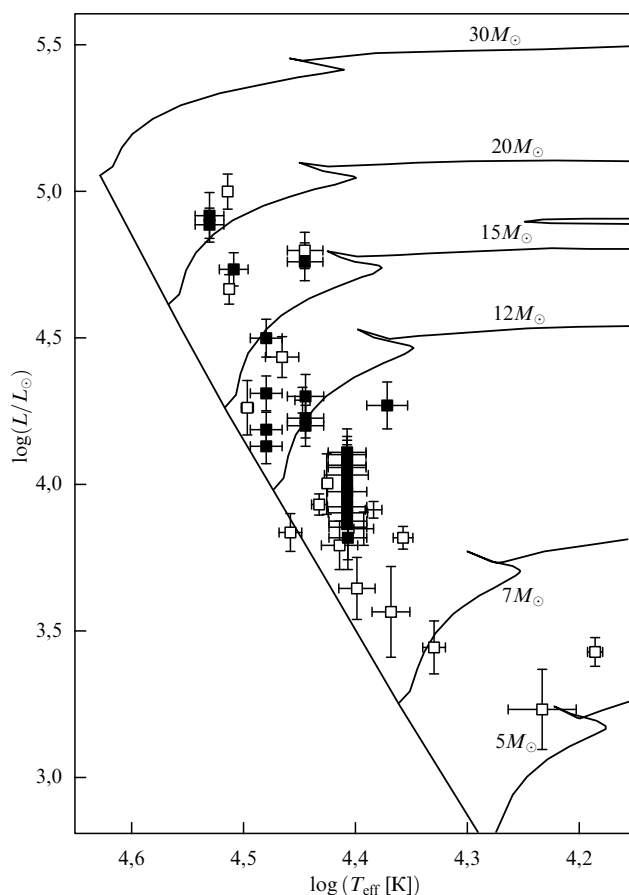


Рис. 6. Положение первичных и вторичных компонентов разделённых массивных ( $M_1 + M_2 \geq 12M_\odot$ ) систем (21 система в Малом Магеллановом Облаке) на диаграмме Герцшпрунга – Рассела. Отмечена начальная главная последовательность и эволюционные треки одиночных звёзд с массами  $5M_\odot$ ,  $7M_\odot$ ,  $12M_\odot$ ,  $15M_\odot$ ,  $20M_\odot$ ,  $30M_\odot$  и металличностью  $Z = 0,004$ . (Из работы [113].)

мированы в книге [5], там же проведено их сравнение с модельными параметрами. Положения звёзд в разделённых ТДС на диаграмме Герцшпрунга – Рассела показаны на рис. 6 и 7.

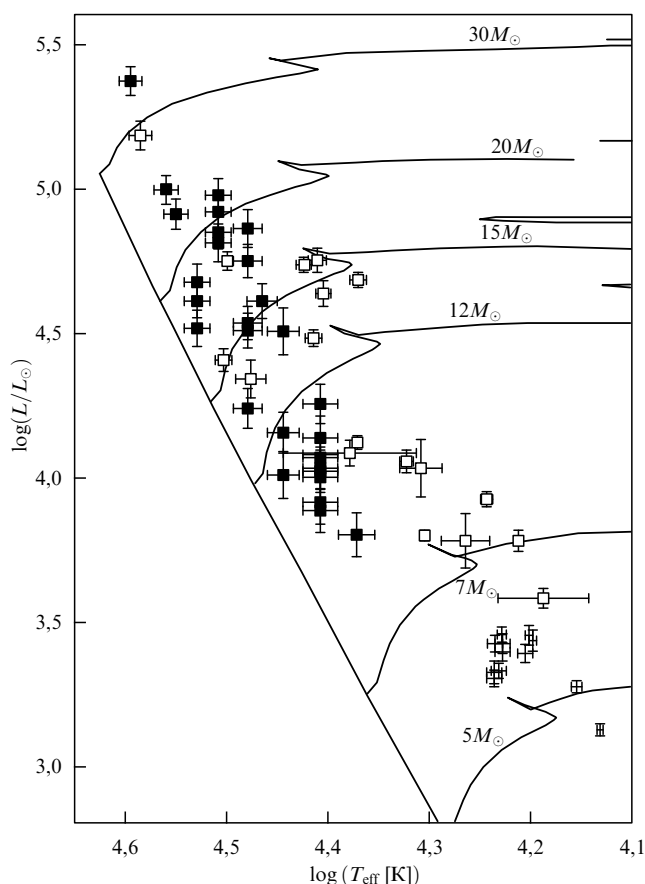
Для О-звёзд и ранних В-звёзд главной последовательности (см., например, [115]) существует так называемая проблема масс: массы звёзд этого типа, оценённые по эволюционным трекам на диаграмме Герцшпрунга – Рассела, оказываются систематически больше масс, найденных из спектроскопического анализа или из теории звёздного ветра [116]. Проблема масс может быть связана с индуцированным вращением звезды перемешиванием, которое может быть особенно быстрым в относительно короткопериодических массивных ТДС. Учёт эффекта перемешивания и обогащения звезды гелием [115] сдвигает эволюционные треки в сторону увеличения эффективной температуры  $T_{\text{eff}}$ , причём тем заметнее, чем дальше звезда находится от начальной главной последовательности. В частности, для звезды с  $M = 20M_\odot$  участок трека, соответствующий завершающему этапу фазы главной последовательности, может оказаться смещённым по  $T_{\text{eff}}$  на 20 % относительно трека, вычисленного без учёта перемешивания.

## 7.2. Полуразделённые системы

Полуразделённые (ПР) системы (S-системы), являющиеся классическими системами типа Алголя, позволяют изучать характеристики звёзд на разных стадиях эволюции (стадии главной последовательности и субгиганта). В системах типа Алголя давно был замечен парадокс (парадокс Алголя), который состоит в следующем. Менее массивный компонент заполняет свою полость Роша и отходит от главной последовательности, имея характеристики субгиганта, а более массивный компонент не заполняет свою полость Роша и является звездой главной последовательности [117, 118]. Поскольку скорость ядерной эволюции звезды примерно пропорцио-

нальна кубу её массы, казалось парадоксальным то, что менее массивная звезда успевает обогнать в эволюционном развитии свою более массивную соседку (звёзды в ТДС имеют одинаковый возраст). Этот парадокс в настоящее время легко разрешается в рамках теории эволюции ТДС с обменом масс: менее массивная ныне звезда пары — субгигант — ранее была более массивной, чем её спутник, но она эволюционировала быстрее спутника, первой заполнила свою полость Роша и потеряла из-за обмена масс значительную часть массы.

К настоящему времени накоплен богатый наблюдательный материал по исследованию полуразделённых ТДС, интерпретация которого в рамках современных моделей ТДС, рассчитанных методом синтеза (см., например, [5]), позволила детально проверить теоретические выводы об обмене масс в ТДС. В массивных ПР-системах вторичные менее массивные компоненты-доноры вещества показывают явные признаки того, что они являются эволюционировавшими звёздами, лежащими правее главной последовательности и испытавшими потерю массы из-за перетекания вещества в ТДС [113] (рис. 8). В то же время первичные компоненты-аккректоры занимают на диаграмме Герцшпрунга–Рассела полосу, характерную для звёзд, близких к главной последовательности [113]. Первичные компоненты в ПР-системах нарастили свою массу за счёт обмена масс.

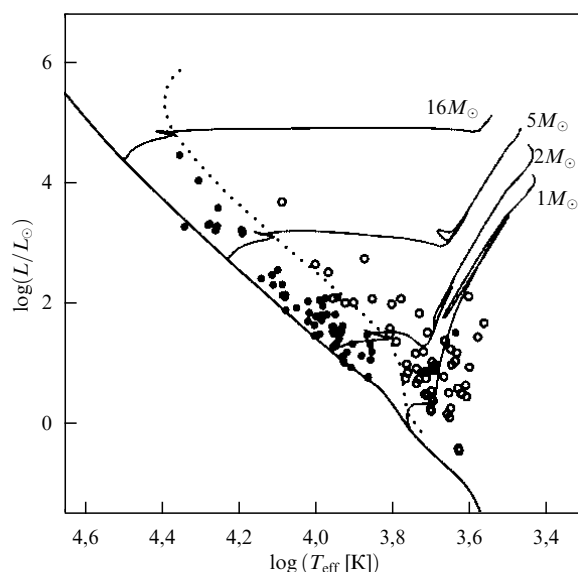


**Рис. 8.** Положение первичных и вторичных компонентов массивных полуразделённых систем (28 полуразделённых и одна контактная система в Малом Магеллановом Облаке) на диаграмме Герцшпрунга–Рассела. Отмечена начальная главная последовательность и эволюционные треки одиночных звёзд с массами  $5M_{\odot}$ ,  $7M_{\odot}$ ,  $12M_{\odot}$ ,  $15M_{\odot}$ ,  $20M_{\odot}$ ,  $30M_{\odot}$  и  $Z = 0,004$ . (Из работы [113].)

Сравнение характеристик первичных компонентов ( $T_{\text{eff}}$ ,  $R$ ,  $L$  и т.п.) с характеристиками одиночных звёзд тех же масс позволяет проверить, успели ли первичные компоненты прийти в тепловое равновесие после стадии быстрого обмена масс и увеличения их массы. В работе [113] показано, что светимости и эффективные температуры первичных компонентов-реципиентов в массивных ПР-системах с хорошей точностью согласуются со светимостями и температурами равновесных одиночных звёзд тех же масс. Такое хорошее согласие свидетельствует о том, что первичные компоненты-реципиенты в массивных ПР-системах после обмена масс успели достигнуть теплового равновесия после быстрого наращивания своей массы.

Проверка эволюционного статуса звёзд умеренных масс в ТДС типа Алголя ( $M_1 + M_2 \gtrsim M_{\odot}$ ) на основе большого статистического материала (74 разделённые системы и 61 ПР-система) проведена в работе [119]. Как и в массивных ПР-системах, в случае полуразделённых систем умеренных масс первичные компоненты на диаграмме Герцшпрунга–Рассела лежат вблизи главной последовательности (рис. 9). Вторичные компоненты — субгиганты — в ПР-системах умеренных масс лежат значительно правее главной последовательности (светлые кружки на рис. 9), обнаруживая значительные избытки радиусов и светимостей для своих масс. Средние характеристики разделённых и полуразделённых ТДС типа Алголя умеренных масс приведены в табл. 1, заимствованной из работы [119].

Орбитальный угловой момент полуразделённых систем типа Алголя в среднем почти в три раза меньше, чем орбитальный угловой момент разделённых систем. Вторичные компоненты ПР-систем типа Алголя имеют значительные избытки радиусов и светимостей. Интересно выяснить, за счёт чего у вторичных компонентов появляется избыток светимости, хотя температуры поверхностей этих компонентов относительно низки. Дело



**Рис. 9.** Положение первичных и вторичных компонентов полуразделённых систем типа Алголя умеренных масс ( $M_1 + M_2 \gtrsim M_{\odot}$ ) на диаграмме Герцшпрунга–Рассела. (Из работы [119].) Показана начальная главная последовательность и эволюционные треки для звёзд с массами  $1M_{\odot}$ ,  $2M_{\odot}$ ,  $5M_{\odot}$ ,  $16M_{\odot}$ . Пунктирная линия — верхняя граница главной последовательности.

Таблица 1. Средние характеристики разделённых и полуразделённых систем типа Алголя \* (из работы [119])

| Тип                 | Число систем | Орбитальный период $P_{\text{orb}}$ , сут | $\langle q \rangle = \left\langle \frac{M_2}{M_1} \right\rangle$ | $\langle M_1 \rangle, \langle M_2 \rangle$ | $\langle M \rangle = \langle M_1 \rangle + \langle M_2 \rangle$ | $\langle R_1 \rangle, \langle R_2 \rangle$ | $\langle T_1 \rangle, \langle T_2 \rangle$ | $J'$ |
|---------------------|--------------|-------------------------------------------|------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------|--------------------------------------------|--------------------------------------------|------|
| Разделённые ТДС     | 72           | 5,2                                       | 0,88                                                             | $3,6M_{\odot}$<br>$3,1M_{\odot}$           | $6,7M_{\odot}$                                                  | $2,8R_{\odot}$<br>$2,4R_{\odot}$           | 11242 К<br>10400 К                         | 15,0 |
| Полуразделённые ТДС | 61           | 6,1                                       | 0,27                                                             | $3,7M_{\odot}$<br>$1,0M_{\odot}$           | $4,7M_{\odot}$                                                  | $3,2R_{\odot}$<br>$5,3R_{\odot}$           | 11066 К<br>5441 К                          | 4,6  |

\*  $J' = J/k$ , где  $k = 1,24 \times 10^{52}$ ,  $J$  — орбитальный угловой момент системы,

$$J = \left( \frac{G^2}{2\pi} \right)^{1/3} \frac{q}{(1+q)^2} M^{5/3} P^{1/3} = 1,24 \times 10^{52} q (1+q)^{-2} M^{5/3} P^{1/3},$$

где  $P$  — орбитальный период в сутках,  $M_1, M_2$  — массы первичного и вторичного компонентов в солнечных массах,  $q = M_2/M_1$ ,  $M = M_1 + M_2$ .

в том, что их ядра обогащены гелием и в области малых масс вторичных компонентов ТДС (менее  $M_{\odot}$ ) их температуры убывают с уменьшением массы звезды значительно медленнее по сравнению с температурами одиночных звёзд тех же масс, в связи с чем наблюдаемые избытки светимостей особенно велики у маломассивных (с массами менее  $M_{\odot}$ ) вторичных компонентов ТДС.

Главные и вторичные компоненты разделённых ТДС типа Алголя ( $M_1 + M_2 \gtrsim M_{\odot}$ ) описываются практически одинаковыми законами масса — светимость:

$$L \sim M^{3,9}.$$

В то же время главные компоненты полуразделённых алголей подчиняются зависимости масса — светимость со значительно меньшим показателем степени:

$$L \sim M_1^{3,2},$$

а вторичные компоненты полуразделённых алголей имеют ещё меньший показатель степени в законе масса — светимость из-за наличия у них вырожденного гелиевого ядра:

$$L \sim M_2^{1,5}.$$

Эти различия отражают различия в эволюционных путях одиночных звёзд и звёзд-компонентов ТДС: одиночные звёзды эволюционируют при постоянной массе и ничем не ограниченном изменении радиуса, в то время как звёзды ТДС — это звёзды с переменной массой и ограниченными изменениями радиуса из-за приливных сил в двойной системе.

Распределения орбитальных угловых моментов в полуразделённых ТДС типа Алголя с периодами  $P_{\text{orb}} > 5$  сут и  $P_{\text{orb}} < 5$  сут различаются. Это может быть связано с различием механизмов перетекания вещества вторичной звезды-донора (в ядерной шкале времени эволюции) на первичную более массивную звезду: образование вращающегося газового диска вокруг неё или прямой удар газовой струи о поверхность звезды-реципиента [119]. Численные значения параметров разделённых и полуразделённых ТДС умеренных масс типа Алголя приведены в книге [5].

Тонкие эволюционные эффекты, связанные с вращением звёзд в массивных ТДС, определяемым взаимодействием компонентов посредством приливов, обмена масс и слияния, описаны в работе [120], где методом популяционного синтеза рассчитаны распределения параметров массивных ТДС в Галактике, в том числе распределения скоростей вращения компонентов ТДС. Показано,

что в большинстве случаев вторичная звезда, аккрецируя вещество первичной, получает значительный угловой момент и быстро раскручивается до критической (кеплеровской) экваториальной скорости вращения в  $500 - 600 \text{ км с}^{-1}$ . Причём для увеличения скорости вращения звезды до критической требуется аккрецировать всего лишь несколько процентов от её массы. Далее после раскрутки звезды до критической скорости аккреция продолжается, поскольку избыток углового момента аккреционного диска уносится приливными взаимодействиями в орбиту. В работе [120] подчёркивается важность эффектов вращения компонентов ТДС для их эволюции, реализации процессов слияния звёзд и формирования одиночных быстро вращающихся массивных звёзд (в частности, Ве-звёзд), у которых благодаря меридиональной циркуляции вещества могут наблюдаться аномалии поверхностного химического состава. Таким образом, наблюдательная проверка эволюционных статусов звёзд в массивных ТДС и в ТДС умеренных масс показывает в целом хорошее согласие между теорией и наблюдениями.

### 7.3. Контактные тесные двойные системы типа WUMa и их связь с хромосферно-активными тесными двойными системами типа RSCVn

В системах типа RSCVn, большинство которых являются разделёнными, наблюдается усиленная активность звёзд, связанная с проявлениями магнитных полей: пятна и другие активные области хромосферы, короны, вспышки. Поскольку ТДС типа RSCVn показывают наибольшую поверхностную и магнитную активность компонентов, обусловленную наличием магнитных полей, влияние торможения магнитным звёздным ветром в данном случае велико [4, 121]. Поэтому можно предполагать, что именно из систем типа RSCVn образуются контактные системы типа WUMa. Параметры контактных систем и систем типа RSCVn приведены в работе [122], а также в книге [5]. Впервые идея о том, что торможение разделённой ТДС магнитным звёздным ветром может существенно сблизить компоненты и образовать контактную систему, была высказана Хуангом [123], который применил к двойным системам механизм магнитного торможения, предложенный Шацманом [124] и развитый Местелем [125].

Скуманич [126], исследуя вращение звёзд-карликов поздних спектральных классов с глубокими конвективными оболочками, являющихся членами рассеянных скоплений разного возраста, выявил эмпирическую за-

висимость между экваториальной скоростью вращения звезды  $V_e$  и её возрастом  $t$ :

$$V_e = \lambda \times 10^{14} t^{-1/2} [\text{см с}^{-1}],$$

где  $t$  — время в секундах, параметр  $\lambda \simeq 1$ . Согласно этой формуле скорость осевого вращения звезды быстро убывает с увеличением её возраста, что связано с уносом углового момента звезды магнитным звёздным ветром.

В случае ТДС, содержащих маломассивные звёзды с конвективными оболочками, выравнивание осевых вращений компонентов и орбитального обращения, обусловленное приливной диссипацией энергии, происходит за время, много меньшее времени ядерной эволюции звёзд. Поэтому торможение осевого вращения звёзд при истечении из них магнитного звёздного ветра передаётся в орбиту и обуславливает потерю орбитального углового момента ТДС. Причём, поскольку темп потери массы в виде магнитного звёздного ветра очень мал (для Солнца  $\dot{M} \simeq 10^{-14} M_\odot \text{ год}^{-1}$ ), можно считать, что звёзды-компоненты маломассивной ТДС эволюционируют при постоянной массе. В этом случае эволюция ТДС является консервативной по массе, но неконсервативной по угловому моменту. Важно, что сами компоненты звёзд типа RSCVn раскручиваются, что и обуславливает их активность.

