

РОЛЬ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД В ПОНИМАНИИ ФИЗИКИ И ЭВОЛЮЦИИ ЗВЕЗД

© 2023 г. А. В. Тутуков^{1,*}

¹Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: atutukov@inasan.rssi.ru

Поступила в редакцию 10.06.2023 г.

После доработки 18.06.2023 г.

Принята к публикации 20.06.2023 г.

Разнообразие тесных двойных звезд (ТДЗ) и богатое проявление их активности в результате взаимодействия звездных компонентов превратили их наблюдаемое семейство в очень развитый и эффективный инструмент для исследования эволюции звезд. В данном обзоре представлены основные черты современных представлений об эволюции ТДЗ от их возникновения до образования конечных компактных остатков компонентов: вырожденных карликов, нейтронных звезд и звездных черных дыр. Также перечислены основные явления, связанные с их взаимодействием друг с другом, и сопровождающие процесс слияния компактных компонентов ТДЗ с учетом эффекта общих оболочек, излучения гравитационных волн в катаклизмических и рентгеновских двойных, сверхновых (SN Ia, SN Ib), гамма-барстерах и других системах. Статья основана на докладе, сделанном на астрофизическом мемориальном семинаре “Новое в понимании эволюции двойных звезд”, приуроченном к 90-летию профессора М.А. Свечникова.

Ключевые слова: тесные двойные звезды, эволюция ТДЗ, вырожденные карлики, нейтронные звезды, звездные черные дыры, взаимодействие компонентов, излучение гравитационных волн в разных типах систем

DOI: 10.31857/S000462992309013X, EDN: SPYJCF

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно наблюдениям практически все звезды являются двойными или кратными с разделением компонентов от 1 до $10^6 R_{\odot}$ [1]. Основная причина их кратности — глубокий коллапс исходных вращающихся газовых предшественников звезд. Астрономия лишена возможности постановки любых экспериментов, за исключением способности регистрации фотонов различных энергий, космических лучей и, в последние годы, гравитационных волн [2]. Но на примере тесных двойных звезд (ТДЗ) она обрела и активно использует очень продуктивное “опытное поле”, на котором сама Природа ставит “эксперименты”. К их числу можно отнести многостороннее взаимодействие близких компонентов двойных звезд (ДЗ) от их возникновения в качестве звезд главной последовательности (ГП) до образования в ходе их эволюции конечных компактных объектов как, например, вырожденных карликов, нейтронных звезд (NS) и черных дыр (ВН) [3]. Всеволновое исследование явлений, сопровождающих эволюцию названных активно взаимодействующих компонентов, — одна из основ современной наблюдательной астрофизики.

Теоретический анализ наблюдательной информации о ДЗ разных типов и численное моделирование эволюции их компонентов являются другой опорой современной звездной астрофизики. Эти исследования позволили построить численные сценарные программы эволюции ТДЗ для детального исследования их количественных характеристик и обосновать их эволюционно обусловленные разновидности [4]. Сценарный подход также позволил надежно установить природу многих наблюдаемых объектов, являющихся продуктами эволюции ТДЗ. К их числу относятся гелиевые звезды, вырожденные карлики, пульсары, сверхскоростные звезды, алголи, катаклизмические и симбиотические системы, рентгеновские двойные, рентгеновские и гамма-барстеры, сверхновые первого типа (SN Ia) в качестве генераторов вспышек излучения гравитационных волн, а также многие другие интересные космические объекты. Многостороннее изучение ДЗ и физики явлений, сопровождающих их эволюцию, существенно обогащает не только астрономию, но и физику. Доказательством этому является присуждение в последние десятилетия нескольких Нобелевских премий по физике за работы, посвященные, в основном, изучению яв-

лений, обусловленных взаимодействием компонентов рентгеновских двойных, слиянием нейтронных звезд и черных дыр, сверхновых первого типа (SN Ia) как индикаторов ускоренного расширения Вселенной. Картина физики и эволюции ТДЗ в настоящее время активно развивается, и сейчас ясно, что эти системы послужат триггером для многих замечательных достижений в современной астрофизике.

2. МОЛОДЫЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ И ИХ НАЧАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Учет эффектов наблюдательной селекции является необходимым условием для получения исходных характеристик семейства ДЗ на основе их свойств, доступных наблюдателю. Знание начальных параметров необходимо как для понимания условий образования ДЗ, так и для изучения эволюции их семейства. В начале 80-х годов прошлого века в Астросовете АН СССР было проведено полное изучение всех доступных тогда каталогов ДЗ со звездами ГП в качестве компонентов с целью получения начальных основных параметров этого семейства. Итогом этой работы явилась функция начальных параметров ДЗ, являющаяся произведением степенных распределений по массам первичных компонентов: $dN/dM = M^{-2.35}$ и большим полуосям их орбит a : $dN/da = 0.2d \lg a$ [5–7]. Распределение по начальному отношению масс компонентов q оказалось бимодальным [8]. Для ТДЗ с $a < 1000 R_{\odot}$: $dN/dq = 1$, а для более широких систем с разделением $a < 10^6 R_{\odot}$: $dN/dq = q^{-2}$ [9, 10]. Эти исследования позже были многократно подтверждены многими астрофизиками на основе новых более полных каталогов ДЗ [11–14].

К настоящему моменту поняты основные причины найденных закономерностей. Так, например, функция масс отражает распределение по массам первичных газовых облаков турбулизованного газового компонента Галактики (M^{-2}) [15] с учетом эффекта звездного ветра, который уменьшает интервал наблюдаемых звездных масс, что делает распределение немного более крутым. Распределение по массам газовых облаков с массами от звездных до масс скоплений галактик, на интервале 15 порядков величины, оказалось также универсальным и “безмасштабным” [16]. Другими словами, на каждый интервал логарифма массы газовых облаков приходится одинаковая общая масса этих облаков независимо от величины их масс.

Начальное распределение по удельным угловым моментам первичных газовых облаков Галактики также выглядит “безмасштабным”, что можно сказать и о начальном распределении ТДЗ

по большим полуосям их орбит [17, 18]. Компоненты более широких систем, в основном, просто отражают исходный спектр “безмасштабной” турбулентности газового компонента Галактики.

Бимодальный характер распределения ДЗ по начальному отношению масс является целиком генетически обусловленным. Все коллапсирующие газовые облака при возникновении звезд проходят фазу вращающейся газо-пылевой гидростатически равновесной протозвезды с радиусом $\sim 1000 R_{\odot}$, коллапс которой после испарения в ней пыли при температуре $\approx 10^3$ К “согласует” массы компонентов, делая их распределение по отношению масс почти плоским.

Согласно наблюдениям почти все звезды Галактики являются кратными, что является следствием глубокого коллапса первичных изначально вращающихся газовых облаков. В процессе коллапса размеры облака сокращаются почти на семь порядков. Интересно, что исходное распределение ДЗ по угловым моментам, найденное нами [19], дало возможность еще задолго до открытия первых внесолнечных планетных систем надежно оценить долю одиночных звезд с планетами в 30%, что было позднее поддержано наблюдениями [20]. Планетными системами обладают звезды, исходный угловой момент которых был недостаточен для образования даже предельно тесной из наблюдаемых молодых двойных систем, но слишком велик для одиночной звезды такой массы. Избыточный момент идет на формирование вначале компактного диска, развивающегося со временем за счет деккреции его газа в протопланетный протяженный диск. Распределение ДЗ по исходным орбитальным угловым моментам позволяет надежно оценить также долю тройных систем, присутствующих в звездном населении, и долю неустойчивых систем среди последних [21]. Распад тройных звезд с неустойчивыми орбитами компонентов – надежный путь для получения одиночных звезд.