Другой механизм формирования короткопериодических ТДС, в том числе контактных систем типа WUMa, предложенный в работах [127, 128], основан на использовании модели иерархической тройной системы и так называемого механизма Козаи [129]. Согласно механизму Козаи, если в тройной системе долгопериодическая орбита наклонена на угол более  $39^\circ$  по отношению к плоскости короткопериодической орбиты, то возникают циклы Козаи, в которых внутренняя орбита приобретает значительный эксцентриситет при почти неизменных периоде и большой полуоси этой орбиты. При прохождении звездой периастра сгенерированной эллиптической орбиты за счёт увеличения приливной диссипации энергии орбитальное движение происходит вековое уменьшение размеров орбиты внутренней двойной системы, до тех пор пока орбита не станет круговой с орбитальным периодом в несколько суток. Этот механизм работает для звёзд как позднего, так и раннего спектральных классов, когда торможение магнитным звёздным ветром не существенно. Если компоненты внутренней системы — звёзды позднего спектрального класса, то торможение магнитным звёздным ветром может их дополнительно сблизить, что приведёт к формированию контактной системы типа WUMa и затем к слиянию компонентов и образованию одиночной быстро вращающейся звезды (так называемого голубого странника (blue straggler)). Примером такой звезды может служить ABDra — очень быстро вращающаяся звезда-карлик спектрального класса K возрастом около  $5 \times 10^7$  лет [128].

Следует подчеркнуть, что в работе [130] показано, что до 50 % контактных двойных систем типа WUMa имеют третьи компоненты-спутники. Учитывая эффекты наблюдательной селекции, можно предположить, что практически все системы типа WUMa являются тройными (или обладают более высокой кратностью). Таким образом, формирование контактных систем типа WUMa происходит как под влиянием их тройственности, так и благодаря потере углового орбитального момента при истечении магнитного звёздного ветра.

Статистические исследования [131] показали, что максимум в распределении контактных систем по орбитальным периодам находится в диапазоне периодов 0,31–0,40 сут для систем типа W и 0,35–0,40 сут для систем типа A. Принято считать, что контактные системы типов A и W имеют радиативные и конвективные оболочки соответственно. Граничная температура для переноса энергии в системах этих двух типов в оболочках звёзд типа WUMa  $\sim 7200$  K.

#### 7.4. Особые типы

##### классических тесных двойных систем

Существуют массивные полуразделённые системы — активные алголи (системы типа WSeg и  $\beta$ Lyg), которые являются лабораториями для изучения быстрой стадии первичного обмена масс. Эти системы находятся на завершающей стадии первичного обмена масс, непосредственно предшествующей поздней стадии эволюции ТДС [132]. Примером такой системы является OB + OB-система RYScT, которая, согласно работе [133], непосредственно предшествует образованию системы OB + WR. Ввиду скоротечности этой стадии число известных ТДС типа WSeg и  $\beta$ Lyg невелико. В каталоге поздних ТДС [134] их насчитывается около 10 при полном числе известных затменных двойных систем в несколько десятков тысяч. Сейчас в системе RYScT менее массивная звезда спектрального класса B0 массой  $(8-10)M_\odot$ , имеющая избыток гелия в спектре, заканчивает стадию первичного обмена масс и находится на стадии обнажения гелиевого ядра и превращения в звезду типа Вольфа–Райе. Масса OB-спутника в системе RYScT составляет  $\sim 35M_\odot$  (она выросла на быстрой стадии первичного обмена масс в тепловой шкале времени эволюции). Вокруг массивного OB-спутника сформировался геометрически толстый диск из ещё не осевшего на звезду вещества, который экранирует фотосферу OB-звёзд, чем объясняется отсутствие линий поглощения в спектре более массивного компонента системы (рис. 10). Отметим, что впервые избыток гелия в спектре массивной ТДС  $\beta$ Lyg, свидетельствующий о том, что эта система прошла быструю стадию первичного обмена масс, был обнаружен в пионерской работе Боярчука [135].

Существуют также системы с двумя субгигантами (DR-системы). Это разделённые системы, в которых оба компонента являются субгигантами, не заполняющими свои полости Роша. Другие названия этих систем — системы типа ARLac, а также системы типа RSCVn, рассмотренные выше. Сведения о системах этого типа

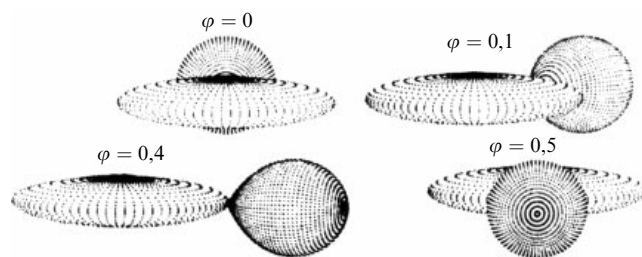


Рис. 10. Картина затмений в системе RYScT в модели с геометрически толстым диском вокруг более массивной OB-звезды, образовавшимся на завершающей стадии первичного обмена масс. (Из работы [133].)

суммированы в книге [5], а также в каталоге [136]. Более горячий компонент в таких разделённых ТДС обычно имеет спектральный класс F–G. В спектре таких систем усиленные эмиссионные линии наблюдаются в фазах вне затмений, что свидетельствует о хромосферной активности компонентов. Предполагается, что обмен масс в таких системах из двух субгигантов в настоящее время пренебрежимо мал. Изучение таких разделённых систем с субгигантами представляет особый интерес для теории эволюции ТДС.

Имеются также системы с гигантами и сверхгигантами (DG-системы). Это разделённые системы с большими орбитальными периодами, в которых хотя бы один компонент эволюционировал вдали от главной последовательности (например, до стадии сверхгиганта или гиганта позднего типа, как это имеет место, в частности, в системе VV Cep). Эволюционная стадия таких систем пока не вполне ясна [137]. Если вторичный, менее массивный, компонент принадлежит главной последовательности, то такие долгопериодические системы можно считать находящимися на стадии, непосредственно предшествующей началу первичного обмена масс.

В системах с дефицитом масс компонентов (типа RCMa) оба компонента имеют избыток светимости, величин радиусов и температур для своих масс. Ни один из компонентов таких систем не может быть отнесён к главной последовательности [138]. Существуют также особые системы (Wilson [139]), в которых оба компонента заполняют свои полости Роша, но не соприкасаются друг с другом поверхностями вследствие асинхронного вращения по крайней мере одного компонента (что обуславливает меньший размер соответствующей полости Роша по сравнению с таковым в случае синхронности осевого и орбитального вращения).

Следует также отметить недавнее выделение нового подкласса среди полуразделённых систем — подкласса систем с осциллирующими компонентами на характерных периодах  $P_{\text{puls}} = 20 - 300$  мин (см. обзор [140]). Этот подкласс обозначается как оЕА (oscillating Algol-type eclipsing binaries): к настоящему времени открыто несколько десятков оЕА-систем. В этих системах в пульсационной переменности участвует главная, более массивная, звезда-реципиент, на которую поступает вещество от компонента-донора. На режим пульсации влияет характер аккреции вещества.

Наконец, следует упомянуть также об открытии экзопланет, являющихся компонентами ТДС, что ставит проблему перед теорией эволюции ТДС с обменом масс, которая нуждается в специальном теоретическом исследовании. Новые методы и результаты по развитию трёхмерной газодинамики ТДС [141, 142] позволяют надеяться на дальнейший прогресс в нашем понимании физики массообмена в ТДС и эволюции взаимодействующих двойных систем.

## 7.5. Тесные двойные системы на поздних стадиях эволюции

ТДС на поздних стадиях эволюции (поздние ТДС) — это системы, находящиеся на стадии эволюции после первичного обмена масс. В каталоге поздних ТДС [134] содержится около 650 систем этого типа. К настоящему времени число известных поздних ТДС возросло до нескольких тысяч. После завершения первичного быстрого обмена масс поздние ТДС могут содержать в качестве

пекулярных компонентов звезду WR, белый карлик, нейтронную звезду, чёрную дыру.

Исследования поздних ТДС представляют особый интерес для астрофизики и фундаментальной физики по следующим причинам: возможность строгой проверки теории эволюции звёзд с переменной массой; возможность открытия и исследования принципиально новых объектов (нейтронных звёзд и чёрных дыр); возможность проверки общей теории относительности (ОТО) (двойные пульсары, сливающиеся чёрные дыры и нейтронные звёзды в гравитационно-волновых двойных системах и т.п.); наличие ярких наблюдательных проявлений, обусловленных как экстремальными свойствами пекулярного компонента (звезда WR, белый карлик, нейтронная звезда, чёрная дыра), так и процессами обмена масс и аккреции газа (аккреционные диски, рентгеновское излучение, гравитационно-волновое излучение, джеты, новоподобные феномены и т.п.). Трёхмерные газодинамические модели течения вещества во взаимодействующих ТДС [141, 142] позволили глубже понять физику процессов в ТДС.

**7.5.1. Массивные поздние ТДС.** В массивных ТДС ( $M_1 + M_2 \gtrsim 20 M_\odot$ ) на конечных этапах эволюции могут формироваться двойные чёрные дыры и нейтронные звёзды, слияние которых приводит к мощным всплескам гравитационно-волнового излучения [2, 15, 16, 75, 76].

Давно известно (см., например, [4]), что ядра звёзд с массами более  $60 M_\odot$  входят в зону пульсационной неустойчивости, стимулированной образованием электронно-позитронных пар. Амплитуда таких пульсаций и её последствия являются предметом активного численного исследования. Недавняя работа на эту тему [143] показала возможность развития пульсаций большой амплитуды у предсверхновых звёзд с такими массами, приводящих к потере существенной части их богатой водородом оболочки перед взрывом сверхновой. В итоге такая сверхновая оказывается погружённой в массивную плотную газопылевую оболочку. К сожалению, наблюдаемые проявления таких сверхновых пока не известны, что осложняет адаптацию существующих многопараметрических моделей. Тщательное исследование спектра масс сливающихся чёрных дыр звёздных масс, учитывающее эффекты в данном случае инструментальной селекции, поможет уточнить роль пульсационной неустойчивости в эволюции наиболее массивных (около  $100 M_\odot$ ) предсверхновых звёзд.

Исследованию спектров масс сливающихся под действием излучения гравитационных волн звёздных чёрных дыр и нейтронных звёзд, а также частот таких событий посвящено большое количество работ, основанных на сценарном моделировании. Сценарное моделирование позволяет проследить эволюцию тесной двойной звезды от её возникновения до образования конечных объектов, опираясь на исходные параметры систем (см. (4)) и современные представления об эволюции компонентов тесных систем и самих этих систем. При этом необходимо иметь представление также об эволюции скорости звездообразования во Вселенной, поскольку при регистрации актов слияния релятивистских компонентов тесных двойных сегодня мы "отслеживаем" эволюцию звёздного состава Вселенной в течение всего хаббловского времени.

Уже первые сценарные модели позволили получить оценки частот слияния нейтронных звёзд и чёрных дыр,

совпадающие по порядку величины с оценками эксперимента LIGO. Детальное моделирование процесса слияния чёрных дыр [144] позволило, в частности, установить, что среди далёких событий такого рода преимущество имеют наиболее массивные чёрные дыры, поскольку они обладают большим "запасом" времени. Здесь необходимо отметить ещё одно обстоятельство, дающее "преимущество" наиболее массивным чёрным дырам. Наиболее далёкие события отвечают ранним стадиям эволюции звёздного состава, большим скоростям звездообразования и малым обилиям металлов исходных звёзд. А такие звёзды, обладающие, как отмечалось, "ослабленным" звёздным ветром, имеют увеличенную численность и наибольшие массы в силу исходной функции масс. Все эти обстоятельства позволяют при учёте инструментальной селекции выяснить причины повышенного обилия наиболее массивных чёрных дыр LIGO по сравнению с таковым чёрных дыр рентгеновских двойных систем.

**WR + OB-системы.** После завершения первичного обмена масс первоначально более массивная звезда теряет из-за обмена масс основную часть водородной оболочки. Образуется звезда WR — обнажённое невырожденное гелиевое ядро с небольшой водородно-гелиевой оболочкой и мощным звёздным ветром ( $\dot{M} \simeq 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ ), обогащённым гелием и продуктами CNO-цикла. Вторичный компонент системы наращивает свою массу и остаётся OB-звездой главной последовательности нормального химического состава (поскольку он нарастил массу за счёт аккреции водородной оболочки теряющего массу спутника).

Обмен масс при их начальном отношении, близком к единице, можно считать примерно консервативным, хотя потеря массы в виде звёздных ветров и эффекты столкновения ветров могут приводить к отклонениям от консервативного режима. Следует подчеркнуть, что при большом различии начальных масс компонентов (начальное отношение масс  $q = M_2/M_1 \leq 0,3$ ) и больших орбитальных периодах может реализоваться режим эволюции массивной ТДС с общей оболочкой, что приводит в итоге к сильному сокращению размеров орбиты и значительной потере массы системой.

В случае короткопериодических массивных ТДС с большой скоростью осевого вращения компонентов может реализоваться случай М-эволюции [145], когда из-за быстрого осевого вращения звезды в её теле возникает меридиональная циркуляция вещества, что приводит к обогащению гелием оболочки более массивной звезды и появлению у неё признаков звезды WR до заполнения ею своей полости Роша. Такая звезда, имеющая почти однородный, обогащённый гелием химический состав, в отличие от обычных, химически неоднородных звёзд, не увеличивает своего радиуса в процессе ядерной эволюции, а уменьшает его. Поэтому она никогда не заполняет свою полость Роша в процессе эволюции. Известно, что время приливной синхронизации очень сильно зависит от радиуса звезды  $R$  (как  $(R/a)^{-6}$ , где  $a$  — радиус относительной орбиты) [146]. Из-за относительно небольшой скорости вращения менее массивной звезды ТДС меридиональная циркуляция вещества в её теле может оказаться малоэффективной и звезда по мере выгорания водорода в ядре может приобрести значительную неоднородность химического состава. Поскольку в данном случае обогащение гелием оболочки звезды несущественно, менее массивная звезда

расширяется, и она может первой заполнить свою полость Роша и начать терять массу через внутреннюю точку Лагранжа. Такой сценарий эволюции ТДС радикально отличается от классического, согласно которому первой заполняет свою полость Роша более массивная звезда системы. С привлечением М-сценария удаётся естественным образом объяснить формирование массивных ( $M > 10 M_{\odot}$ ) чёрных дыр в очень тесных рентгеновских двойных системах, таких как M33X-7 ( $P_{\text{orb}} = 3,45$  сут) и IC10X-1 ( $P_{\text{orb}} = 1,43$  сут). Случай М-эволюции может оказаться важным также для классических ТДС, таких как система WR20a, состоящая из двух очень массивных звёзд WR ( $M_1 \approx M_2 \approx 80 M_{\odot}$ ) с поверхностным избытком гелия и горением водорода в центре, а также для очень тесных двойных WR + O-систем, таких как CQСер, CXСер, и очень массивной двойной WR + O-системы HD311884 [147]. Особый интерес случай М-эволюции ТДС представляет для объяснения существования массивных ( $M > 10 M_{\odot}$ ) чёрных дыр в рентгеновских двойных системах. Отметим, что идея перемешивания вещества в недрах массивных звёзд привлекалась для объяснения массивных чёрных дыр в рентгеновских двойных системах в работах [148–150].

Двойные WR + OB-системы — хорошо изученный класс объектов (см. каталог [147]). Параметры 41 системы WR + OB приведены в книге [5]. Орбитальные периоды известных WR + OB-систем лежат в пределах от  $\sim 1,6$  сут до  $\sim 4800$  сут. Эксцентриситет орбит  $e \approx 0$  для  $P \leq 14$  сут и  $e = 0,3–0,8$  для  $P > 70$  сут. Отношение масс  $q = M_{\text{WR}}/M_{\text{OB}} = 0,17–2,67$ . Массы звёзд WN (звёзд WR с усиленными линиями азота) лежат в пределах  $(4–60) M_{\odot}$ , массы звёзд WC (с усиленными линиями углерода) — в пределах  $(5–30) M_{\odot}$ . Средняя масса звёзд WN равна  $21 M_{\odot}$ , для звёзд WC она составляет  $13 M_{\odot}$ , что подчёркивает важную роль потери массы в образовании последних. Мы не учитываем здесь массы звёзд WN в очень массивной двойной системе WR20a (WN6ha + WN6ha,  $P = 3,675$  сут,  $e = 0$ ,  $M_1 = 83 M_{\odot}$ ,  $M_2 = 82 M_{\odot}$ ) [151] и в других системах подобного типа (WR21a, NGC3603-A1, R145), поскольку по своим характеристикам и эволюционному статусу эти звёзды WR, по-видимому, отличаются от классических звёзд WR как гелиевых остатков массивных звёзд. Как следует из анализа затмений в WR + OB-системах, радиусы гидростатических "ядер" классических звёзд WR относительно малы:  $\lesssim (3–4) R_{\odot}$  при массах  $\sim (10–15) M_{\odot}$ , а температуры "ядер" велики:  $T \geq 45000$  К [5]. Эти параметры хорошо согласуются с моделью звёзд WR как гелиевых остатков первоначально массивных звёзд с небольшими водородными оболочками [16].

В работах [152, 153] приведены наблюдательные аргументы в пользу того, что большинство звёзд WR в WR + OB-системах сформировалось в результате обмена масс, а не вследствие сильной потери массы в виде звёздного ветра первоначально более массивным компонентом. Показано, что распределение эксцентриситетов орбит для WR + OB-систем и разделённых OB + OB-систем (предшественников WR + OB-систем) радикально различаются. Величина переходного периода (от эллиптических к круговым орбитам)  $P_{\text{tr}}$  для разделённых систем OB + OB составляет  $(2–2,8)$  сут, тогда как значение  $P_{\text{tr}}$  для WR + OB-систем близко к 14 сут, т.е. в 5–7 раз больше. Поскольку WR + OB-системы часто связаны с молодыми рассеянными скоплениями, группировками

ранних звёзд, а также областями III, возраст которых относительно невелик ( $\sim 10^6 - 10^7$  лет), большое значение переходного периода WR + OB-систем свидетельствует о том, что в них действовал дополнительный механизм циркуляризации орбиты, отличный от приливной диссипации энергии орбитального движения в динамических приливах с радиационным демпфированием, свойственный OB + OB-системам [146]. По-видимому, этим дополнительным механизмом являлся обмен веществом в исходных OB + OB-системах. Как отмечалось выше, примером формирования WR + OB-системы из OB + OB-системы под действием механизма обмена масс является массивная взаимодействующая ТДС RYSct.

*Спокойные ("спящие") рентгеновские двойные.* После взрыва звезды WR как сверхновой типа Ib/c в WR + OB-системе образуется релятивистский объект (нейтронная звезда или чёрная дыра) в паре с нормальной OB-звездой главной последовательности, не заполняющей свою полость Роша. Взрыв сверхновой в таких случаях обуславливает высокую пространственную скорость центра масс результирующей системы и значительный эксцентриситет орбиты. При этом двойная система остаётся гравитационно связанной, если при взрыве сверхновой выбрасывается менее половины её суммарной массы, что реализуется, когда взрывается менее массивный компонент системы (звезда WR). Если вторичный компонент не сильно раскрутился во время первичного обмена масс и не является Ве-звездой с мощным экваториальным ветром, то аккреция вещества из радиально истекающего ветра OB-звезды на релятивистский объект происходит с очень низким темпом и яркого рентгеновского источника в такой системе не возникает. Так образуется "спящая" рентгеновская двойная система (quiet X-ray binary).