3. ЭВОЛЮЦИЯ ОДИНОЧНЫХ И ШИРОКИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Эволюция компонентов ТДЗ с 1970-х годов находится в центре активного внимания наблюдателей и теоретиков, включая аналитическое и численное моделирование звездной эволюции. Ее изучению посвящены работы последних десятилетий многих астрофизиков. Среди них Б. Пачинский, И. Ибен, К. Номото, Э. ван ден Хойвел, А. Черепашук, Л. Юнгельсон, Г. Бисноватый-Коган, К. Постнов, В. Липунов [22–30].

Наши представления об эволюции одиночных звезд различных масс и начального химического состава стали базовыми в понимании эволюции взаимодействующих компонентов ТДЗ. Эволю-

ция звезды по сути сводится к изменению химии ее ядра в ходе цепных ядерных реакций в горячих недрах гидростатически равновесной звезды солнечного, в начале, химического состава. В ходе эволюции звезд с массами $>0.8 M_{\odot}$ за время короче Хаббловского последовательно образуются гелиевое (He), углеродно-кислородное (CO) или при массах $\sim 8 M_{\odot}$ кислородно-неоновое (ONe) вырожденное ядро. С образованием CO компактных вырожденных ядер оболочка звезд с массой $<8 M_{\odot}$ теряется в виде планетарной туманности, само же ядро превращается в остывающий вырожденный карлик с массой $\sim 0.6(M/M_{\odot})^{0.4}$. Ядра звезд с начальными массами от $8 M_{\odot}$ до $30 M_{\odot}$ в ходе горения углерода, кислорода и кремния становятся железными, последующий коллапс которых приводит к вспышке сверхновых второго типа (SN II) и образованию NS с массами $(1-2) M_{\odot}$ [31–33]. Самые массивные звезды с начальными массами $>30 M_{\odot}$ образуют в ходе ядерной эволюции массивные железные ядра, коллапс которых, сопровождаемый взрывом сверхновой SN II, завершается формированием ВН с массой $\approx 0.05(M/M_{\odot})^{1.4}$. Таковы, вкратце, итоги эволюции одиночных звезд различных масс.

Финалом эволюции звезд является образование компактных остатков с большим гравитационным потенциалом: вырожденных карликов, NS и ВН звездных масс $((5-60) M_{\odot})$, сопровождаемых сбросом оболочек, в основном, исходного химического состава, но обогащенных тяжелыми элементами, произведенными в звездных ядрах. Основные продукты химической эволюции одиночных и компонентов широких двойных массивных звезд являются He, C, O, поступающие в межзвездную среду сверхновыми. Обилие в газе и звездах этих элементов является мерой химической эволюции галактики и ее звездного состава.

Распишем итоговый баланс потоков галактического вещества с помощью простых аналитических оценок, опираясь на наблюдаемую скорость звездообразования в нашей Галактике $\sim 3.6 M_{\odot}/\text{год}$. На образование вырожденных карликов приходится $\sim 0.6 M_{\odot}/\text{год}$, в то время как на NS и ВН приходится по $\sim 0.07 M_{\odot}$ [34]. При этом в межзвездную газовую среду возвращается $\approx 2.9 M_{\odot}$ через стадию сброса оболочек планетарных туманностей.

Наша Галактика непрерывно обогащает межгалактическую газовую среду за счет галактического ветра, поддерживаемого взрывами сверхновых, теряя $\sim 1 M_{\odot}$ газа в год. Таким образом, в ходе звездной эволюции Галактики эффективность “циклообмена” газового компонента Галактики в

конечные компактные звездные остатки составляет $\sim 20\%$. Как видно, процесс превращения газового компонента Галактики в звездные инертные остатки очень медленный, значительно превышающий Хаббловскую шкалу времени. Процесс обогащения газового компонента нашей Галактики тяжелыми элементами также затянута. Такой представляется, вкратце, картина эволюции одиночных звезд и не взаимодействующих компонентов широких ДЗ с начальными большими полуосями их орбит $(2000-10^6) R_{\odot}$, которые составляют около половины всех ДЗ.