Открытие состоящих из массивных OB- и Ве-звёзд ТДС, содержащих в качестве компонентов радиопульсары [154–156], доказало реальное существование "спящих" рентгеновских двойных систем. В этих системах OB- или Ве-звезда не заполняет свою полость Роша и наличие радиопульсара в системе доказывает, что в них отсутствует аккреция на релятивистский объект. Например, в спокойной рентгеновской двойной системе, состоящей из радиопульсара PSR1259-63 и массивной Ве-звезды SS2883, орбитальный период порядка 5,8 лет, а эксцентриситет орбиты очень велик,  $e = 0,97$ . Это свидетельствует о произошедшем в системе взрыве сверхновой. В другой спокойной рентгеновской двойной системе, содержащей В-звезду и радиопульсар PSRJ0045-7319, орбитальный период  $\sim 51$  сут и эксцентриситет орбиты  $e = 0,80$ . К настоящему времени открыто около 10 таких "спящих" рентгеновских двойных систем.

*Массивные транзитные рентгеновские двойные системы с Ве-звёздами.* Эти системы имеют относительно большие орбитальные периоды и значительные эксцентриситеты орбит. Систематически большие орбитальные периоды у двойных систем Ве/X-гау, по сравнению с орбитальными периодами у квазистационарных массивных рентгеновских двойных систем (типа CygX-1 или CenX-3), обусловлены тем, что после переноса масс в случае В (по Киппенхану и Вайгерту [157]) звезда с меньшей массой (В-звезда) оставляет много меньшую относительную часть своей массы в виде гелиевой звезды, чем это делает звезда большей массы, а общая оболочка отсутствует. Поэтому увеличение орбитального перио-

да в случае консервативного обмена масс в модели переноса масс в случае В будет значительно больше для ТДС, содержащих звёзды-доноры меньших масс, чем в случае массивных доноров при одном и том же начальном отношении масс.

В каталоге [134] приведены данные о 24 наиболее хорошо изученных массивных рентгеновских Ве-транзитных системах. Более полный список рентгеновских Ве-транзитов (около 100 объектов) приведён в обзоре [158]. Рентгеновские вспышки таких систем происходят из-за усиления темпа аккреции на релятивистский объект при прохождении его вблизи периастра орбиты, когда он погружается в мощный экваториальный звёздный ветер быстро вращающейся Ве-звезды. В таких системах возможна также "разрядка" аккреционных дисков в момент прохождения периастра как причина активности.

Орбитальные периоды Ве/X-гау-транзитов  $P = 10^1 - 10^3$  сут, эксцентриситеты орбит  $e = 0,2 - 0,8$ . Оптические звёзды — быстро вращающиеся Ве-звёзды ( $v \sin i = 70 - 450$  км с $^{-1}$ , где  $i$  — наклонение орбиты), получившие дополнительный угловой момент при перетекании вещества от первоначально более массивного компонента в ТДС. Эти звёзды обладают мощным экваториальным звёздным ветром, стимулированным вращением Ве-звезды. Рентгеновские источники — аккрецирующие нейтронные звёзды и чёрные дыры. К настоящему времени известны 184 рентгеновские двойные системы, содержащие в качестве оптической звезды-донора вещества быстро вращающуюся звезду спектрального класса Ве [159]. Аккрецирующими релятивистскими объектами в таких системах в подавляющем большинстве случаев являются нейтронные звёзды, многие из которых представляют собой рентгеновские пульсары с периодами пульсаций 0,07–6000 с. В последнее время в паре с Ве-звёздами открыты чёрные дыры. Например, в работе [160] открыта чёрная дыра в паре с Ве-звездой (рентгеновская двойная MWC656 с орбитальным периодом около 60 сут). Масса чёрной дыры  $\sim 5M_{\odot}$ , масса Ве-звезды  $\sim 13M_{\odot}$ . Конечной стадией эволюции таких двойных Ве + ВН-систем является слияние чёрной дыры с нейтронной звездой, что должно приводить к всплеску гравитационного излучения [160]. Оценённый темп детектирования таких гравитационно-волновых всплесков на современных продвинутых лазерных гравитационно-волновых антеннах LIGO и Virgo может достигать одного слияния за несколько лет.

Во время рентгеновской вспышки светимость Ве/X-гау-транзитов достигает  $10^{38} - 10^{39}$  эрг с $^{-1}$ , длительность вспышки  $\sim 30$  сут. Рентгеновские спектры сравнительно жёсткие ( $k_B T \simeq 15$  кэВ). В спокойном состоянии рентгеновская светимость  $\sim 10^{33} - 10^{34}$  эрг с $^{-1}$ .

*Квазистационарные массивные рентгеновские двойные системы.* Когда оптическая звезда в процессе ядерной эволюции приблизится к границам своей полости Роша, стимулированный приливными силами со стороны релятивистского объекта звёздный ветер приводит к формированию аккреционного диска вокруг релятивистского объекта. Аккреция вещества из этого диска на релятивистский объект обуславливает появление яркого рентгеновского источника с квазистационарной светимостью  $\sim 10^{36} - 10^{38}$  эрг с $^{-1}$ . Известно несколько десятков таких квазистационарных массивных рентгеновских двойных систем [134] со сравнительно короткими орбитальными периодами ( $P = 1,4 - 9$  сут) и эксцентриситетами орбит,

близкими к нулю ( $e = 0-0,1$ ). У некоторых из этих систем наблюдается долгопериодическая, возможно, прецессионная переменность с периодами 30–300 сут. Оптические компоненты в таких системах — массивные ОВ-сверхгиганты, близкие к заполнению своих полостей Роша, а рентгеновские источники — аккрецирующие нейтронные звёзды и чёрные дыры. Периоды вращения нейтронных звёзд — рентгеновских пульсаров — составляют  $\sim 0,7-600$  с, средняя светимость  $10^{36}-10^{39}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Примерами систем с чёрными дырами являются CygX-1, LMCX-3, LMCX-1, M33X-7 и др. Естественно, ни один из этих массивных ( $M > 3 M_{\odot}$ ) рентгеновских источников не является рентгеновским пульсаром.

Недавно среди массивных рентгеновских двойных систем был выделен новый класс объектов: быстрые рентгеновские транзиенты с О- и В-сверхгигантами (несколько десятков систем). Для них характерно наличие коротких вспышек рентгеновского излучения длительностью несколько часов [161, 162]. Рентгеновская светимость в максимуме вспышки достигает  $10^{36}-10^{37}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , в спокойном состоянии она равна  $10^{32}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Спектральные свойства рентгеновского излучения подобны свойствам рентгеновских пульсаров в массивных рентгеновских двойных системах. Природа коротких рентгеновских вспышек в этих системах пока окончательно не ясна. Возможно, они являются результатом аккумуляционной неустойчивости аккреционных дисков около релятивистских компонентов (подробнее см. в работе [163]). В работе [164] показано, что яркие вспышки ( $10^{38}-10^{40}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ ) в быстрых рентгеновских транзиентах с ОВ-сверхгигантами могут быть вызваны спорадическими переходами между различными режимами аккреции в квазисферической оболочке, окружающей медленно вращающуюся намагниченную нейтронную звезду. Предполагается, что усиление темпа аккреции вещества в этом случае может быть обусловлено спорадическими захватами намагниченной плазмы звёздного ветра ОВ-сверхгиганта.

После завершения эволюции массивной квазистационарной рентгеновской двойной системы могут образовываться двойные чёрные дыры, двойные нейтронные звёзды, а также пары нейтронная звезда – чёрная дыра. Если эти пары релятивистских объектов достаточно тесные, то, поскольку время их слияния за счёт излучения гравитационных волн меньше возраста Вселенной ( $1,4 \times 10^{10}$  лет), их слияние может приводить к наблюдаемым мощным всплескам гравитационно-волнового излучения.

*Двойные  $WR_2 + C$ -системы.* После вторичного обмена масс в массивной ТДС формируется система  $WR_2 + C$ , состоящая из звезды  $WR$  "второго поколения" и релятивистского объекта, аккрецирующего звёздный ветер звезды  $WR_2$ . Примером предшественника таких систем является объект SS433, представляющий собой массивную рентгеновскую двойную систему — микроквазар — на продвинутой стадии эволюции, когда нормальная массивная звезда полностью заполнила свою полость Роша и снабжает газом релятивистский объект в тепловой шкале времени своей эволюции [165, 166]. В этой системе вокруг релятивистского объекта сформировался прецессирующий оптически яркий сверхкритический аккреционный диск, из центральных частей которого вырываются релятивистские ( $v = 0,26c$ ) джеты. Таким образом, в системе SS433 имеет место

быстрая фаза вторичного обмена масс с темпом  $\dot{M} \simeq 10^{-4} M_{\odot} \text{год}^{-1}$ , поэтому система SS433 может рассматриваться как предшественник системы  $WR_2 + C$ . Через несколько десятков тысяч лет на месте нормальной массивной звезды, истекающей на релятивистский объект, сформируется звезда  $WR_2$ .

Следует подчеркнуть, что объект SS433 представляет собой пример массивной двойной системы с интенсивным вторичным обменом масс, когда общая оболочка не образуется, а потеря массы и углового момента происходит через формирование сверхкритического аккреционного диска с последующим интенсивным истечением вещества из него в виде звёздного ветра и релятивистских джетов. В последнее время исследования стабильности переноса масс в массивных ТДС [167, 169] показали, что перенос масс через внутреннюю точку лагранжа  $L_1$  в модели сопла ограничен газодинамическими и термодинамическими эффектами. В этом случае оптическая звезда-донор вещества в системе SS433 может находиться в режиме устойчивого переполнения своей внутренней критической полости Роша и даже терять массу через внешнюю точку Лагранжа  $L_2$ . В работе [169] приведены наблюдательные аргументы в пользу того, что релятивистский объект в системе SS433 является чёрной дырой.

Открытие звезды  $WR$  в пекулярной короткопериодической рентгеновской двойной системе CygX-3 [170] доказало реальность существования систем типа  $WR_2 + C$ . Недавно открыты ещё две системы такого типа: IC10X-1 в галактике IC10, состоящая из звезды  $WR$  азотной последовательности раннего спектрального класса (WNE) и возможной чёрной дыры с орбитальным периодом 1,46 сут, а также система NGC300X-1 (WN5 + C,  $P = 1,35$  сут). Малый орбитальный период в системе CygX-3 ( $\sim 4,8$  ч) может свидетельствовать о том, что она прошла через стадию эволюции с общей оболочкой. Наблюдаемые характеристики системы CygX-3 следующие: рентгеновская светимость  $\sim 10^{38}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  (в диапазоне 1–60 кэВ). Это гамма-источник, рентгеновский, инфракрасный, оптический источник и радиоисточник. Наблюдаются радиовспышки с потоком в максимуме до 20 Ян, а также релятивистские радиоджеты ( $v \simeq 0,35c$ ), подобные джетам в SS433. Спектральный класс оптической звезды WN3-7, видимая звёздная величина системы CygX-3  $V \simeq 23^m$ , полное межзвёздное поглощение  $A_V = 15^m$ , расстояние  $\sim 8$  кпк, инфракрасная звёздная величина  $K \simeq 12^m$ . (Подробнее о системах CygX-3, IC10X-1 и NGC300X-1 см. в книге [5].) В работе [171] отмечено, что, поскольку система CygX-3 прошла стадию эволюции с общей оболочкой и имеет очень короткий орбитальный период, в Галактике должны также существовать объекты Торна – Житков [80], соответствующие случаю, когда в процессе эволюции в общей оболочке релятивистский объект по спирали падает в центр оптической звезды. Недавно появились сообщения об открытии по аномалиям химического состава надёжного кандидата в объекты Торна – Житков [172] — полностью конвективного красного сверхгиганта с нейтронной звездой в центре (см. также обзор [173]).

*Гравитационно-волновые двойные системы.* Выдающееся открытие гравитационных волн, генерируемых при слиянии чёрных дыр в двойных системах, сделанное обсерваторией LIGO [2, 15, 75, 76], предоставило новые возможности исследования проблемы происхождения двойных чёрных дыр в процессе эволюции массивных

Таблица 2. Параметры 11 гравитационно-волновых двойных систем из каталога GWTC-1 [174]

| Событие  | Типы компонентов | $m_1/M_\odot$          | $m_2/M_\odot$          | $m_t/M_\odot$          | $a_t$                  | $d_L/M_{pc}$           |
|----------|------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| GW150914 | ВН + ВН          | $35,6^{+4,8}_{-3,0}$   | $30,6^{+3,0}_{-4,4}$   | $63,1^{+3,3}_{-3,0}$   | $0,69^{+0,05}_{-0,04}$ | $430^{+150}_{-170}$    |
| GW151012 | ВН + ВН          | $23,3^{+14,0}_{-5,5}$  | $13,6^{+4,1}_{-4,8}$   | $35,7^{+9,9}_{-3,8}$   | $0,67^{+0,13}_{-0,11}$ | $1060^{+540}_{-480}$   |
| GW151226 | ВН + ВН          | $13,7^{+8,8}_{-3,2}$   | $7,7^{+2,2}_{-2,6}$    | $20,5^{+6,4}_{-1,5}$   | $0,74^{+0,07}_{-0,05}$ | $440^{+180}_{-190}$    |
| GW170104 | ВН + ВН          | $31,0^{+7,2}_{-5,6}$   | $20,1^{+4,9}_{-4,5}$   | $49,1^{+5,2}_{-3,9}$   | $0,66^{+0,08}_{-0,10}$ | $960^{+430}_{-410}$    |
| GW170608 | ВН + ВН          | $10,9^{+5,3}_{-1,7}$   | $7,6^{+1,3}_{-2,1}$    | $17,8^{+3,2}_{-0,7}$   | $0,69^{+0,04}_{-0,04}$ | $320^{+120}_{-110}$    |
| GW170729 | ВН + ВН          | $50,6^{+16,6}_{-10,2}$ | $34,3^{+9,1}_{-10,1}$  | $80,3^{+14,6}_{-10,2}$ | $0,81^{+0,07}_{-0,13}$ | $2750^{+1350}_{-1320}$ |
| GW170809 | ВН + ВН          | $35,2^{+8,3}_{-6,0}$   | $23,8^{+5,2}_{-5,1}$   | $56,4^{+5,2}_{-3,7}$   | $0,70^{+0,08}_{-0,09}$ | $990^{+320}_{-380}$    |
| GW170814 | ВН + ВН          | $30,7^{+5,7}_{-3,0}$   | $25,3^{+2,9}_{-4,1}$   | $53,4^{+3,2}_{-2,4}$   | $0,72^{+0,07}_{-0,05}$ | $580^{+160}_{-210}$    |
| GW170817 | НС + НС          | $1,46^{+0,12}_{-0,10}$ | $1,27^{+0,09}_{-0,09}$ | $\leq 2,8$             | $\leq 0,89$            | $40^{+10}_{-10}$       |
| GW170818 | ВН + ВН          | $35,5^{+7,5}_{-4,7}$   | $26,8^{+4,3}_{-5,2}$   | $59,8^{+4,8}_{-3,8}$   | $0,67^{+0,07}_{-0,08}$ | $1020^{+430}_{-360}$   |
| GW170823 | ВН + ВН          | $39,6^{+10,0}_{-6,6}$  | $29,4^{+6,3}_{-7,1}$   | $65,6^{+9,4}_{-6,6}$   | $0,71^{+0,08}_{-0,10}$ | $1850^{+840}_{-840}$   |

тесных двойных систем. По аналогии с рентгеновскими двойными системами, открываемыми по рентгеновскому излучению, которое сформировалось при аккреции вещества, ТДС, обнаруживаемые по гравитационно-волновому излучению, естественно называть гравитационно-волновыми двойными системами.

К сентябрю 2018 г. обсерваторией LIGO открыто пять актов слияния гравитационно-волновых двойных систем типа "чёрная дыра плюс чёрная дыра" [2, 75, 76], а совместные наблюдения на гравитационно-волновых обсерваториях LIGO и Virgo привели к открытию ещё одной пары сливающихся чёрных дыр, а также пары сливающихся нейтронных звёзд [15]. Открытие всплеска электромагнитного излучения от сливающихся нейтронных звёзд (в гамма-диапазоне, рентгеновском и оптическом диапазонах) позволило измерить скорость распространения гравитационных волн в пространстве, которая оказалось с точностью  $\sim 10^{-15}$  совпадающей со скоростью света. Гравитационно-волновое излучение, испускаемое на стадии слияния двух чёрных дыр и стадии затухающего звона (ring-down), несёт информацию о сильно нелинейной крупномасштабной динамике кривизны пространства-времени. Поэтому детальное исследование этих гравитационно-волновых сигналов (при достаточно высоком отношении сигнал/шум) позволит проверить нелинейные уравнения ОТО во всей их сложности. Вполне возможно, что именно на этом пути удастся получить окончательное доказательство существования горизонта событий у чёрных дыр.

30 ноября 2018 года командой LIGO и Virgo опубликован первый *Каталог гравитационно-волновых транзитов от слияния компактных объектов GWTC-1 (A Gravitational-Wave Transient Catalog of Compact Binary Mergers observed by LIGO and Virgo during the First and Second Observing Runs)* [174]. После тщательной обработки результатов наблюдений на антеннах LIGO и Virgo авторам [174] удалось определить и уточнить параметры в общей сложности 10 гравитационно-волновых двойных систем с чёрными дырами: GW150914, GW151012, GW151226, GW170104, GW170608, GW170729, GW170809, GW170814, GW170818, GW170823 — а также одной гравитационно-волновой системы с нейтронными звёздами — GW170817 (табл. 2). Авторы [174] отмечают, что им пока не удалось зарегистрировать гравитационно-волновой сигнал от слияния чёрной дыры и нейтронной звезды.

Как видно из табл. 2, массы чёрных дыр до слияния лежат в пределах  $(7,6 - 50,6)M_\odot$ , а после слияния составляют от  $17,8M_\odot$  до  $80,3M_\odot$ . Безразмерные угловые моменты чёрных дыр после слияния находятся в диапазоне  $0,66 - 0,81$ . В двух системах (GW151226 и GW170729) угловые моменты чёрных дыр до слияния значительно отличны от нуля (в остальных случаях они в пределах ошибок близки к нулю). Наименее массивные пары сливающихся чёрных дыр: GW151226 ( $7,7M_\odot + 8,9M_\odot$ ) и GW170608 ( $7,6M_\odot + 7,9M_\odot$ ). Наиболее массивные сливающиеся пары чёрных дыр: GW170729 ( $50,6M_\odot + 34,3M_\odot$ ) и GW170823 ( $39,6M_\odot + 29,4M_\odot$ ). Авторы [174] приводят оценки частот слияния пар компактных объектов во Вселенной:  $110 - 3840 \text{ Гпк}^{-3} \text{ год}^{-1}$  для пар нейтронных звёзд,  $9,7 - 101 \text{ Гпк}^{-3} \text{ год}^{-1}$  для пар чёрных дыр и  $< 610 \text{ Гпк}^{-3} \text{ год}^{-1}$  для пар чёрная дыра плюс нейтронная звезда.

В таблице 3 приведены сведения о массах некоторых чёрных дыр в гравитационно-волновых двойных системах с чёрными дырами. Там же для сравнения представлены характеристики наиболее массивных рентгеновских двойных систем с чёрными дырами, а также параметры некоторых наиболее массивных "классических" ТДС в нашей Галактике и Большом Магеллановом Облаке (LMC) — ближайшей к нам галактике. Большие массы чёрных дыр в первой открытой гравитационно-волновой двойной системе GW150914 ( $36M_\odot + 29M_\odot$ ), выходящие за пределы интервала масс чёрных дыр,  $(4 - 16)M_\odot$ , в известных рентгеновских двойных системах (см., например, [5]), стимулировали обсуждение таких механизмов образования тесных двойных чёрных дыр, которые отличны от классических сценариев (см. работы [29, 175, 176] и приведённые там ссылки).

Однако открытие обсерваторией LIGO второго гравитационно-волнового всплеска, GW151226, связанного со слиянием чёрных дыр с массами  $14M_\odot$  и  $7,5M_\odot$ , которые согласуются с массами чёрных дыр в рентгеновских двойных системах,  $(4 - 16)M_\odot$ , показало, что классический сценарий эволюции изолированной массивной ТДС [4], по-видимому, способен объяснить появление таких тесных пар чёрных дыр. Как отмечалось в работе [177], поскольку чёрные дыры с массами  $36M_\odot$  и  $29M_\odot$  в системе GW150914 должны образовываться из очень массивных звёзд с массами  $\sim 100M_\odot$ , число которых в Галактике и других ближайших галактиках весьма мало, частота образования таких массивных чёрных дыр в

**Таблица 3.** Сравнение параметров гравитационно-волновых двойных систем, массивных рентгеновских двойных и "классических" массивных тесных двойных систем

| Гравитационно-волновые двойные системы с чёрными дырами (ЧД) |                                |                                |                                    |
|--------------------------------------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|------------------------------------|
| Система                                                      | Типы компонентов               | Массы компонентов/ $M_{\odot}$ | Начальные массы звёзд/ $M_{\odot}$ |
| GW150914                                                     | ВН + ВН                        | 36 + 29                        | 100 + 80                           |
| GW151226                                                     | ВН + ВН                        | 14,2 + 7,5                     | 50 + 30                            |
| GW151012                                                     | ВН + ВН                        | 23 + 13                        | 75 + 50                            |
| GW170729                                                     | ВН + ВН                        | 51 + 34                        | 150 + 80                           |
| Массивные рентгеновские двойные системы с ЧД (ОВ + ЧД)       |                                |                                |                                    |
| Система                                                      | Спектральный класс компонентов | Массы компонентов/ $M_{\odot}$ | Орбитальный период, сут            |
| CygX-1                                                       | O9.7Iab + ВН                   | 19,16 + 14,81                  | 5,60                               |
| LMCX-1                                                       | O(7–9)III + ВН                 | 30,6 + 10,3                    | 3,91                               |
| M33X-7                                                       | O(7–8)III + ВН                 | 70,0 + 15,6                    | 3,45                               |
| "Классические" двойные системы                               |                                |                                |                                    |
| Система                                                      | Спектральный класс компонентов | Массы компонентов/ $M_{\odot}$ | Орбитальный период, сут            |
| HD193793                                                     | WC7 + O4-5                     | 27 + 60                        | 2900                               |
| HDE311884                                                    | WN6 + O5V                      | 51 + 60                        | 6,24                               |
| WR20a                                                        | WN6h + WN6a                    | 83 + 82                        | 3,69                               |
| HD92740                                                      | WN7h + O9III-V                 | 55 + 21                        | 80,34                              |
| NGC3603-A1                                                   | WN6a + WN6                     | 116 + 89                       | 3,77                               |
| Melnick 34 (LMC)                                             | WN5h + WN5h                    | 139 + 127                      | 155,1                              |
| R136-38 (LMC)                                                | O3V + O6V                      | 56 + 30                        | 3,39                               |
| UWCMa                                                        | O(7–8)If + O8f                 | 43,5 + 32,5                    | 4,39                               |

Галактике и ближайших галактиках также весьма мала. Поэтому чёрные дыры с массами более  $\sim 30M_{\odot}$  в рентгеновских двойных системах пока не открыты.

Поскольку гравитационно-волновые телескопы способны регистрировать сигналы с расстояний в несколько сотен Мпк от огромного числа галактик, вероятность обнаружения сигналов от слияния самых массивных чёрных дыр существенно возрастает. При этом, поскольку чувствительность гравитационно-волновых телескопов (LIGO, Virgo) ограничена, первыми должны регистрироваться гравитационно-волновые сигналы от слияния наиболее массивных чёрных дыр, что и наблюдается (см. табл. 2). Кроме того, так как гравитационно-волновые всплески приходят от массивных двойных систем, сливающихся в ранние эпохи существования Вселенной, когда металличность вещества звёзд была мала (и соответственно мал эффект уменьшения масс звёзд за счёт излучения звёздного ветра), производителями чёрных дыр являлись весьма массивные звёзды. Это дополнительно увеличивает вероятность обнаружения гравитационно-волновых всплесков от слияния самых массивных звёздных чёрных дыр. Для того чтобы две массивные чёрные дыры успели слиться под действием излучения гравитационных волн за время, меньшее возраста Вселенной, необходимо, чтобы расстояние между ними не превышало  $\sim 50R_{\odot}$  [29]. Однако сформировать такую компактную пару чёрных дыр в рамках классического сценария эволюции очень массивных ТДС солнечного химического состава невозможно, ввиду того что исходные звёзды с массами  $\sim 100M_{\odot}$  имеют весьма большие

радиусы ( $R > 20R_{\odot}$ ) и обладают весьма мощными звёздными ветрами, увеличивающими разделение компонентов. Большие начальные радиусы звёзд-предшественников массивных чёрных дыр означают, что начальное разделение компонентов в соответствующей "классической" ТДС должно быть весьма велико ( $> 50R_{\odot}$ ). В то же время радиальная потеря вещества звёздами в виде звёздного ветра (джинсовская мода потери вещества) приводит к тому, что разделение между компонентами ТДС вековым образом возрастает и со временем значительно превосходит критическое значение  $50R_{\odot}$ . В итоге в процессе эволюции такой массивной ТДС образуется пара чёрных дыр с большим разделением ( $> 50R_{\odot}$ ), для которой время слияния чёрных дыр больше хаббловского ( $1,4 \times 10^{10}$  лет).

В работе [29] рассмотрены различные возможности формирования достаточно компактных пар чёрных дыр: эволюция ТДС с общей оболочкой, низкая металличность массивных звёзд, при которой темп потери массы в виде звёздного ветра незначителен, эволюция ТДС в плотном молекулярном облаке и т.п. Конкретные сценарии эволюции изолированных массивных ТДС с образованием компактных пар чёрных дыр и возникновением гравитационно-волновых всплесков рассчитаны в работах [175, 176, 178, 179]. Стадия гравитационно-волновой двойной системы (наблюдаемые сливающиеся чёрные дыры и сливающиеся нейтронные звёзды) является самой поздней стадией эволюции массивных ТДС.

Таким образом, открытие гравитационно-волновых двойных систем позволило наглядно проследить на

очень широком временном интервале эволюцию массивных ТДС — от двух массивных звёзд главной последовательности до двух релятивистских объектов с последующим их слиянием под действием излучения гравитационных волн. Замечательно, что практически все стадии эволюции массивных ТДС на этом очень широком интервале времени эволюции удаётся удовлетворительно описать теоретическими моделями и подтвердить результаты и предсказания такого моделирования конкретными наблюдательными фактами.

**7.5.2. Маломассивные поздние тесные двойные системы.** Эволюция маломассивных ТДС определяется механизмами уноса углового момента из системы, обусловленными истечением магнитного звёздного ветра и излучением гравитационных волн. В ходе эволюции маломассивных ТДС может происходить вырождение компонентов.

*Рентгеновские новые.* В рентгеновских новых аккреция вещества из аккреционного диска направлена на центральный релятивистский объект. Основная причина вспышек рентгеновских новых — неустойчивость в аккреционном диске, приводящая к резкому увеличению турбулентной вязкости его вещества. Эта неустойчивость связана с тем, что при сравнительно низком темпе поступления вещества в аккреционный диск от маломассивной оптической звезды его температура в спокойном состоянии, обусловленная гравитационным энерговыделением в диске, ниже температуры ионизации водорода ( $\sim 7000$  К). Небольшие изменения темпа поступления вещества в диск, связанные, например, с активностью звезды, заполняющей свою полость Роша, приводят к изменению температуры, степени ионизации водорода в диске и непрозрачности вещества в нём. Это вызывает появление неустойчивости, усиление турбулентной вязкости в диске и, соответственно, увеличение темпа аккреции на релятивистский объект, приводящее к мощной вспышке рентгеновского излучения (см., например, обзор [180] и приведённые там ссылки). Неустойчивость в диске может возникать также в том случае, когда плотность и оптическая толща вещества в диске-накопителе с малой вязкостью достигают некоторых критических величин. В этом случае в диске также генерируется турбулентность, приводящая к усилению темпа аккреции вещества и затем — к вспышке.

Число известных рентгеновских новых приближается к 100. Орбитальные периоды этих систем лежат в интервале 0,2–33,5 сут, а эксцентриситет орбит  $e = 0$ . Оптические звёзды-доноры относятся к МКА- и поздним В-карликам, субгигантам и гигантам, заполняющим свои полости Роша. Релятивистские объекты — нейтронные звёзды со слабым магнитным полем и чёрные дыры. Две трети известных чёрных дыр звёздных масс в рентгеновских двойных системах открыты в рентгеновских новых. Длительность рентгеновских вспышек порядка нескольких месяцев. В процессе вспышки рентгеновская светимость возрастает в  $10^2 - 10^6$  раз, достигая эддингтоновской величины  $10^{37} - 10^{38}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Рентгеновская светимость в спокойном состоянии  $\sim 10^{31} - 10^{33}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Спокойное состояние может длиться несколько лет. Рентгеновский спектр во время вспышки сравнительно мягкий ( $k_B T \approx 2$  кэВ) по сравнению с таковым Ве/Х-гау-транзиентов ( $k_B T \approx 15$  кэВ) (см. выше). Примерами рентгеновских новых с чёрными дырами являются: A0620-00,

GS2023 + 338, GS1124-68, GRS1915 + 105 и др. В некоторых рентгеновских новых (GROJ1655-40, GRS1915 + 105 и др.) наблюдаются радиовспышки и коллимированные релятивистские джеты (отношение  $v/c$  достигает 0,98).

Следует отметить недавнее открытие экстремально быстрого уменьшения орбитальных периодов у рентгеновских новых с чёрными дырами A0620-00, XTEJ1118 + 480, Nova Mus 1991 [181, 182], для объяснения которого требуется привлечение модели оптической звезды-донора с сильным магнитным полем (порядка нескольких десятков кГс) (см. [181]) либо модели двойной системы с околозвёздной оболочкой [185]. В работе [184] обнаружено наличие переменной линейной поляризации инфракрасного излучения у рентгеновских новых A0620-00 и Swif J1337.2-0933, находящихся в спокойном состоянии, что интерпретируется как проявление синхротронного излучения от релятивистских джетов, которые существуют в рентгеновских новых, даже пребывающих в спокойном состоянии. В работах [185, 186] обнаружено, что даже в спокойном состоянии рентгеновская новая A0620-00 испытывает переходы от пассивной стадии (малый фликеринг) к активной (большой фликеринг, возрастание среднего блеска на  $0,2^m - 0,3^m$ ). В работе [186] показано, что, переходя из пассивной стадии в активную, система A0620-00 тем самым "отслеживает" нестабильность атмосферы оптической звезды-донора.

В 2015 г. после 25-летнего "молчания" вспыхнула рентгеновская новая V404Cyg — маломассивная рентгеновская двойная система с чёрной дырой [187, 188]. Эта система ранее вспыхивала многократно — зарегистрировано по крайней мере три её вспышки: в 1938 г., 1956 г. (по архивным фотографическим наблюдениям) и в 1989 г. по наблюдениям с бортов рентгеновских обсерваторий [189], а также по оптическим наземным наблюдениям [190]. Вспышка V404Cyg в 2015 г. оказалась очень необычной — кривые блеска в рентгеновском и оптическом диапазонах показывают быстрые и нерегулярные изменения [188], чем данная вспышка сильно отличается от вспышек V404Cyg, наблюдавшихся в 1938 и 1989 гг. Эти результаты представляют большой интерес для теории нестационарной дисковой аккреции вещества на чёрные дыры.

В обзорах [173, 191, 192] приведены сведения о массах чёрных дыр в рентгеновских двойных системах и их наблюдательных проявлениях. В работе [193] представлены результаты анализа рентгеновских спектров ряда рентгеновских двойных систем с нейтронными звёздами и чёрными дырами и выделены критерии, по которым нейтронную звезду можно отличить от чёрной дыры (см. также работу [194]).

Рентгеновские новые формируются из массивных ТДС с очень большим начальным отношением масс, когда массивная звезда с  $M_1 \approx (10 - 50)M_\odot$  (предшественник релятивистского объекта) соседствует с маломассивной звездой позднего спектрального класса с массой  $M_2 = (0,5 - 1)M_\odot$ . Далее следует обмен масс на стадии с общей оболочкой, взрыв сформировавшейся звезды WR как сверхновой, образование релятивистского объекта и сокращение размеров орбиты системы за счёт общей оболочки, торможения магнитным звёздным ветром и излучением гравитационных волн системой [195]. Другой механизм — это модель тройной системы (см. обзор в книге [5]). В процессе эволюции массивной ТДС образуется объект Торна – Житков. Этот объект имеет боль-

шой радиус, порядка радиуса красного сверхгиганта. Если рядом с первоначальной массивной ТДС находилась третья звезда-спутник с массой менее  $M_{\odot}$  (на расстоянии нескольких астрономических единиц), то она могла оказаться захваченной оболочкой объекта Торна–Житков и по спирали приблизиться к его центру — аккрецирующему релятивистскому объекту. В итоге оболочка рассеивается, а третья маломассивная звезда уменьшает свой орбитальный период до значения  $\lesssim 1$  сут. Так может образоваться маломассивная рентгеновская двойная система, состоящая из оптической звезды массой  $\lesssim M_{\odot}$  и релятивистского объекта. Поскольку количество тройных систем среди ТДС достаточно велико (см. выше), вероятность такого сценария не мала.

*Яркие рентгеновские двойные системы галактического балджа.* Известно несколько десятков таких систем [5, 134] с относительно короткими орбитальными периодами ( $P \leq 1-10$  сут) и эксцентриситетом орбит  $e = 0$ . Рентгеновская светимость в среднем является квазистационарной ( $L_X \approx 10^{36}-10^{38}$  эрг  $s^{-1}$ ), но изменяется со временем нерегулярным образом; амплитуда такой переменности может достигать двух порядков величины. Оптические компоненты-доноры являются маломассивными ГМ-звёздами ( $M \leq 1,5M_{\odot}$ ), заполняющими свои полости Роша. Релятивистские объекты — нейтронные звёзды со слабым магнитным полем. Для многих рентгеновских двойных этого типа открыты квазипериодические осцилляции (quasi-periodic oscillation — QPO) рентгеновского излучения, например, для системы ScoX-1 частота QPO  $\nu_c = 5,9-6,4$  Гц, для CygX-2  $\nu_c = 5,2-6$  Гц, для 4U1758-25  $\nu_c = 20-24$  Гц. Наблюдаются также высокочастотные QPO с частотой осцилляций до 1 кГц. (Подробнее о системах этого типа см. [5].)

*Рентгеновские барстеры.* Рентгеновские барстеры в основном распределены в Галактическом балдже и шаровых скоплениях. В каталоге [134] приведены данные о нескольких десятках таких объектов — маломассивных рентгеновских двойных системах. Длительность рентгеновских вспышек 1–40 с. Рентгеновская светимость в максимуме достигает  $\sim 10^{37}$  эрг  $s^{-1}$ . Оптические компаньоны — маломассивные звёзды поздних спектральных классов, заполняющие свои полости Роша. Различают два типа рентгеновских барстеров. В рентгеновских барстерах 1-го типа рентгеновская вспышка вызывается термоядерным взрывом накопленного при аккреции вещества на поверхности слабо намагниченной нейтронной звезды. В рентгеновских барстерах 2-го типа рентгеновская вспышка — результат проявления накопительной неустойчивости в аккреционном диске (подробнее см. [5]).

*Катаклизмические двойные системы.* Феномен катаклизмической двойной (переход от спокойного состояния к продолжительной вспышке оптического излучения) связан с нестабильной аккрецией вещества из диска на центральный белый карлик. Это широко распространённый и хорошо изученный тип взаимодействующих ТДС [134, 195, 196]. Катаклизмические двойные системы состоят из маломассивной ГМ-звезды (классов светимости III–V), заполняющей свою полость Роша, и аккрецирующего белого карлика. Известны несколько сотен таких систем. Орбитальные периоды в большинстве случаев невелики,  $P < 1$  сут (в зависимости от класса светимости звезды-донора), эксцентриситет орбит  $e = 0$ . Катаклизмические двойные системы могут быть разделены на

три больших класса в зависимости от величины магнитного поля  $H$  белого карлика.

1. При  $H < 10^5$  Гс вокруг белого карлика формируется аккреционный диск, имеющий пограничный слой на экваториальной поверхности белого карлика. Аккреция вещества из диска на белый карлик осуществляется в пограничном слое.

2. При  $H \approx 10^5-10^6$  Гс аккреционный диск во внутренних частях разрушается магнитным полем вращающегося белого карлика — его магнитосферой. Причём внешние части аккреционного диска сохраняются, а аккреция вещества из диска осуществляется вдоль силовых линий магнитного поля на магнитные полюсы белого карлика. В этом случае наблюдается феномен промежуточного поляра: например, хорошо известная система DQHer, в которой зарегистрированы регулярные пульсации оптического и рентгеновского излучения, обусловленные вращением белого карлика.

3. При  $H = 10^7-10^8$  Гс радиус магнитосферы белого карлика превышает радиус орбиты двойной системы. Аккреционный диск вокруг белого карлика не формируется. Перенос массы от "нормальной" ГМ-звезды и аккреция вещества осуществляются непосредственно вдоль силовых линий магнитосферы белого карлика на его магнитные полюсы. Наблюдается феномен поляра. Оптическая и рентгеновская светимость поляра обычно модулированы орбитальным периодом двойной системы; наблюдается сильная переменная круговая и линейная поляризация излучения, модулированная орбитальным периодом (осевое вращение белого карлика в таких системах синхронно его орбитальному обращению). Обзор данных по полярам и промежуточным полярам приведён в работе [197].