4. ЭВОЛЮЦИЯ ТДЗ

Другая половина ДЗ — тесные двойные звезды (ТДЗ), компоненты которых в ходе эволюции заполняют свои полости Роша, обмениваются веществом, активно взаимодействуют и могут терять свое вещество. Дальнейшая его судьба определяет характер эволюции системы. При сравнимых массах звездных компонентов, близких к ГП, происходит почти 100% аккреция вещества на спутник, что обеспечивает консервативную по массе эволюцию системы, как это видно на примере алголей. При большом отношении масс компонентов — звезд ГП, или в случае компактного спутника, последний быстро расширяется, перекрывая канал консервативного обмена массой. В результате потери донором вещества может сформироваться двойное ядро в общей оболочке.

Несмотря на то, что эволюция ТДЗ является предметом всестороннего теоретического и наблюдательного исследования последних десятилетий, процессы взаимодействия двойного ядра с общей оболочкой пока недостаточно изучены [35]. В практическом описании они сводятся к процессу торможения орбитального обращения компонентов в общей оболочке и ее рассеянию за счет гравитационной энергии взаимодействия двойного ядра. Этот подход позволяет оценить конечное разделение компактных компонентов ядра как простую функцию начального разделения и масс компонентов, исходя из закона сохранения энергии. В результате торможения компонентов в общей оболочке происходит их постепенное сближение и формирование компактных систем, состоящих из компактных объектов — продуктов эволюции звездных компонентов. Наличие близкого компонента также может привести со временем к удалению протяженной общей оболочки системы и демонстрации двойного компактного ядра звезды.

Образование компактного объекта в ДЗ — вырожденного карлика, NS или ВН — принципиально меняет дальнейшую эволюцию и компонентов, и системы. Это связано с большим гравитационным потенциалом на их поверхности,

сравнимым с ядерной энергией вещества в случае вырожденного карлика или, даже много превосходящем ее в случае NS или BH. Для наблюдателя эволюция системы с появлением в ней компактного объекта “уходит” из оптики в ультрафиолет, рентген и гамма диапазоны излучения, сопровождающего аккрецию вещества на компактный объект. Рентгеновская и гамма астрономия внесли основополагающий вклад в изучение поздних стадий эволюции ТДЗ. Большой гравитационный потенциал и Эддингтоновский предел светимости компактного объекта $10^{38} M/M_{\odot}$ эрг/с ограничивают скорость аккреции величиной порядка $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ [36]. Но скорость потери вещества донором, заполняющим свою полость Роша, как правило, задается тепловой шкалой оболочки донора, которая много меньше указанной предельной величины скорости аккреции компактным спутником. В результате на фазе второго обмена в тесной двойной может произойти погружение системы в общую оболочку. Эта фаза снова очень коротка, интенсивный звездный ветер общей оболочки с неизбежной пылью в нем скрывает на какое-то время двойную систему в оптике, превращая ее в яркий инфракрасный источник. Но большинство последних относится обычно к молодым звездам. Надежная идентификация немногочисленных объектов, обязанных своим существованием общим оболочкам ТДЗ, пока, к сожалению, недоступна. С рассеянием общей оболочки системы в виде планетарной туманности открывается для наблюдений двойное ядро из компактных конечных объектов. Поздняя фаза разрушения общей оболочки может проходить в ее динамической шкале времени и наблюдаться в оптике как вспышка “красной новой” в течение нескольких месяцев [37].

Для устойчивого обмена веществом в системах с компактными объектами в качестве аккректоров, важного для объяснения наблюдаемых ярких рентгеновских двойных, необходимо выполнение ряда простых условий, сводящихся к уменьшению темпа обмена в тесной системе. В массивных двойных системах уменьшение темпа обмена достигается за счет звездного ветра близкого донора, не заполняющего свою полость Роша. В этом случае темп аккреции регулируется разделением компонентов, а время жизни рентгеновской системы — временем жизни донора на ГП. В качестве примера такой системы можно назвать Суг X-1. Другая возможность уменьшить скорость обмена массы в системе с компактным компонентом — привлечение маломассивного компонента ГП с массой $\sim 1 M_{\odot}$. Для поддержания потери углового момента таких систем, необходимого для сближения вначале разделенных компонентов и поддержания наблюдаемого темпа обмена между ними, привлекаются два наблюда-