В последнее время открыты системы, у которых магнитное поле карлика достигает  $10^8-10^9$  Гс, при этом белый карлик при обмене масс раскрутился до очень короткого периода вращения, 30–118 с, вследствие чего аккреция на белый карлик в настоящее время отсутствует (системы AEAquarii и ARSco (см. [58, 59, 198–201])). В этих системах белый карлик наблюдается в режиме эжкетирующего пульсара.

В зависимости от амплитуды оптических вспышек, катаклизмические двойные подразделяются на три типа: новые (орбитальные периоды  $P \approx 0,05-250$  сут, амплитуда вспышки  $\Delta V > 11^m$ ), повторные новые ( $\Delta V \approx 7^m-11^m$ , интервал между вспышками  $\Delta t \approx 20-80$  лет) и карликовые новые ( $\Delta V \approx 2^m-6^m$ ,  $\Delta t \approx 10-100$  сут). Вспышки новых и, по-видимому, повторных новых связаны с термоядерным горением накопленного при аккреции вещества на поверхности белого карлика. Вспышки карликовых новых связаны с выделением гравитационной энергии при усиленной аккреции вещества из неустойчивого аккреционного диска на белый карлик.

В каталоге [134] суммированы также сведения о предкатаклизмических двойных системах, состоящих из белого карлика и "нормальной" красной карликовой звезды, ещё не успевшей заполнить свою полость Роша. В этом каталоге представлены также сведения о двойных белых карликах (орбитальные периоды  $P \approx 0,02-0,05$  сут). Список из 59 разделённых ТДС с белыми карликами и известными орбитальными периодами ( $P \approx 0,0272-30,09$  сут), а также известными суммарными массами компонентов приведён в работе [202], там же описаны возможные эволюционные сценарии для таких систем.

Обзор по взаимодействующим двойным белым карликам — звёздам типа AMCVn — приведён в работе [203]. Известно 25 двойных систем, которые классифицируются как системы типа AMCVn или как кандидаты в системы этого типа. Орбитальные периоды этих систем очень короткие — могут достигать  $\sim 3$  мин. Поэтому такие системы могут быть интенсивными источниками излучения гравитационных волн. Звёзды типа AMCVn могут являться также предшественниками сверхновых типа Ia (подробнее см. работы [204, 205]).

Каталог 1602 предкатаклизмических двойных систем, находящихся на стадии эволюции после стадии с общей оболочкой (по данным Слоуновского цифрового небесного обзора (Sloan Digital Survey, SDSS)), а также результаты статистического анализа систем данного типа представлены в работе [206]. Сводка данных по 118 горячим субкарликам в паре со спутниками — белыми карликами или звёздами главной последовательности — приведена в работе [202]. Орбитальные периоды таких систем лежат в пределах 0,073–127 сут.

*Красные новые высокой светимости.* В последние годы открыт новый класс катаклизмических двойных систем — красные новые высокой светимости (Luminous Red Novae — LRN), связанный с образованием общих оболочек в маломассивных поздних ТДС [11, 207–210]. Красные новые отличаются от обычных новых тем, что в их спектрах не наблюдаются линии элементов, сопровождающих термоядерные процессы на поверхностях белых карликов, а также массой сброшенных оболочек. Предполагается, что сброс общей оболочки, обусловленный передачей орбитального углового момента звёзд оболочке, проявляет себя как вспышка пекулярной новой звезды — красной новой высокой светимости.

В максимуме блеска абсолютная звёздная величина красных новых весьма велика:  $M \leq -10^m$ . При отсутствии следов термоядерных процессов в спектре у красных новых наблюдается характерное плато на кривой блеска длительностью 20–30 сут при продолжительности вспышки порядка 2–3 мес. Полная энергия взрыва весьма велика,  $E \simeq 10^{48}$  эрг. Примеры красных новых: V838Mon, V1309Sco, M31LRN2015. В работе [211] показано, что предшественником красной новой V1309Sco являлась контактная двойная система с орбитальным периодом  $\sim 1,7$  сут, что служит убедительным свидетельством в пользу того, что слияние двух компонентов и сброс общей оболочки являются причиной возникновения вспышки красной новой высокой светимости. Это заключение подтверждается также тем фактом, что частота вспышек красных новых составляет один раз в 20–40 лет на галактику типа нашей Галактики или галактики M31, что согласуется с теоретическими оценками частоты формирования общих оболочек радиусом  $(6–10)R_\odot$  [4]. В работе [210] с помощью системы роботов-телескопов МАСТЕР (Мобильная Астрономическая Система Телескопов-Роботов) открыта красная новая LNR2015 в галактике M31, получены детальные кривые блеска, построена гидродинамическая модель вспышки и изучена эволюция этой красной новой. Показано, что многоцветные кривые блеска этой красной новой согласуются с начальным радиусом общей оболочки  $10R_\odot$ , массой сливающихся звёзд  $3M_\odot$  и энергией взрыва  $3 \times 10^{48}$  эрг. Делается вывод о том, что новые звёзды можно разделить на два класса: классические новые с термоядерными процессами на поверхности аккрецирующего белого

карлика и более редкие объекты — красные новые, связанные с потерей массы в виде общих оболочек.

*Симбиотические двойные системы.* В каталоге [134] приведены данные о нескольких десятках наиболее хорошо изученных симбиотических двойных систем с известными орбитальными периодами. Эти системы состоят из красного гиганта (спектральный класс G–M) и белого карлика или горячего субкарлика (радиусом  $(0,01–1)R_\odot$  и температурой  $(150000–30000)$  К), аккрецирующего медленный ( $v \approx 10–30$  км с<sup>–1</sup>) радиальный звёздный ветер красного гиганта. В некоторых случаях вторая звезда — аккректор — является звездой главной последовательности или даже нейтронной звездой. Орбитальные периоды велики — от 70 сут до нескольких десятков лет. Эксцентриситеты орбит  $e = 0–0,3$ . Иногда красный гигант является переменной звездой типа Миры. В зависимости от амплитуды оптических вспышек, симбиотические двойные могут быть разделены на три группы: 1) классические симбиотические двойные с амплитудой вспышек  $\Delta V \approx 2^m–3^m$  (CICyg, ZAnd и др.), 2) повторные новые с амплитудой вспышек  $\Delta V \approx 5^m–7^m$  (TCrB, RSoph), 3) симбиотические новые с амплитудой вспышек  $\Delta V \approx 6^m–10^m$  (AGPeg, HMSge, RRTel). Иногда симбиотические новые называются медленными новыми; вспышки от них наблюдались лишь один раз. Происхождение вспышек в большинстве случаев вызвано термоядерным горением водородной плазмы, накопленной на поверхности белого карлика в результате аккреции вещества из медленного ветра красного гиганта. Длительность таких вспышек достигает нескольких десятков лет. Более короткие вспышки ( $\Delta t < 1–3$  года) обусловлены выделением гравитационной энергии при нестационарной аккреции. У некоторых симбиотических двойных звёздных систем обнаружены коллимированные джеты со скоростями  $\sim 10^2$  км с<sup>–1</sup>, которые наблюдаются во время оптических вспышек и радиовспышек.

К симбиотическим звёздам по эволюционному статусу тесно примыкает класс поздних ТДС, называемых бариевыми системами, а также системами, содержащими S-звёзды. Согласно современным представлениям это долгопериодические двойные системы, в которых первоначально более массивный компонент сильно эволюционировал, превратился в белый карлик и передал часть вещества оболочки, обогащённой продуктами термоядерного синтеза, спутнику, который в настоящее время эволюционировал до стадии красного гиганта спектрального класса KM [4], чем объясняется аномальный химический состав красного гиганта, в частности избыток бария. Эти системы позволяют детально изучать процессы нуклеосинтеза и потери массы в сильно эволюционировавших звёздах. В частности, в S-звёздах наблюдается избыток химических элементов, сформированных в S-процессах термоядерного синтеза в недрах звёзд.

*"Ультрамягкие" рентгеновские двойные системы.* Известно около десяти таких систем, большинство из которых открыто в Большом Магеллановом Облаке. Эти системы состоят из маломассивной звезды, заполняющей свою полость Роша, и аккрецирующего белого карлика. Орбитальные периоды  $\sim 1$  сут. Главная особенность таких систем — большая квазистационарная рентгеновская светимость,  $\sim 10^{37}–10^{38}$  эрг с<sup>–1</sup>, в сочетании с очень мягким рентгеновским спектром:  $k_B T \approx 20–50$  эВ. Эта светимость обусловлена стационарным термоядерным горением аккрецируемого из диска вещества на по-

верхности белого карлика. При этом рентгеновская светимость аккрецирующего белого карлика близка к эдингтоновскому пределу. Для стабильного режима термоядерного горения требуется темп аккреции в узком диапазоне,  $\dot{M} \approx (1-4) \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  [4]. Поскольку вспышки и сброс вещества отсутствуют, предполагается, что белые карлики в таких системах могут увеличивать свою массу в процессе аккреции до чандрасекаровского предела и коллапсировать в нейтронную звезду (ОНе-карлики), производя вспышку сверхновой типа Ia. Типичный пример такой системы — CAL83/4U0543-682. (Подробнее см. работы [5, 134].)

**7.5.3. Голубые переменные высокой светимости.** Некоторые из голубых переменных высокой светимости (Luminous Blue Variable — LBV) являются одними из самых мощных по стационарному оптическому излучению звёздных объектов во Вселенной. LBV характеризуются сильной фотометрической переменностью (амплитудой до нескольких звёздных величин) на характерных временах от нескольких месяцев до нескольких сотен лет. Некоторые из LBV-объектов окружены небольшими туманностями, сформированными материей, выброшенной из звезды, причём имеются указания на обогащение выброшенного вещества продуктами термоядерного нуклеосинтеза. Соответствующий темп потери массы может достигать  $10^{-2} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ . Списки известных LBV приведены в работах [134, 212–214].

Существуют три точки зрения на природу LBV-объектов: одиночная очень массивная звезда ( $M > 100 M_{\odot}$ ) с проявлениями нестационарности; массивная ТДС на стадии эволюции с общей оболочкой после стадии рентгеновской двойной системы; объект Торна–Житков [80], представляющий собой одиночную массивную звезду с релятивистским объектом в центре. Обнаружение космическим телескопом "Хаббл" коллимированных джетов от LBV-объекта  $\eta \text{Car}$ , а также открытие периодических рентгеновских затмений у этого объекта с периодом 5,54 лет свидетельствуют в пользу модели LBV-объектов как тесных двойных систем. Открытие звезды WR в рентгеновской двойной системе CygX-3 с очень коротким орбитальным периодом ( $\sim 4,8$  ч) [170] позволяет предполагать существование значительного числа объектов Торна–Житков в Галактике [171]. Поиск таких объектов недавно привёл к обнаружению реального кандидата в объекты Торна–Житков [172], красного сверхгиганта, показывающего резкие аномалии химического состава.

**7.5.4. Радиопульсары в двойных системах.** К настоящему времени известно около 200 радиопульсаров в ТДС; параметры наиболее изученных систем приведены в работах [5, 134].

Орбитальные периоды лежат в пределах  $P \approx 0,07-1300$  сут; эксцентриситеты орбит  $e = 0-0,97$ ; компаньоны — нейтронные звёзды, белые карлики, В- и Ве-звёзды, планеты. Периоды осевого вращения пульсаров 0,0016–1 с. Большинство короткопериодических, миллисекундных, пульсаров являются компаньонами двойных систем, представляя собой подкрученные (recycled) пульсары, частично аккумулирующие орбитальный угловой момент ТДС во время вторичного обмена масс [215]. Существуют также радиопульсары в двойных системах (например, PSR1057+20), в которых имеет место испа-

рение спутника — белого карлика, нагреваемого релятивистским корпускулярным ветром пульсара. Открытие двух пульсаров в двойной системе J0737-3039AB [216], подтвердившее предсказание о подкрученных пульсарах [215], позволяет осуществить многостороннюю проверку ОТО.

Согласно теории эволюции (см., например, [16, 195]) пульсары в двойных системах с эллиптическими орбитами и относительно массивными компаньонами (нейтронными звёздами, массивными белыми карликами, Ве-звёздами) сформировались в результате взрыва сверхновой. Пульсары с круговыми орбитами и сравнительно маломассивными спутниками (белые карлики малой массы), вероятно, образовались в результате коллапса белого карлика, нарастившего свою массу до чандрасекаровского предела при перетекании массы со спутника — невырожденной маломассивной звезды — и последующей аккреции. Сильное возрастание орбитального периода такой системы обусловлено перетеканием вещества в ядерной шкале времени эволюции от менее массивной нормальной звезды на более массивный белый карлик.

К настоящему времени измерены массы более 60 нейтронных звёзд в двойных системах. Среднее значение массы 20 нейтронных звёзд в 10 двойных системах, состоящих из двух нейтронных звёзд,  $M_{\text{NS}} = (1,32 \pm 0,1) M_{\odot}$ , причём разброс значений масс в  $0,1 M_{\odot}$  вызван не ошибками их определения (в двойных радиопульсарах со спутниками — нейтронными звёздами — массы нейтронных звёзд очень точно измеряются по релятивистским эффектам), а отражает реальный физический разброс масс нейтронных звёзд.

Известно, что периоды осевого вращения пульсаров в двойных системах уменьшаются из-за того, что аккрецируемое вещество приносит большой угловой момент [217]. Чтобы "раскрутить" нейтронную звезду до стадии миллисекундного пульсара, достаточно аккрецировать  $\sim 0,2 M_{\odot}$  вещества в двойной системе. Наблюдения подтверждают это предсказание: для 19 миллисекундных пульсаров с периодами осевого вращения  $P_{\text{spin}} < 20$  мс средняя масса составляет  $1,548 M_{\odot}$ , а для 40 обычных пульсаров с  $P_{\text{spin}} > 20$  мс она равна  $1,423 M_{\odot}$ . Налицо разница в средних массах: массы миллисекундных пульсаров в среднем на  $0,13 M_{\odot}$  больше масс обычных пульсаров, что подтверждает выводы теории [217]. Данные по массам радиопульсаров и рентгеновских пульсаров суммированы в книге [5].

Для уточнения уравнения состояния нейтронного вещества важно иметь сведения о максимальной наблюдаемой массе нейтронной звезды. Известен ряд двойных систем, в которых масса нейтронной звезды превосходит  $1,8 M_{\odot}$ , — это радиопульсары в двойных системах с белыми карликами: J0348+0432 ( $M_p = (2,01 \pm 0,04) M_{\odot}$ ,  $P_{\text{spin}} = 39,123$  мс); J1614-2230 ( $M_p = (1,97 \pm 0,04) M_{\odot}$ ,  $P_{\text{spin}} = 7,95$  мс); B1516+02B ( $M_p = (2,08 \pm 0,19) M_{\odot}$ ,  $P_{\text{spin}} = 3,15$  мс); J1748-2021J ( $M_p = (1,88^{+0,02}_{-0,08}) M_{\odot}$ ,  $P_{\text{spin}} = 80,34$  мс); J1748-24461 ( $M_p = (1,91^{+0,02}_{-0,01}) M_{\odot}$ ,  $P_{\text{spin}} = 9,57$  мс). Таким образом, наблюдательные данные по пяти двойным системам, в которых точные оценки масс нейтронных звёзд составляют около  $\sim 2 M_{\odot}$ , позволяют уверенно отвергнуть так называемое мягкое уравнение состояния нейтронного вещества, согласно которому максимальная масса нейтронной звезды  $\sim 1,5 M_{\odot}$  (подробнее см. в книге [5]).

## 8. Успехи наблюдений и теории. Задачи дальнейших исследований

Проведённый нами анализ развития современных представлений о физике и эволюции двойных звёзд позволяет представить основные этапы и успехи на этом пути и наметить ряд проблем, решение которых со временем будет способствовать углублению нашего понимания физики процессов, сопровождающих эволюцию этих систем. Итоги многосторонней и плодотворной работы большого многонационального коллектива астрофизиков позволяют надеяться на успешное продолжение работы и решение текущих проблем физики и эволюции двойных звёзд. Успехи в углублении наших представлений о физике и эволюции звёзд были обеспечены развитием современного астрофизического инструментария: повышением его чувствительности, расширением спектрального диапазона электромагнитного излучения, регистрацией излучения гравитационных волн и расширением физического наполнения современных моделей, представляющих структуру и эволюцию звёзд и основных явлений, её сопровождающих.

К очевидным успехам на пути понимания физики и эволюции двойных звёзд можно отнести следующие моменты.

I. Анализ наблюдаемых свойств двойных звёзд, включающий в себя тщательный учёт эффектов наблюдательной селекции, позволил найти распределение молодых двойных звёзд по массам первичных компонентов, разделению компонентов и отношению масс компонентов (см. уравнение (4)). Эта функция сейчас является фундаментом построения современных сценарных моделей, описывающих эволюцию семейства двойных звёзд и позволяющих оценить число таких звёзд разных типов и частот событий, сопровождающих эволюцию двойных звёзд в Галактике и Вселенной.

II. Построение современных сценариев и сценарных программ (машин сценариев), представляющих модели эволюции двойных звёзд. Эти сценарии опираются на весь комплекс наблюдательных данных о физике звёзд на разных стадиях их эволюции и на результаты обширного численного моделирования эволюции компонентов начиная с их формирования в ходе аккреционного процесса до взрыва массивных звёзд как сверхновых и до образования планетарных туманностей разных типов по окончании эволюции звёзд умеренных масс. Современная астрофизика показала, что массивные сверхновые типов SNII, SNIb и SNIc являются ведущим фактором, контролирующим скорость звездообразования в дисковых S-галактиках и их эволюцию.

III. Построение современной теории физики сверхновых разных типов. Сверхновые второго типа были отождествлены с коллапсом ядер массивных красных сверхгигантов, вызывающим сброс богатой водородом протяжённой оболочки сверхгиганта с большой скоростью. Итогом таких взрывов является образование плотных конечных остатков: нейтронных звёзд и звёздных чёрных дыр. Сами массивные сверхновые являются ведущим фактором эволюции газового диска галактик. Взрывы сверхновых типов Ib,c отмечают окончание эволюции массивных звёзд с компактными гелиевыми оболочками, водородные оболочки которых были потеряны либо в ходе эволюции этих звёзд в составе ТДС, либо за счёт интенсивного звёздного ветра. Взрывы

сверхновых первого типа (SNIa) обусловлены термоядерными взрывами вырожденных карликов в целом ряде остающихся возможных сценариев. Эти сверхновые являются сейчас важным инструментом современной космологии. Сегодня выясняется, что эти сверхновые поддерживают галактический ветер E-галактик, исключая таким образом звездообразование в них.

IV. Достижения современной астрофизики, которые стоит отметить особо, в развитии наших представлений о роли излучения гравитационных волн в эволюции целого ряда ТДС с компактными компонентами. Результаты исследования слияния вырожденных карликов приводят, в частности, к объяснению физики сверхновых первого типа. Исследования слияний нейтронных звёзд и компонентов двойных чёрных дыр в эксперименте LIGO позволяют поставить на твёрдую основу физику гамма-барстеров, гамма-астрономию.

V. Построение современных моделей эволюции галактик различных классов на основе современных представлений о физике и эволюции звёзд. На этом пути сделаны первые шаги, позволяющие надеяться на создание со временем единой модели эволюции звёзд и галактик, которая даст возможность связать свойства звёздного состава со свойствами галактик различных типов.