емых физических эффекта: магнитный звездный ветер донора и излучение гравитационных волн системой. Детальное исследование катаклизмических систем в свое время позволило надежно установить эволюционную роль этих эффектов. Звезды с массами $(0.3-1.5) M_{\odot}$ имеют магнитный звездный ветер, тормозящий их вращение со временем по хорошо установленному эмпирическому закону [38]. Приняв его за основу, удалось установить, что в предположении синхронного осевого и орбитального вращений звезды системы с начальными разделениями компонентов $< 10 R_{\odot}$ и указанными выше массами компонентов становятся полуразделенными под влиянием потери орбитального углового момента с магнитным звездным ветром донора. Последний способен поддерживать наблюдаемую скорость обмена при массах донора $(0.3-1.5) M_{\odot}$ и орбитальных периодах 3–12 ч [39]. Прекращение звездного ветра при массе донора $0.3 M_{\odot}$ делает систему полуразделенной на некоторое время, но излучение гравитационных волн системой вновь сближает компоненты, возобновляя обмен между ними при орбитальном периоде в два часа. Интервал орбитальных периодов 2–3 ч система проходит разделенной и, действительно, полуразделенные катаклизмические системы с такими периодами отсутствуют [19]. Для систем с NS и BH в качестве аккректоров важно, что магнитный звездный ветер доноров и излучение гравитационных волн подобными системами обеспечивают допустимые скорости аккреции для компактных аккректоров рентгеновских двойных с донорами малой массы.

5. СЦЕНАРНЫЙ ПОДХОД К ЭВОЛЮЦИИ ТДЗ

Наблюдательное отслеживание эволюции звезд невозможно ввиду несопоставимости времени жизни звезд и астрономов. Тем не менее к началу 70-х годов XX века наблюдательная всеволновая астрономия собрала богатую информацию о свойствах ТДЗ различных масс и типов, представляющих все ключевые стадии их эволюции. Теоретическая астрономия, опираясь на существующие представления о физике вещества в широком интервале плотностей и температур, развила численные эволюционные модели для звезд различных классов. Вся эта информация послужила надежной основой для развития сценарного подхода к эволюции ТДЗ. Эволюционный сценарий воспроизводит полную картину эволюции объекта или системы, опираясь на доступную наблюдательную, экспериментальную и теоретическую информацию. Подобная ситуация сложилась в биологии XIX века, что позволило Чарльзу Дарвину, представителю замечательной астро-биологической семьи, использовать сце-

нарный подход для восстановления эволюционного древа жизни земной биосферы.

В ходе исследования эволюции ДЗ, в начале 70-х годов XX века в Астросовете АН СССР был предложен первый сценарий для эволюции массивных ТДЗ с начальными массами компонентов $> 8 M_{\odot}$ [40]. Он был призван объяснить эволюцию этих систем от стадии двух близких и сопоставимых по массе звезд на ГП до распада систем в ходе взрыва вторичных компонентов в качестве сверхновых звезд типа SN Ib, с. В рамках этого сценария логично объяснялось образование массивных гелиевых звезд Вольфа–Райе, рентгеновских двойных, массивных звезд с высокими пространственными скоростями [19, 26]. Последние являются продуктами взрыва сверхновых звезд в наиболее тесных двойных системах. Рождение одиночных радиопульсаров с периодами вращения порядка секунды и с высокими пространственными скоростями также обязано, по-видимому, ТДЗ. Спутник поддерживает высокую скорость вращения предсверхновой, необходимую для обеспечения наблюдаемой скорости вращения молодых нейтронных звезд-радиопульсаров, возникающих в результате коллапса ядер предсверхновых. Коллапс ядер медленно вращающихся одиночных красных гигантов – предсверхновых типа SN II – приводит к появлению слишком медленно для радиопульсаров вращающихся NS. В придании пульсарам высокой скорости и, как правило, разрушении массивных ДЗ при взрывах сверхновых, вероятно, участвует некий “толчок”, придающий продукту коллапса скорость ~ 100 км/с. Природа этого толчка пока не выяснена. Следует обратить внимание на ресурсы для получения высокой пространственной скорости молодой NS или ВН при сбросе энергии в ходе взрыва сверхновой за счет нейтрино. При дефекте массы в 10% массы остатка и скорости нейтрино, равной скорости света, “хорошо организованный” сброс способен ускорить остаток до скорости в 10% скорости света. Наблюдательных подтверждений этому пока нет, что, вероятно, указывает на отсутствие строгой организации направления ухода нейтрино при взрыве сверхновой звезды.