Перечислим также наиболее актуальные проблемы, решение которых будет способствовать нашему продвижению по пути углубления понимания эволюции звёзд. Стоит отметить, что прогресс не только решает текущие проблемы в любой области деятельности человека, но и ставит новые задачи, обычно вытекающие из достигнутых успехов. Осознание сути новых проблем — надёжный ориентир и двигатель прогресса в любом деле.

1. Изучение условий формирования функции, описывающей распределение молодых двойных звёзд по массам и разделению компонентов (см. уравнение (4)). Особого внимания достойна начальная функция масс:  $dN/dM \sim M^{-2}$ , представляющая собой, как сейчас становится ясно, начальную функцию масс не только звёзд, но и звёздных скоплений, галактик и их скоплений.

2. Построение современной теории звёздного ветра для звёзд различных типов. Для ОВ-звёзд и звёзд типа Вольфа–Райе необходимо выяснить причины сильной зависимости от обилия металлов. А для красных и инфракрасных сверхгигантов необходимо изучить вклад радиативного давления и ударных волн, генерируемых в конвективных оболочках, в формировании их ветра.

3. Решение актуальной задачи построения эволюционно обусловленных моделей сверхновых первого типа (SNIa). Необходимо изучить степень стандартности этих сверхновых и возможные вековые эффекты, влияющие на их яркость. Предстоит исследовать роль химического состава, вращения и массы взрывающегося карлика в наблюдаемых проявлениях взрыва с целью приложения к современной космологии.

4. Проведение анализа сценариев, проиллюстрированных на рис. 1–4. Этот анализ приводит к выводу о том, что эволюция компонентов тесных двойных звёзд за хаббловское время ( $\sim 10^{10}$  лет) заканчивается возникновением двойных систем со следующими компонентами: звёздами главной последовательности малых ( $< M_{\odot}$ ) масс, гелиевыми невырожденными звёздами с массами  $0,4M_{\odot} - 100M_{\odot}$ , гелиевыми вырожденными карликами с массами  $0,1M_{\odot} - 0,5M_{\odot}$ , углеродно-кислородными вырожденными карликами с массами  $0,6M_{\odot} - 1,1M_{\odot}$ , кис-

лородно-неоновыми карликами с массами  $1,1M_{\odot} - 1,4M_{\odot}$ , нейтронными звёздами с массами  $\sim 1,4M_{\odot}$  и звёздными чёрными дырами с массами  $3M_{\odot} - 50M_{\odot}$ . Излучение гравитационных волн и магнитный звёздный ветер для звёзд главной последовательности с массами  $0,3M_{\odot} - M_{\odot}$  сократят расстояние между наиболее близкими из указанных компонентов, превратив соответствующие разделённые системы в полурасделённые. В итоге возможно образование 21 класса полурасделённых систем. И если отдельные классы систем такого рода сегодня широко обсуждаются; а именно: двойные вырожденные углеродно-кислородные карлики и SNIa, катализмические двойные системы, рентгеновские двойные, NS+NS, BH+BH — то остальные классы возможных тесных систем пока являются недостаточно популярными и изученными, хотя некоторые из них могут оказаться достаточно продуктивными и интересными. Например, слияние гелиевого карлика с углеродно-кислородным может привести к образованию гелиевых гигантов типа R Северной Короны. Полное исследование ТДС 21 типа представляется актуальной задачей для расширения наших представлений о самых поздних стадиях эволюции этих звёзд.

5. Исследование эволюции тесных двойных звёзд на стадии с общей оболочкой, которое остаётся важной задачей. Несмотря на "эффективность" простого подхода, основывающегося на энергетических характеристиках (см. уравнение (1)), картина потери общей оболочки пока неясна и детальная модель трансформации энергии двойного ядра в энергию расширяющейся оболочки неизвестна. Необходимо также самое тщательное изучение наблюдаемых свойств расширяющихся оболочек планетарных туманностей и родственных объектов с целью поиска участия и роли двойных ядер в их образовании.

6. Изучение физики кика — приращения пространственной скорости, получаемого молодой нейтронной звездой или чёрной дырой при их образовании в ходе взрыва сверхновой. Как представляется, выяснение роли импульса нейтрино в приращении пространственной скорости продуктов взрыва сверхновой и исследование асимметрии, вносимой магнитным полем в исходный потенциал предсверхновой, могут послужить возможными направлениями начального поиска. Не исключено, что свой вклад в ускорение остатка могут внести неполное сгорание ядерного топлива в ходе взрыва, турбулизация продуктов ядерного горения и несимметрия выброса оболочки, вызванная крупномасштабной турбулизацией.

7. Исследование взаимодействия сверхмассивных чёрных дыр с тесными двойными звёздами, которое является особой разновидностью многочисленных механизмов ускорения звёзд различных типов. В итоге распада тесной двойной в ходе такого взаимодействия, как показало численное моделирование, возможно появление звёзд главной последовательности, нейтронных звёзд и чёрных дыр звёздных масс, движущихся со скоростью  $v = v_0(M_{\text{BH}}/m)^{1/3}$ , где  $m$  и  $v$  — масса и скорость ускоренной звезды,  $M_{\text{BH}}$  — масса сверхмассивной чёрной дыры,  $v_0$  — орбитальная скорость звезды. Ясно, что при  $M_{\text{BH}} \sim 10^9 M_{\odot}$  даже звёзды главной последовательности приобретут скорости, сопоставимые с релятивистскими скоростями. Сейчас стоит изучить как сам процесс такого ускорения, так и возможные наблюдаемые проявления для звёзд с такими высокими пространственными скоростями. Интересна, например, задача о взаимодей-

ствии оболочки ускоренной до релятивистской скорости планетарной туманности с галактическим и межгалактическим газом.

Мы также привели основные наблюдательные характеристики ТДС разных типов в связи с современными представлениями о их эволюции, включая новейшие данные, связанные с открытием гравитационных волн от слияния чёрных дыр и нейтронных звёзд в тесных парах релятивистских объектов. Из изложенного можно сделать важный вывод о том, что наблюдаемые характеристики ТДС в основном хорошо согласуются с предсказаниями теории эволюции ТДС с обменом масс. Это согласие становится особенно впечатляющим, если учесть, что после открытия рентгеновских двойных систем и, в особенности, гравитационно-волновых двойных систем удалось проследить эволюцию ТДС в широчайшем диапазоне эволюционных стадий звёзд и релятивистских объектов — от молодых звёзд, ещё не достигших главной последовательности, до компонентов ТДС на самых поздних стадиях эволюции, когда формируются конечные продукты звёздной эволюции — белые карлики, нейтронные звёзды, чёрные дыры — и в тесных парах нейтронных звёзд и чёрных дыр происходит слияние релятивистских объектов, сопровождаемое мощными всплесками излучения гравитационных волн, которые успешно регистрируются современными лазерными гравитационно-волновыми обсерваториями LIGO и Virgo. И на всём этом огромном эволюционном диапазоне теория позволяет, в целом, неплохо объяснять основные наблюдательные характеристики ТДС, а её предсказания хорошо согласуются с наблюдениями.

Имеется ряд новых наблюдательных фактов, которые стимулируют дальнейшее развитие теории эволюции ТДС. Например, эффект столкновения звёздных ветров в массивных ТДС может обуславливать значительную неконсервативность обмена масс. Влияние эффектов быстрого осевого вращения звёзд в очень тесных массивных двойных системах может вызывать эволюцию звёзд с перемешиванием вещества в звезде посредством меридиональной циркуляции, что может привести к реализации сценария типа М-эволюции ТДС (см. раздел 7.5.1).

Следует отметить также необычное, почти плоское распределение звёздных чёрных дыр по массам в рентгеновских двойных системах: число известных чёрных дыр в двойных системах не возрастает с уменьшением их масс (к настоящему времени число звёздных чёрных дыр с известными массами в рентгеновских двойных приближается к 30, так что статистика достаточно представительна). И это несмотря на то, что число возникающих массивных звёзд в Галактике очень сильно (как  $M^{-2}$ ) возрастает с уменьшением массы звезды. Более того, по видимому, намечается провал в распределении масс релятивистских объектов в интервале  $(2-4)M_{\odot}$ . В этом интервале масс в двойных системах пока не открыто ни нейтронных звёзд, ни чёрных дыр. Можно показать [218, 219], что этот факт не связан с эффектами наблюдательной селекции. Скорее всего, масса релятивистского объекта определяется не только массой родительской звезды, но и другими факторами: потерей массы звездой в виде ветра, вращением "ядра" звезды, его магнитным полем, различными неустойчивостями, возникающими при коллапсе, и т.п. Все эти факторы и наблюдательные данные должны учитываться теорией (см. в связи с этим обзор в книге [5]).

К настоящему времени накоплены сведения о массах около 100 релятивистских объектов в рентгеновских двойных системах и двойных системах с радиопулсарами (примерно 30 чёрных дыр и более 60 нейтронных звёзд). Стало ясно, что нейтронные звёзды и чёрные дыры различаются не только по массам, но и по наблюдательным проявлениям, в полном согласии с предсказанием ОТО об отсутствии у чёрных дыр наблюдательных поверхностей. А именно, во всех случаях, когда релятивистский объект проявляет явные признаки наблюдаемой поверхности (феномены рентгеновского, радиопулсара или рентгеновского барстера 1-го типа), его масса не превышает  $3M_{\odot}$  — абсолютного верхнего предела массы нейтронной звезды, предсказываемого ОТО.

В то же время ни один из 30 массивных ( $M > 3M_{\odot}$ ) компактных объектов (кандидатов в чёрные дыры) не показывает признаков наблюдаемой поверхности — не является ни рентгеновским пульсаром, ни радиопулсаром, ни рентгеновским барстером 1-го типа, также в полном согласии с предсказанием ОТО о наличии у чёрных дыр горизонтов событий. Эти надёжные результаты могут служить косвенным указанием на отсутствие у известных чёрных дыр наблюдаемых поверхностей и наличие у них горизонтов событий. К сожалению, эти результаты нельзя считать доказательством существования горизонтов событий у 30 кандидатов в чёрные дыры в рентгеновских двойных системах, поскольку некоторые нейтронные звёзды также могут не проявлять признаков наблюдаемых поверхностей. Например, если ось вращения нейтронной звезды совпадает с осью её магнитного диполя, то феномен рентгеновского пульсара при аккреции не будет наблюдаться, и тогда массивную нейтронную звезду можно принять за чёрную дыру. Кроме того, очевидно, что нельзя окончательно судить о природе объекта по отсутствию у него некоторых признаков. Для окончательного доказательства существования горизонта событий у чёрной дыры необходимо наблюдать эффекты, специфичные для чёрных дыр. Как отмечено в работе [177], замечательное открытие всплесков гравитационных волн от слияния чёрных дыр в двойных системах открывает принципиальную возможность окончательного доказательства существования горизонта событий у чёрных дыр посредством наблюдения квазинормальных мод колебаний вновь образовавшейся более массивной чёрной дыры на стадии затухающего звона в гравитационно-волновом сигнале. Дальнейшие гравитационно-волновые исследования в этом направлении захватывают интересны.

В последние годы стала проявляться природа ультраярких рентгеновских источников (Ultra-Luminous X-ray (ULX) sources) в других галактиках. Оказалось, что по крайней мере некоторые из таких источников являются рентгеновскими пульсарами, а также не очень массивными чёрными дырами ( $M < 15M_{\odot}$ ), которые находятся в стадии сильно сверхкритической аккреции. Исследование ULX ставит новые задачи перед теорией эволюции ТДС с обменом масс. Следует также отметить новые результаты по трёхмерному газодинамическому и магнитогазодинамическому исследованию обмена масс в ТДС [141, 142]. Эти исследования очень перспективны. Например, в работе [220] изучена эволюция ТДС в динамической шкале времени. Показано, что в начале динамического обмена масс расстояние между компонентами изменяется не монотонно, а в колебательном режиме,

хотя в среднем уменьшается со временем. При этом значительная часть орбитального углового момента системы (до 20 %) аккумулируется в осевом вращении компонентов, а колебательный режим изменения расстояния между ними связан с перекачкой углового момента вращения компонентов в орбиту и обратно за счёт приливного взаимодействия. В случае переноса масс в ТДС не в динамической, а тепловой и ядерной шкале времени эволюции плотность газовых потоков много меньше, но характерные времена обмена масс много больше. Поэтому трёхмерный газодинамический анализ эволюционного изменения расстояния между компонентами ТДС даже в случае обмена масс в тепловой и ядерной шкале времени эволюции ТДС представляется весьма актуальным.

Среди многих стадий эволюции ТДС выделяется стадия с общей оболочкой, имеющая особое значение при образовании компактных пар чёрных дыр и нейтронных звёзд, сливающихся за счёт излучения гравитационных волн за время, меньшее возраста Вселенной [29]. Детальное изучение стадии эволюции ТДС с общей оболочкой пока не завершено [101, 221].

В последнее время появились работы (см., например, [222]), в которых дискутируется обоснованность применения закона Скуманича [126], описывающего вращение одиночных звёзд в скоплениях разного возраста, к моделированию эволюции ТДС. В частности, приводятся аргументы в пользу того, что реальное торможение магнитным звёздным ветром в компактных двойных системах может быть значительно слабее, чем это следует из закона Скуманича. Этот вопрос требует специального теоретического изучения.

Благодаря наблюдениям со спутника "Кеплер" открыто несколько тысяч экзопланет вокруг многих звёзд Галактики, в том числе экзопланеты в ряде затменных двойных систем. Проблема происхождения и устойчивости орбит таких экзопланет требует самого пристального внимания. Тем более что, поскольку в затменных двойных системах наклонение орбиты близко к  $90^\circ$ , весьма вероятно наблюдать затмения компонентов этих систем экзопланетами, что позволяет точно определить массы и радиусы таких экзопланет, а также исследовать химический состав их атмосфер.

В заключение приведём полученные при исследовании поздних ТДС научные результаты, которые имеют особую важность как для астрофизики, так и для фундаментальной физики.

1. Открыты радиопулсары в паре с массивными В- и Ве-звёздами, что доказало реальное существование спокойных ("спящих") массивных рентгеновских двойных систем, предсказанных теорией эволюции ТДС. Кроме того, наблюдательное доказательство существования массивных звёзд-спутников у радиопулсаров в двойных системах даёт эмпирические основания предполагать наличие радиопулсаров в паре с чёрными дырами. Открытие радиопулсара в ТДС с чёрной дырой позволило бы по движению пульсара (представляющего собой очень точные часы на орбите) экспериментально изучить метрику пространства-времени вблизи чёрной дыры.

2. Открыты два радиопулсара в системе J0737-3039AB, что подтвердило идею подкрученных пульсаров [215] и дало возможность многосторонней проверки ОТО в пределе сильного гравитационного поля (см. обзор [223]).

3. Открыты тесные двойные белые карлики. Это важно для эволюционной теории, предсказывающей слияние белых карликов под действием излучения гравитационных волн и формирование вспышек сверхновых типа Ia. В последнее время в двойной системе ARSco открыт сильно намагниченный ( $H \sim 10^8$  Гс) белый карлик, являющийся пульсаром [201]. Системой с пульсаром — белым карликом — является, по-видимому, также AEAquarii [198].

4. Открыта звезда WR в очень короткопериодической рентгеновской двойной системе CygX-3 ( $P \simeq 4,8$  ч). Это доказало реальное существование предсказанных теорий эволюции массивных ТДС систем  $WR_2 + C$ , содержащих WR-звезду "второго поколения" в паре с релятивистским объектом. Недавно были обнаружены ещё две системы такого типа: IC10X-1 и NGC300X-1 (подробнее см. в книге [5]).

5. Открыт объект SS433, что дало новый пример эволюции массивных ТДС на стадии вторичного обмена масс. В этом случае, как следует из наблюдений, общая оболочка не образуется, а вынос массы и углового момента из системы осуществляется посредством формирования вокруг релятивистского объекта сверхкритического аккреционного диска с последующим его "испарением" под действием мощного радиального звёздного ветра и коллимированных релятивистских джетов. Объект SS433 оказался первым примером нового класса объектов-микроквazarов (подробнее см. в книге [5]).

6. Получены новые результаты интерпретации затменных кривых блеска двойных WR + ОБ-систем, V444Cyg и BAT99-129 [5], показавшие, что "классические" звёзды WR 1-го типа населения Галактики имеют малые для своих масс ( $\sim (10-15)M_\odot$ ) радиусы,  $R_{\text{core}} < 4R_\odot$ , и высокие температуры гидростатических "ядер" WR ( $T_{\text{core}} > 45000$  К). Малый радиус и высокая температура "ядра" звезды WR в очень короткопериодической рентгеновской двойной системе CygX-3 [171] подтверждают эти результаты. Приведённые данные убедительно свидетельствуют о том, что "классические" звёзды WR представляют собой обнажённые гелиевые ядра первоначально массивных звёзд, потерявших основную часть водородной оболочки. Отсюда следует, что через несколько сотен тысяч лет звёзды WR должны взрываться как сверхновые типа Ib/c и формировать нейтронные звёзды или чёрные дыры. В системах V444Cyg и BAT99-129 звёзды WR образовались в результате потери массивными звёздами своих водородных оболочек вследствие обмена масс между компонентами.

В массивных короткопериодических системах типа системы WR20a (WN6ha + WN6ha,  $P = 3,675$  сут,  $e = 0$ ,  $M_1 = 83M_\odot$ ,  $M_2 = 82M_\odot$ ), в которых компоненты быстро вращаются, обогащение гелием внешних слоёв звёзд и появление феномена WR, по-видимому, обусловлены меридиональной циркуляцией вещества в теле звезды и выносом на поверхность продуктов термоядерного синтеза из центральных частей звезды.

Недавно опубликованы параметры расположенной в Большом Магеллановом Облаке системы Melnick34 [224], которая является долгопериодической ТДС ( $P \simeq 155$  сут), состоящей из двух очень массивных звёзд WR (WN5h + WN5h,  $M_1 = 139^{+21}_{-18}M_\odot$ ,  $M_2 = 127^{+17}_{-17}M_\odot$ ), движущихся по сильно эллиптическим орбитам ( $e = 0,68 \pm 0,02$ ). В этой системе из-за большой полуоси относительной орбиты (около 3 а.е.) обмен масс отсутствует и

звёзды WR сформировались в результате радиальной потери массы в виде звёздного ветра. Таким образом, накопление наблюдательных данных по массивным ТДС выявляет разные пути формирования звёзд WR.

7. Получены наблюдательные данные, свидетельствующие о том, что по крайней мере некоторые компактные рентгеновские источники ультравысокой светимости являются либо рентгеновскими пульсарами, либо чёрными дырами со сравнительно небольшими массами ( $\lesssim 15M_\odot$ ), находящимися в сильно сверхкритическом режиме аккреции в массивных рентгеновских двойных системах на особых стадиях эволюции. В работе Фабрики и др. [225] показано, что большинство ULX в других галактиках, которые в рентгеновском диапазоне имеют светимость до  $\sim 10^{42}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , представляет собой сверхкритические аккреционные диски в двойных системах с чёрными дырами, подобные сверхкритическому аккректору-микроквazarу SS433 нашей Галактики [165].