Сценарный подход плодотворно развивался и в 80-х годах XX века в приложении к описанию эволюции ТДЗ меньших масс [41–44]. Новый сценарий должен был показать, как происходит формирование “алголей”, сверхновых звезд с гелиевыми оболочками (SN Ib), симбиотических и катаклизмических ДЗ, гелиевых звезд типа R CrB, звезд класса W UMa, а также появление очень тесных двойных вырожденных He-, CO- и ONe-карликов [3, 36], слияние которых под влиянием излучения гравитационных волн системой завершается при соблюдении определенных условий

взрывами SN Ia [45]. Последние были давно признаны основными генераторами элементов железного пика во Вселенной, причиной поддержания галактического ветра E -галактик, так что разгадка их природы была бы актуальна. Как обычно, этот сценарий опирался на детальное численное моделирование различных фаз эволюции компонентов соответствующих масс и широкую картину наблюдаемых явлений, сопровождающих эволюцию ТДЗ малых масс. Помимо общепризнанной роли излучения гравитационных волн [2, 46] в слиянии вырожденных карликов, в этом процессе может играть заметную роль влияние достаточно близкого третьего компонента системы. Если он после образования системы двух вырожденных карликов заполнит свою полость Роша, то поток его вещества на двойную систему карликов приведет к ускорению этого вещества двойной системой и к эффективному, как показывают простые оценки, сближению карликов друг с другом. Это обстоятельство пополняет банк тесных двойных кандидатов на слияние со временем их компонентов под влиянием излучения гравитационных волн [47].

Успех сценарного подхода на качественном уровне к эволюции ТДЗ вдохновил несколько групп теоретиков в начале 90-х годов XX века на создание программного кода так называемой “машины сценариев” для изучения эволюции двойных звезд [4, 48]. В основе этих программ лежит информация об обсужденных выше начальных параметрах ДЗ Галактики и развитие представления об основах сценарного подхода к эволюции ТДЗ разных масс и начальных больших полуосей. История звездообразования опирается на существующие модели, ее описывающие. Обычно для объектов со временем жизни, меньшем Хаббловского, скорость звездообразования для Галактики принимается постоянной, равной современной. Конечным продуктом сценарной программы является матрица, представляющая число объектов разного рода и частоты их формирования. Зависимость этих чисел и частот от времени позволяет изучить эволюцию семейства ТДЗ со временем. Несмотря на большое количество неопределенностей, вовлекаемых в построение сценарных моделей эволюции тесных двойных результаты моделирования, полученные разными авторами, в основном, хорошо согласуются. Постоянный контроль модельных результатов сравнением чисел звезд и частот явлений с наблюдениями показывает также достойное согласие, что позволяет считать результаты сценарных численных программ надежными.