К настоящему времени с борта орбитальной обсерватории NuSTAR (Nuclear Spectroscopic Telescope ARray) открыто три рентгеновских пульсара в двойных системах, демонстрирующих феномен ULX (см. обзор [226], где приведены все необходимые ссылки). Например, ультраяркий рентгеновский источник M82X-2 в галактике M82 с максимальной рентгеновской светимостью, превышающей  $10^{40}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , оказался рентгеновским пульсаром с периодом 1,37 с, обращающимся вокруг звездодонора с орбитальным периодом  $\sim 2,5$  сут. Период осевого вращения рентгеновского пульсара уменьшается с темпом  $\dot{P}_{\text{puls}} = -2 \times 10^{-10}$  с  $\text{с}^{-1}$  [227]. Наличие когерентных рентгеновских пульсаций определённо указывает на присутствие нейтронной звезды, наблюдаемая светимость которой намного превышает эддингтоновский предел. Возможно, в данном случае мы наблюдаем существенно отличную от сферической аккрецию на магнитные полюсы нейтронной звезды с сильным магнитным полем [228]. В работе [229] показано, что ULX P13 в галактике NGC7793 является ТДС с орбитальным периодом около 64 сут. Спутником-донором вещества в этой ТДС служит звезда-сверхгигант спектрального класса B9Ia, нагреваемая мощным рентгеновским излучением аккрецирующей чёрной дыры, масса которой не превышает  $15M_\odot$ . Чёрная дыра промежуточной массы ( $\sim 10^3M_\odot$ ) в этой системе не обнаружена. В работе [230] в качестве оптического спутника-донора в ULX J004722-252051 в галактике NGC253 обнаружен красный сверхгигант, обращающийся вокруг чёрной дыры, имеющей, как предполагается, массу в несколько десятков  $M_\odot$ . В работе [231] у объекта ULXX-1 в галактике M82 зарегистрированы квазипериодические осцилляции рентгеновского излучения с отношением квазипериодов 3:2 и дана косвенная оценка массы аккрецирующей чёрной дыры в  $400M_\odot$ . В работе [232] наблюдались барионные джеты от предполагаемой чёрной дыры в рентгеновской двойной системе 4U1630-70, которая может быть аналогом объекта SS433. В работах [233, 234] обнаружены релятивистские барионные коллимированные истечения (джеты) от ультраярких рентгеновских источников M81ULS-1 и NGC300ULX-1 со скоростями истечения, превышающими (0,17–0,24)  $c$ . (Подробнее об ULX см. в обзоре [226].)

8. Достигнуты большие успехи в оптических отождествлениях космических гамма-всплесков, в том числе открыта линейная поляризация собственного оптического излучения, сопровождающего гамма-всплеск [235]. В

последние годы накапливается много данных, свидетельствующих в пользу модели длинных гамма-всплесков как явления, сопровождающего коллапс быстро вращающегося ядра очень массивной звезды, и формирования предельно быстро вращающейся керровской чёрной дыры с релятивистскими джетами. В этой модели быстрое вращение ядра массивной звезды может поддерживаться орбитальным движением близкого спутника в короткопериодической поздней ТДС [236, 237].

Обусловленный слиянием двух нейтронных звёзд короткий гамма-всплеск, сопровождающий гравитационно-волновой всплеск GW170817, позволил детально изучить физику нуклеосинтеза при слиянии двух нейтронных звёзд и протестировать модель формирования гамма-всплеска и связанных с ним релятивистских джетов. Из сравнения времён приходов электромагнитного и гравитационно-волнового всплесков удалось показать, что скорость распространения гравитационных волн в пространстве совпадает с высокой точностью со скоростью света.

9. Определены массы свыше 60 пульсаров — нейтронных звёзд в двойных системах (см. обзор в книге [5] и приведённые там ссылки). Массы рентгеновских пульсаров и радиопулсаров, а также массы рентгеновских барстеров 1-го типа и нейтронных звёзд в гравитационно-волновой двойной системе GW170817 не превышают  $3M_{\odot}$  — верхнего предела массы нейтронной звезды, предсказываемого ОТО. Массы миллисекундных пульсаров в среднем на  $\sim 0,13M_{\odot}$  больше масс обычных, секундных, пульсаров, что согласуется с выводами теории подкрученных пульсаров относительно процесса обмена масс в ТДС. Число открытых массивных,  $M_p \simeq 2M_{\odot}$ , нейтронных звёзд достигло пяти, что позволяет отвергнуть мягкое уравнение состояния нейтронного вещества.

10. Из анализа векового укорочения орбитальных периодов радиопулсаров в двойных системах PSR1913+16, J0737-3039AB, PSR1534+12 и PSR J0348+0432 получены косвенные свидетельства существования гравитационных волн, что стимулировало усилия учёных, направленные на создание лазерных гравитационно-волновых антенн. В 2015 г. обсерваторией LIGO впервые были зарегистрированы гравитационно-волновые сигналы от слияния чёрных дыр в двойных системах, что подтвердило справедливость ОТО и вывело исследования чёрных дыр на качественно новый уровень. Это открытие удостоено Нобелевской премии 2017 года.

11. Определены массы около 30 чёрных дыр в массивных и маломассивных рентгеновских двойных системах. Оценены угловые моменты вращения примерно для 10 звёздных чёрных дыр. Замечательно то, что ни один из этих массивных ( $M > 3M_{\odot}$ ) компактных рентгеновских источников не показывает признаков наблюдаемой поверхности (не является ни рентгеновским пульсаром, ни рентгеновским барстером 1-го типа), что находится в полном согласии с предсказаниями ОТО.

12. К декабрю 2018 г. с помощью обсерваторий LIGO и Virgo открыты гравитационно-волновые всплески от слияния чёрных дыр в десяти системах и измерены массы чёрных дыр до слияния ( $M_1, M_2$ ) и после слияния ( $M_{\text{fin}}$ ) (см. табл. 2).

Во всех случаях безразмерный спин (момент вращения) вновь образовавшихся более массивных чёрных дыр, который лежит в диапазоне 0,66–0,81, существенно меньше единицы (случай предельно быстро вращающей-

ся, керровской, чёрной дыры). Это позволяет предположить, что спины чёрных дыр до слияния также были значительно меньше единицы, а следовательно, вращение этих чёрных дыр далеко от критического. Данная проблема требует специального теоретического изучения.

Дальнейшие наблюдения всплесков гравитационно-волнового излучения на продвинутых обсерваториях LIGO и Virgo позволят резко увеличить число определенных масс чёрных дыр в гравитационно-волновых двойных системах, уточнить эволюционный статус и механизмы образования чёрных дыр в гравитационно-волновых двойных системах. Изучение стадии последнего звона в гравитационно-волновых сигналах от сливающихся чёрных дыр в двойных системах при большем отношении сигнал/шум и для большого числа систем позволит, как можно надеяться, изучить квазинормальные моды колебаний вновь образовавшихся более массивных чёрных дыр и получить окончательные доказательства существования горизонта событий у чёрных дыр звёздных масс [177].

## 9. Заключение

Мы описали современное состояние проблемы тесных двойных звёздных систем, которая за последние полвека исследований перешла из классической области астрономии на передовой фронт современного естествознания.

В своём современном виде проблема ТДС является очень многогранной. Она охватывает такие области науки, как астрофизика, небесная механика, физика и эволюция звёзд, релятивистская астрофизика, космология. Исследования ТДС важны также для фундаментальной физики и даже для астробиологии (имеются в виду затменные исследования экзопланет и их атмосфер).

Можно выделить три "золотые" эпохи в исследованиях ТДС, в каждой из которых эта проблема вставала на качественно новый уровень.

Первая относится к 1950–1970-м годам, когда начали создаваться модели внутреннего строения звёзд, а также стали применяться высокоточные фотоэлектрические методы наблюдений ТДС и новые методы их интерпретации. В те годы накопление надёжных данных о фундаментальных параметрах звёзд из исследований ТДС (масс, радиусов, температур) позволило осуществить строгую наблюдательную проверку теории внутреннего строения звёзд, что помогло решить многие проблемы физики звёзд и звёздной эволюции.

Вторая эпоха относится к 1970–2014 гг., в которые наступила эра рентгеновской астрономии, была создана теория аккреции и развилась теория эволюции ТДС с обменом масс. Родилась новая область науки — релятивистская астрофизика, были открыты нейтронные звёзды и чёрные дыры в составе рентгеновских двойных систем, начались массовые исследования радиопулсаров в двойных системах, были открыты экзопланеты и начались поиски проявлений на них жизни, в рамках модели ТДС было объяснено происхождение сверхновых типа Ia — стандартных свечений, с помощью которых открыто ускоренное расширение Вселенной, была осознана важная роль ТДС как основных источников гравитационных волн.

Третья "золотая" эпоха началась совсем недавно, в 2015 г., после открытия обсерваториями LIGO и Virgo гравитационных волн. Замечательно, что источниками

гравитационных волн оказались ТДС, состоящие из чёрных дыр, как и предсказывалось теоретически [238]. Открытие всплесков электромагнитного излучения, сопутствующих гравитационно-волновым сигналам от слияния двойных нейтронных звёзд, ознаменовало рождение гравитационно-волновой астрономии как части многоканальной астрономии, что привело к прорыву в исследованиях релятивистских ТДС. Достаточно отметить, что всего за два сета гравитационно-волновых наблюдений были измерены массы 30 чёрных дыр (20 — до слияния и 10 — после слияния). Это столько же чёрных дыр, сколько учёным удалось открыть в рентгеновских двойных системах за долгие полвека исследований (!). В ближайшие годы именно гравитационно-волновая астрономия станет основным источником сведений о массах звёздных чёрных дыр, а не в очень далёком будущем — о массах сверхмассивных чёрных дыр по результатам исследования гравитационных волн от двойных ядер галактик. При этом, изучая гравитационно-волновые сигналы от ТДС, учёные смогут проверить нелинейные уравнения ОТО во всей их сложности [239] и, возможно, доказать с помощью прямых наблюдений квазинормальных мод колебаний наличие горизонта событий у чёрных дыр [177].

Широкие перспективы исследований ТДС открываются также в связи с развитием астрономии электромагнитных волн — предстоящим запуском космических обсерваторий "Телескоп Джеймса Вэбба", "Спектр-РГ", а также благодаря вводу в строй гигантских наземных оптических телескопов диаметром 20–39 м (ELT (Extremely Large Telescope), TMT (Thirty Meter Telescope), "Маяк-лан") и больших обзорных телескопов (типа LSST (Large Synoptic Survey Telescope)). Совместно с совершенствованием гравитационно-волновых антенн нового поколения это предоставит уникальные возможности для исследований ТДС в рамках многоканальной астрономии [240–245], что даёт основания ожидать новых выдающихся открытий в этой очень перспективной области исследований.

Работа А.М.Ч. (наблюдательные проявления тесных двойных систем) поддержана грантом 17-12-01241 Российского научного фонда. Авторы благодарят за обсуждение проблематики тесных двойных систем И. Ибена, С. Вусли, Л. Юнгельсона, Б. Пачинского, Г. Бисноватого-Когана, Н. Шакуру, К. Постнова, Я. Зельдовича, Д. Мартынова, А. Боярчука. Авторы благодарят также анонимного рецензента за внимательное прочтение рукописи и ценные замечания.

## Список литературы

1. Jeans J H *Nature* **118** 29 (1926); Eddington A S *The Internal Constitution of the Stars* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1920); Пер. на русск. яз.: Джинс Дж, Эддингтон А *Современное развитие космической физики* (М.—Л.: Гос. изд-во, 1928)
2. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 061102 (2016)
3. Perlmutter S et al. *Astrophys. J.* **517** 565 (1999)
4. Масевич А Г, Тутуков А В *Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М.: Наука, 1988)
5. Черепашук А М *Тесные двойные звезды* Ч. 1, 2 (М.: Физматлит, 2013)
6. Iben I (Jr.) *Stellar Evolution Physics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2012)
7. Postnov K A, Yungelson L R *Living Rev. Relativ.* **17** 3 (2014)
8. Tutukov A V, Yungelson L R *Acta Astron.* **29** 665 (1979)
9. Soker N *Galaxies* **6** (2) 58 (2018)
10. Daminieli A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **484** 1325 (2019)
11. Kashi A *Galaxies* **6** (3) 82 (2018)
12. Rizzuto A C et al. *Astron. J.* **156** 195 (2018)
13. Skumanich A *Astrophys. J.* **171** 565 (1972)
14. Einstein A *Sitzungsber. Königl. Preuß. Acad. Wiss. Berlin* **1** 154 (1918)
15. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **119** 161101 (2017)
16. Тутуков А В, Юнгельсон Л Р *Науч. информ. Астросовета АН СССР* (27) 58 (1973)
17. Duchêne G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **478** 1825 (2018)
18. Zorec J, Levenhagen R, Chanville J *IAUS* **215** 83 (2004)
19. Baade D et al. *Astron. Astrophys.* **620** A145 (2018)
20. Savonije G J *Astron. Astrophys.* **469** 1057 (2007)
21. Bastian N et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **465** 4795 (2017)
22. Meiland A et al. *Astron. Astrophys.* **464** 59 (2007)
23. Тутуков А В *Научн. информ. Астросовета АН СССР* (11) 62 (1969)
24. Тутуков А В, Федорова А В *Астрон. журн.* **84** 937 (2007); Tutukov A V, Fedorova A V *Astron. Rep.* **51** 847 (2007)
25. Шустов Б М, Тутуков А В *Астрон. журн.* **95** 765 (2018); Shustov B M, Tutukov A V *Astron. Rep.* **62** 724 (2018)
26. Vink J S *Astron. Astrophys.* **615** A119 (2018)
27. Crowther P A, in *Stellar Evolution at Low Metallicity: Mass Loss, Explosions, Cosmology. Proc. of the Conf., 15–19 August, 2005, Tartu, Estonia* (ASP Conf. Ser., Vol. 353, Eds H Lamers et al.) (San Francisco, CA: Astron. Soc. of the Pacific, 2006)
28. Hainich R et al. *IAU Symp.* **329** 171 (2017)
29. Тутуков А В, Черепашук А М *Астрон. журн.* **94** 821 (2017); Tutukov A V, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **61** 833 (2017)
30. Тутуков А В *Астрон. журн.* **96** 91 (2019); Tutukov A V *Astron. Rep.* **63** 79 (2019)
31. Тутуков А В, Юнгельсон Л Р *Научн. информ. Астросовета АН СССР* (27) 10 (1973)
32. Тутуков А В, Юнгельсон Л Р *Письма в Астрон. журн.* **14** 623 (1988)
33. Липунов В М, Постнов К А *Астрон. журн.* **64** 438 (1987); Lipunov V M, Postnov K A *Sov. Astron.* **31** 228 (1987)
34. Tutukov A V *Astron. Astrophys.* **70** 57 (1978)
35. Onifer A, Heger A, Abdallah J, in *Hydrogen-Deficient Stars. Proc. of the Conf., 17–21 September, 2007, Tübingen, Germany* (ASP Conf. Ser., Vol. 391, Eds K Werner, T Rauch) (San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific, 2008) p. 305
36. Iben I (Jr.), Tutukov A V *Astrophys. J.* **418** 343 (1993)
37. Williams B F et al. *Astrophys. J.* **860** 39 (2018)
38. Тутуков А В *Астрон. журн.* **82** 1109 (2005); Tutukov A V *Astron. Rep.* **49** 993 (2005)
39. Липунов В М *УФН* **186** 1011 (2016); Lipunov V M *Phys. Usp.* **59** 918 (2016)
40. Kovetz E D et al. *Phys. Rev. D* **95** 103010 (2017)
41. Barack L et al. *Class. Quantum Grav.* **36** 143001 (2019)
42. Iben I (Jr.), Tutukov A V, Fedorova A V *Astrophys. J.* **503** 344 (1998)
43. Preece H P, Tout C A, Jeffery C S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **481** 715 (2018)
44. Богомазов А И, Тутуков А В *Астрон. журн.* **86** 240 (2009); Bogomazov A I, Tutukov A V *Astron. Rep.* **53** 214 (2009)
45. Kilic M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **479** 1267 (2018)
46. Tutukov A V, Yungelson L R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **268** 871 (1994)
47. Iben I (Jr.), Tutukov A V *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **58** 661 (1985)
48. Paczyński B *Acta Astron.* **20** 47 (1970)
49. Paczyński B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **9** 183 (1971)
50. Shara M M et al. *Astrophys. J.* **860** 110 (2018)
51. Whelan J, Iben I (Jr.) *Astrophys. J.* **186** 1007 (1973)
52. Pala A F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **481** 2523 (2018)
53. Osaki Y *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **41** 1005 (1989)
54. Osaki Y, Kato T *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **65** (3) 50 (2013)
55. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **81** 648 (2004); Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **48** 588 (2004)
56. Phillipson R A, Boyd P T, Smale A P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **477** 5220 (2018)
57. Linford J D, Chomiuk L, Rupen M P, arXiv:1810.06790
58. Beskrovnaya N G, Ikhsanov N R *Adv. Space Res.* **55** 787 (2015)
59. Potter S B, Buckley D A H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **481** 2384 (2018)
60. Eyres S P S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **481** 4931 (2018)
61. Kaplan D L et al. *Astrophys. J.* **864** 15 (2018)
62. Iben I (Jr.) et al. *Astrophys. J.* **317** 717 (1987)
63. Nomoto K, Kamiya Y, Nakasato N *IAU Symp.* **281** 253 (2013)
64. Dhawan S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **480** 1445 (2018)
65. Shen K J et al. *Astrophys. J.* **854** 52 (2018)
66. Perlmutter S, Turner M S, White M *Phys. Rev. Lett.* **83** 670 (1999)
67. Hamuy M, arXiv:1311.5099
68. Woosley S E *Astrophys. J.* **878** 49 (2019)