6. ПОЗДНИЕ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ ТДЗ

Эволюция компонентов тесных двойных с массами $>0.8 M_{\odot}$ за Хаббловское время заканчивается образованием компактного инертного объекта, который в зависимости от своей массы может принадлежать к типам: He-карликов ($(0.1-0.5) M_{\odot}$), CO-карликов ($(0.55-1.2) M_{\odot}$), ONe-карликов ($(1.2-1.4) M_{\odot}$), NS ($(1.0-2.1) M_{\odot}$), звездных ВН ($(3-50) M_{\odot}$) [36, 49]. Наблюдаемые представители всех названных объектов известны и хорошо изучены. Согласно результатам сценарного моделирования [4, 48] возможны любые комбинации компонентов из названных компактных объектов на финальных стадиях двойных. Простые оценки давно продемонстрировали, что при больших полуосях финальных двойных систем $>3 R_{\odot}$, их компоненты так и останутся в течение Хаббловского времени разделенными, проявляя себя взаимодействием с межзвездным газом, например, при их попадании в плотные молекулярные облака [19]. В то же время компоненты более тесных финальных двойных систем, теряя орбитальный угловой момент за счет излучения гравитационных волн, будут сближаться и заполнят свои полости Роша.

На примере краткой истории изучения взрывов “стандартных” сверхновых звезд первого типа (SN Ia), обеспечивающих производство большей части элементов железного пика таблицы Менделеева (Fe, Ni), можно продемонстрировать успехи и проблемы на пути понимания судьбы сливающихся вырожденных карликов [50–53]. Согласно базовой идее, предложенной в конце 70-х годов XX века, при общей массе сливающихся CO карликов выше Чандрасекаровской массы продукт слияния при его неизбежном сжатии в ходе слияния разогреется и взорвется с энергией, ограниченной суммарной массой карликов и энергетикой горения CO смеси [43]. Идея привлекла своей простотой многие группы ученых, несмотря на полное отсутствие в те годы наблюдаемых примеров такого рода. Наблюдаемая частота событий SN Ia была получена сразу с помощью известных начальных распределений ДЗ: раз в триста лет для нашей Галактики [19, 50]. Со временем и повышением точности фотометрии SN Ia и шкалы расстояний выяснилось, что эти сверхновые обладают значительной, до 0.5^m , дисперсией максимальной яркости и, соответственно, энергии. Систематическое ослабление яркости с космологическим расстоянием было быстро приписано ускоренному расширению Вселенной, движимому темной энергией неизвестной природы. А наблюдаемая дисперсия энергетики близких SN Ia была объяснена возможностью взрывов вырожденных CO-карликов “дочандрасекаровской” массы [54].

Для объяснения примерно полуторакратной наблюдаемой дисперсии энергетики привлекалась идея о неполном сгорании ядерного топлива быстро вращающегося CO-карлика (продукта слияния компонентов), которая до конца пока не реализована [55]. Для понимания причин наблюдаемого систематического роста энергетики SN Ia с возрастом звездного населения рассматривается переход от слияния более массивных ONe-карликов к слиянию и взрывам менее массивных CO-карликов, при котором уменьшение массы карликов на 10–20% дает увеличение энергетики ядерного топлива на 70% [56–58]. Преимущество более массивных ONe-карликов среди молодых сливающихся систем обеспечивается физикой излучения гравитационных волн. А возможность взрыва вырожденных CO- и ONe-карликов “дочандрасекаровской” массы приписана приливному нагреву мантии карлика в ходе сближения под действием излучения гравитационных волн, либо взрыву гелиевой оболочки карлика, поджигающему углеродно-кислородную смесь мантии [54]. Все указанные возможности активно исследуются в настоящее время путем моделирования в рамках трехмерной газодинамики с учетом по возможности полной ядерной кинетики для изучения картины взрыва и итоговой изотопной химии продуктов. Основные причины затруднений на пути быстрого прогресса в изучении слияний компактных объектов как продуктов эволюции ТДЗ связаны, в первую очередь, с видимой слабостью и, во-вторых, редкостью этих явлений для земного наблюдателя. Недостаток наблюдательных данных отражается на некорректности постановки задач трехмерной газодинамики и отсутствии параметров, необходимых для численного моделирования.