69. Ashall C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **460** 3529 (2016)
70. Tucker M A, Shappee B J, Wisniewski J P *Astrophys. J. Lett.* **872** L22 (2019)
71. Kilic M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **479** 1267 (2018)
72. Dimitriadis G et al. *Astrophys. J. Lett.* **870** L1 (2019)
73. Postnov K A, Yungelson L R *Living Rev. Relat.* **17** 3 (2014)
74. Fink M et al. *Astron. Astrophys.* **618** A124 (2018)
75. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 241103 (2016)
76. Abbott B P et al. (LIGO Scientific, Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **118** 221101 (2017)
77. Дремова Г Н, Дремов В В, Тутуков А В *Астрон. журн.* **94** 580 (2017); Dremova G N, Dremov V V, Tutukov A V *Astron. Rep.* **61** 573 (2017)
78. Van den Heuvel E P J, Heise J *Nature Phys. Sci.* **239** 67 (1972)
79. Тутуков А В, Юнгельсон Л Р *Науч. информ. Астросовета АН СССР* (27) 86 (1973)
80. Thorne K S, Zytlow A N *Astrophys. J.* **212** 832 (1977)
81. Hui C Y et al. *Astrophys. J.* **864** 30 (2018)
82. Зельдович Я Б *ДАН СССР* **155** 67 (1964); Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. Dokl.* **9** 195 (1964)
83. Tutukov A, Yungelson L *IAU Symp.* **99** 377 (1982)
84. Tutukov A V, Yungelson L R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **260** 675 (1993)
85. Блинные С И и др. *Письма в Астрон. журн.* **10** 422 (1984); Blinnikov S I et al. *Sov. Astron. Lett.* **10** 177 (1984)
86. Foucart F, Hinderer T, Nisanke S *Phys. Rev. D* **98** 081501(R) (2018)
87. Rizzuto A C et al. *Astron. J.* **156** 195 (2018)
88. Hermes J J et al. *Astrophys. J. Suppl.* **232** 23 (2017)
89. Batten A H *Binary and Multiple Systems of Stars* (Oxford: Pergamon Press, 1973); Пер. на русск. яз.: Бэттен А *Двойные и кратные звезды* (М.: Мир, 1976)
90. Chambliss C R *Publ. Astron. Soc. Pacific* **104** 663 (1992)
91. Pribulla T, Rucinski S M *Astron. J.* **131** 2986 (2006)
92. Закиров М М *Кинематика и физика небесных тел* **25** 163 (2009)
93. Закиров М М *Кинематика и физика небесных тел* **26** 3 (2010)
94. Fekel F C (Jr.) *Astrophys. J.* **246** 879 (1981)
95. Anosova J P *Bull. Astron. Belgrade* (138) 13 (1988)
96. Popović G M *Bull. Astron. Belgrade* (144) 13 (1991)
97. Poveda A et al. *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.* **28** 43 (1994)
98. Tokovinin A A *Astron. Astrophys. Suppl.* **124** 75 (1997)
99. Chambliss C R, in *Evolutionary Processes in Interacting Binary Stars. Proc. of the 151st Symp. of the International Astronomical Union, Cordoba, Argentina, August 5–9, 1991* (Eds Y Kondo, R F Sistero, R S Polidan) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1992) p. 315
100. Milone E F, Stagg C R, Schiller S J, in *Evolutionary Processes in Interacting Binary Stars. Proc. of the 151st Symp. of the International Astronomical Union, Cordoba, Argentina, August 5–9, 1991* (Eds Y Kondo, R F Sistero, R S Polidan) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1992) p. 479
101. Eggleton P *Evolutionary Processes in Binary and Multiple Stars* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006)
102. Weinberg M D, Wasserman I *Astrophys. J.* **329** 253 (1988)
103. Larson R B *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **272** 213 (1995)
104. Tokovinin A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **389** 925 (2008)
105. Мартынов Д Я *УФН* **108** 701 (1972); Martynov D Ya *Sov. Phys. Usp.* **15** 786 (1973)
106. Abt H A *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **21** 343 (1983)
107. Guinan E F, Engle S G *Astrophys. Space Sci.* **304** 5 (2006)
108. Paczynski B *Bull. Am. Astron. Soc.* **8** 442 (1976)
109. Paczynski B, in *Wolf-Rayet and High-Temperature Stars. Proc. from IAU Symp. No. 49, Buenos Aires, Argentina, August 9–14, 1971* (Eds M K V Bappy, J Sahade) (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1973) p. 143
110. Malkov O Yu et al. *Astron. Astrophys.* **446** 785 (2006)
111. Khaliullin Kh F, Khaliullina A I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **401** 257 (2010)
112. Khaliullin Kh F, Khaliullina A I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **411** 2804 (2011)
113. Hilditch R W, Howarth I D, Harries T J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **357** 304 (2005)
114. Girardi L et al. *Astron. Astrophys.* **141** 371 (2000)
115. Langer N *Astrophys. J.* **256** L17 (1992)
116. Herrero A et al. *Astrophys. J.* **261** 209 (1992)
117. Sruve O *Stellar Evolution* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 1950)
118. Паренато П П, Масевич А Г *Труды ГАИШ* **20** 81 (1950)
119. Ibanoglu C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **373** 435 (2006)
120. de Mink S E et al. *Astrophys. J.* **764** 166 (2013)
121. Rodono M, in *Evolutionary Processes in Interacting Binary Stars. Proc. of the 151st Symp. of the International Astronomical Union, Cordoba, Argentina, August 5–9, 1991* (Eds Y Kondo, R F Sistero, R S Polidan) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1992) p. 71
122. Eker Z et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **373** 1483 (2006)
123. Huang S-S *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **4** 35 (1966)
124. Schatsman E *Annu. Astrophys.* **25** 18 (1962)
125. Mestel L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **138** 359 (1968)
126. Skumanicz L A *Astrophys. J.* **171** 565 (1972)
127. Eggleton P P, Kisseleva L G *Astrophys. J.* **562** 1012 (2001)
128. Eggleton P P, Kisseleva L G *Astrophys. Space Sci.* **304** 73 (2006)
129. Kozai Y *Astron. J.* **67** 591 (1962)
130. Pribulla T, Rucinski S M *Astron. J.* **131** 2986 (2006)
131. Vanko M et al. *Astrophys. Space Sci.* **304** 133 (2006)
132. Plavec M *IAU Symp.* **88** 251 (1980)
133. Антохина Э А, Черепашук А М *Письма в Астрон. журн.* **14** 252 (1988); Antokhina E A, Cherepashchuk A M *Sov. Astron. Lett.* **14** 105 (1988)
134. Cherepashchuk A M et al. *Highly Evolved Close Binary Stars Vol. 1* (Amsterdam: Gordon and Breach, 1996) p. 41
135. Боярчук А А *Астрон. журн.* **36** 766 (1959); Boyarchuk A A *Sov. Astron.* **3** 748 (1959)
136. Свечников М А *Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд* (Иркутск: Изд-во Иркутского ун-та, 1986)
137. Guiricín G, Mardirossian F, Mezzetti M *Astron. Astrophys.* **54** 211 (1983)
138. Sarma M B K, Vivekananda Rao P, Abhyankar K D *Astrophys. J.* **458** 371 (1996)
139. Wilson R E *Astrophys. J.* **234** 1054 (1979)
140. Mkrtchian D E et al., in *Solar and Stellar Physics Through Eclipses. Proc. of the Conf., 27–29 March, 2006, Antalya, Turkey* (ASP Conf. Ser., Vol. 370, Eds O Demircan, S O Selam, B Albayrak) (San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific, 2007) p. 194
141. Бискало Д В, Жилкин А Г, Боярчук А А *Газодинамика тесных двойных звезд* (М.: Физматлит, 2013)
142. Lukin V V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **467** 2934 (2017)
143. Marchant P et al. *Astrophys. J.* **882** 36 (2019)
144. Mapelli M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **487** 2 (2019)
145. de Mink S E et al., in *Binaries—Key to Comprehension of the Universe. Proc. of a Conf., June 8–12, 2009, Brno, Czech Republic* (Astron. Soc. of the Pacific, Vol. 435, Eds A Prsa, M Zejda) (San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific, 2010) p. 179
146. Zahn J-P *Astron. Astrophys.* **57** 383 (1977)
147. van der Hucht K A *New Astron. Rev.* **45** 135 (2001)
148. Тутуков А В, Черепашук А М *Астрон. журн.* **62** 1124 (1985); Tutukov A V, Cherepashchuk A M *Sov. Astron.* **29** 654 (1985)
149. Тутуков А В, Черепашук А М *Астрон. журн.* **70** 307 (1993); Tutukov A V, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **37** 159 (1993)
150. Тутуков А В, Черепашук А М *Астрон. журн.* **74** 407 (1997); Tutukov A V, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **41** 355 (1997)
151. Bonanos A Z et al. *Astrophys. J.* **611** L33 (2004)
152. Черепашук А М, Каретников В Г *Астрон. журн.* **80** 42 (2003); Cherepashchuk A M, Karetnikov V G *Astron. Rep.* **47** 38 (2003)
153. Черепашук А М *Астрон. журн.* **95** 602 (2018); Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **62** 567 (2018)
154. Kaspi V M et al. *Astrophys. J.* **423** L43 (1994)
155. Johnston S et al. *Astrophys. J.* **387** L37 (1992)
156. Johnston S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **268** 430 (1994)
157. Kippenhahn R, Weigert A Z. *Astrophys.* **65** 251 (1967)
158. Raguzova N V, Popov S B *Astron. Astrophys. Trans.* **24** 151 (2005)
159. Ziolkowski J *Acta Polytech. CTU Proc.* **1** (1) 175 (2014); in *Proc. of the 10th Intern. Workshop on Multifrequency Behaviour of High Energy Cosmic Sources, Palermo, Italy, 2013*
160. Casares J et al. *Nature* **505** 378 (2014)
161. Sunyaev R A et al. *Astronomer's Telegram* **190** 1 (2003)
162. Grebenev S A, Lutovinov A A, Sunyaev R A *Astronomer's Telegram* **192** 1 (2003)
163. Sidoli L et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **400** 258 (2009)
164. Shakura N et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **442** 2325 (2014)
165. Cherepashchuk A M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **194** 761 (1981)
166. Margon B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **22** 507 (1984)
167. Pavlovskii K, Ivanova N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **449** 4415 (2015)
168. Pavlovskii K et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **465** 2092 (2017)
169. Cherepashchuk A M, Postnov K A, Belinsky A A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **479** 4844 (2018)
170. van Kerkwijk M H et al. *Nature* **355** 703 (1992)
171. Cherepashchuk A M, Moffat A F J *Astrophys. J.* **424** L53 (1994)
172. Levesque E M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **443** L94 (2014)
173. Черепашук А М *УФН* **186** 778 (2016); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **59** 702 (2016)
174. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. X* **9** 031040 (2019)
175. Bogomazov A I, Cherepashchuk A M, Lipunov V M, Tutukov A V *New Astron.* **58** 33 (2018)

176. Belczynski K et al. *Nature* **534** 513 (2016)
177. Черепашук А М УФН **186** 1001 (2016); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **59** 910 (2016)
178. Богомазов А И *Астрон. журн.* **91** 180 (2014); Bogomazov A I *Astron. Rep.* **58** 126 (2014)
179. Абубекеров М К, Антохина Э А, Богомазов А И, Черепашук А М *Астрон. журн.* **86** 260 (2009); Abubekerev M K, Antokhina E A, Bogomazov A I, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **53** 232 (2009)
180. Cherepashchuk A M *Space Sci. Rev.* **93** 473 (2000)
181. Gonzalez-Hernandez J I, Rebolo R, Casares J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **438** L21 (2014)
182. Gonzalez-Hernandez J I et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **465** L15 (2017)
183. Xu X-T, Li X-D *Astrophys. J.* **859** 46 (2018)
184. Russell D V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **463** 2680 (2016)
185. Cantrell A G et al. *Astrophys. J.* **673** L159 (2008)
186. Cherepashchuk A M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **483** 1067 (2019)
187. Kuulkers E et al. *Astronomer's Telegram* (7647) (2015)
188. Bernardini F et al. *Astrophys. J. Lett.* **818** 5 (2016)
189. Сюняев Р А и др. *Письма в Астрон. журн.* **17** 291 (1991); Syunyaev R A et al. *Astron. Lett.* **17** 123 (1991)
190. Горанский В П и др. *Письма в Астрон. журн.* **22** 413 (1996); Goranskii V P et al. *Astron. Lett.* **22** 371 (1996)
191. Черепашук А М УФН **184** 387 (2014); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **57** 359 (2014)
192. Cazares J, Jonker P G *Space Sci. Rev.* **183** 223 (2014)
193. Burke M J, Gilfanov M, Sunyaev R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **466** 194 (2017)
194. Titarchuk L, Shaposhnikov N *Astrophys. J.* **626** 298 (2005)
195. Shore S N, Livio M, van den Heuvel E P J *Interacting Binaries* (Berlin: Springer-Verlag, 1994)
196. Warner B *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995)
197. Andronov I L *J. Phys. Studies* **12** 2902 (2008)
198. Ikhsanov N R *Astron. Astrophys.* **338** 521 (1998)
199. Ихсанов Н Р, Бескровная Н Г *Астрон. журн.* **89** 659 (2012); Ikhsanov N R, Beskrovnaia N G *Astron. Rep.* **56** 595 (2012)
200. Bezkravnaia N G, Ikhsanov N R, in *Stars: From Collapse to Collapse, Proc. of a Conf., Nizhny Arkhyz, Russia 3–7 October 2016* (ASP Conf. Ser., Vol. 510, Eds Yu Yu Balega) (San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific, 2017) p. 439
201. Marsh T R et al. *Nature* **537** 374 (2016)
202. Юнгельсон Л Р, Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (М.: Ин-т астрономии РАН, 2011)
203. Solheim J-E *Publ. Astron. Soc. Pacific* **122** 1133 (2010)
204. Iben I, Tutukov A V, Yungelson L P *Astrophys. J. Suppl.* **100** 217 (1995)
205. Iben I, Tutukov A V, Yungelson L P *Astrophys. J. Suppl.* **100** 233 (1995)
206. Rebassa-Mansegras A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **402** 620 (2010)
207. Kurtenkov A et al. *Astronomer's Telegram* (6941) (2015)
208. Kurtenkov A et al. *Astronomer's Telegram* (7150) (2015)
209. Williams S C et al. *Astrophys. J.* **805** L18 (2015)
210. Lipunov V M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **470** 2339 (2017)
211. Tylanda R et al. *Astron. Astrophys.* **528** A114 (2011)
212. Conti P S, in *Observational Tests of Stellar Evolution Theory* (IAU Symp., No. 105, Eds A Maeder, A Rensini) (Dordrecht: D. Reidel, 1984) p. 233
213. Lamers H J G L M, de Loore C W H (Eds) *Instabilities in Luminous Early Type Stars: Proc. of a Workshop in Honour of Professor Cees de Jager on the Occasion of his 65th Birthday, Lunteren, the Netherlands, 21–24 April 1986* (Dordrecht: D. Reidel, 1987)
214. Conti P S, Crowther P A, Leitherer C *From Luminous Hot Stars to Starburst Galaxies* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2008)
215. Бисноватый-Коган Г С, Комберг Б В *Астрон. журн.* **51** 373 (1974); Bisnovaty-Kogan G S, Komberg B V *Sov. Astron.* **18** 217 (1974)
216. Burgay M et al. *Nature* **426** 531 (2003)
217. Alpar M A et al. *Nature* **300** 728 (1982)
218. Черепашук А М УФН **173** 345 (2003); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **46** 335 (2003)
219. Черепашук А М *Астрон. журн.* **78** 145 (2001); Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **45** 120 (2001)
220. D'Souza M C R et al. *Astrophys. J.* **643** 381 (2006)
221. Milone E F, Leahy D A, Hobill D W (Eds) *Short-Period Binary Stars: Observations, Analyses, and Results* (Berlin: Springer, 2008)
222. Politano M, Weiler K P *Astrophys. J. Lett.* **641** L137 (2006)
223. Бисноватый-Коган Г С УФН **176** 59 (2006); Bisnovaty-Kogan G S *Phys. Usp.* **49** 53 (2006)
224. Tehrani K A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **484** 2692 (2019)
225. Fabrika S et al. *Nature Phys.* **11** 551 (2015)
226. Kaaret P, Feng H, Roberts T P *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **55** 303 (2017)
227. Bachetti M et al. *Nature* **514** 202 (2014)
228. Basko M M, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **42** 311 (1975)
229. Motch C et al. *Nature* **514** 198 (2014)
230. Heida M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **453** 3510 (2015)
231. Pasham D R, Strohmayer T E, Mushotzky R F *Nature* **513** 74 (2014)
232. Diaz Trigo M et al. *Nature* **504** 260 (2013)
233. Lui J-F et al. *Nature* **528** 108 (2015)
234. Kosec P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **479** 3978 (2018)
235. Troja E et al. *Nature* **547** 425 (2017)
236. Тутуков А В, Черепашук А М *Астрон. журн.* **80** 419 (2003); Tutukov A V, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **47** 386 (2003)
237. Тутуков А В, Черепашук А М *Астрон. журн.* **81** 43 (2004); Tutukov A V, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **48** 39 (2004)
238. Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **288** 245 (1997)
239. Новиков И Д, Фролов В П УФН **171** 307 (2001); Novikov I D, Frolov V P *Phys. Usp.* **44** 291 (2001)
240. Черепашук А М (Ред.-сост.) *Многоканальная астрономия (Фрязино: Век-2, 2019)*
241. "Раздвигая горизонт событий: многоканальная астрономия (Научная сессия Отделения физических наук РАН, 3 апреля 2019 года)" УФН **189** 1201 (2019); "Extending the event horizon: multimessenger astronomy (Scientific session of the Physical Sciences Division of the Russian Academy of Sciences, 3 April 2019)" *Phys. Usp.* **62** 1125 (2019)
242. Шакура Н И и др. УФН **189** 1202 (2019); Shakura N I et al. *Phys. Usp.* **62** 1126 (2019)
243. Бискало Д В, Жилкин А Г, Курбатов Е П УФН **189** 1213 (2019); Bisikalo D V, Zhilkin A G, Kurbatov E P *Phys. Usp.* **62** 1136 (2019)
244. Постнов К А, Куранов А Г, Митичкин Н А УФН **189** 1230 (2019); Postnov K A, Kuranov A G, Mitichkin N A *Phys. Usp.* **62** 1153 (2019)
245. Фабрика С Н, Атапин К Е, Винокуров А С УФН **189** 1240 (2019); Fabrika S N, Atapin K E, Vinokurov A S *Phys. Usp.* **62** 1162 (2019)

### Evolution of close binary stars: theory and observations

A.V. Tutukov<sup>(1,a)</sup>, A.M. Cherepashchuk<sup>(2,b)</sup>

<sup>(1)</sup>Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, ul. Pyatnitskaya 48, 119017 Moscow, Russian Federation

<sup>(2)</sup>Lomonosov Moscow State University, Sternberg State Astronomical Institute,

Universitetskii prosp. 13, 119889 Moscow, Russian Federation

E-mail: <sup>(a)</sup>atutukov@inasan.ru, <sup>(b)</sup>cher@sai.msu.ru

A state-of-the-art understanding of the physics and evolution of close binary stars is briefly reviewed. The review is based, on the one hand, on numerical simulation of the evolution of their components and the processes that accompany that evolution and, on the other hand, on the entire set of observational information in all ranges of electromagnetic and gravitation-wave radiation. These concepts underlie modern astrophysics, the most extensive laboratory, wherein the properties of matter in the Universe and the Universe itself are explored. We present the modern picture of the evolution of close binary stars, the development of which has been driving to a significant extent progress on the concepts of physics and evolution of astronomical objects for the last 50 years.

**Keywords:** binary stars, observational data, theoretical models, explosive processes, evolution, neutron stars, degenerate dwarfs, black holes, gravitational waves

PACS numbers: 95.85.Sz, **97.60. – s**, **97.80. – d**

Bibliography — 245 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **190** (3) 225–263 (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.03.038547>

Received 25 January 2019, revised 7 March 2019

*Physics – Uspekhi* **63** (3) (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.03.038547>