Теперь обсудим вкратце доступную информацию о возможных проявлениях слияния компактных компонентов ТДЗ разного рода. Перечислим пять возможных компактных компонентов этих систем: He-, CO-, ONe-карлики, NS, ВН. С разной частотой они входят в состав конечных тесных двойных пятнадцати различных типов и сливаются в результате излучения гравитационных волн [59]. Перечислим все возможные итоги слияния обозначенных тесных двойных систем. Слияние вырожденных He-карликов ведет к вероятному появлению невырожденных He-звезд при суммарной массе карликов, превышающей $0.5 M_{\odot}$, что необходимо для зажигания He. Возможность взрывного загорания He кажется исключенной в ядрах красных гигантов. Загорание He при суммарной массе He-карликов, меньшей $0.5 M_{\odot}$, также исключено, ибо одиночные CO-карлики таких масс не известны. Слияние He-карлика с CO- или ONe-карликом ведет к загоранию гелия в оболочке аккрецирующего кар-

лика и к вероятному появлению короткоживущих He-сверхгигантов типа звезд R CrB. Время жизни таких звезд ограничено, в основном, звездным ветром, в ходе которого оболочка теряется, обнажая вырожденное ядро. Не исключена и редкая возможность при массе CO- или ONe-ядра близкой к Chandrasekarovской массе роста массы ядра до предельной с последующим взрывом сверхновой звезды типа SN Ib с гелиевой оболочкой. Итогом такого взрыва будет полный разлет продукта слияния при CO-ядре и, возможно, даже нейтронная звезда при ONe-ядре. Интересная, но пока слабо изученная ситуация возникает при слиянии He-карлика с NS или BH. Приливное разрушение гелиевого карлика приведет к возникновению массивного диска. Последний может быть частично аккрецирован релятивистским объектом, а частично потерян в виде интенсивного ветра диска. Более вероятным сейчас кажется возникновение объекта типа Торна-Житков — красного сверхгиганта с релятивистским ядром, интенсивный ветер которого сильно сократит время жизни последнего [60].

Обратимся теперь к слиянию компонентов систем, по крайней мере, одной из которых является CO- или ONe-карлик — перспективный предшественник SN Ia. Наличие ONe-карлика в такой системе, вероятно, также ведет к взрыву сверхновой этого типа с возможным образованием CO- или ONe-карлика, с NS или BH ведет сначала к разрушению вырожденной звезды в ее динамической шкале времени, что составляет несколько секунд. Потенциал релятивистского объекта NS или BH велик, поэтому часть энергии процесса динамического разрушения карлика в сильном поле компактного релятивистского объекта будет излучена в гамма диапазоне. Такова возможная модель для понимания природы “длинных” гамма-барстеров с продолжительностью в несколько секунд. Слияние NS с NS или BH — возможная модель для описания “коротких” гамма-барстеров с характерным временем короче одной секунды. Интересно, что слияние двух NS не обязательно ведет к быстрому появлению молодой BH, как показал полученный в наблюдениях акт их слияния в 2019 г. [61]. Диапазон масс наблюдаемых NS ($1-2 M_{\odot}$). Это оставляет возможность для продукта слияния двух NS оставаться NS, что, вероятно, и произошло в событии 2019 г. Важно, что приливное разрушение NS сопровождается выбросом в межзвездную среду некоторого количества вещества, представляющего вторую половину таблицы Менделеева, за железом. Слияние релятивистских компактных звезд сопровождается вспышками излучения гравитационных волн, уносящих в виде энергии до 10% их массы. Это явление особенно интенсивно при слиянии BH. Около сотни подобных событий было зарегистрировано в последние годы в рамках междуна-

родного эксперимента LIGO, что позволило оценить массы наиболее массивных BH звездной массы во много десятков солнечных масс.

Таким образом, изучение поздних стадий эволюции ДЗ позволило открыть путь к пониманию целого ряда высоко энергичных событий в звездном мире, наблюдаемых как короткие с продолжительностью $\sim 1-0.001$ сек вспышки излучения в рентгеновском и гамма диапазоне спектра. В эксперименте LIGO обнаружены давно искомые короткие вспышки излучения гравитационных волн, отмечающие события слияния компактных релятивистских звезд, NS и BH, подтверждающие давние представления об окончании эволюции наиболее массивных ТДЗ. Заклучая, можно сказать, что современная теория эволюции ТДЗ дает полную наблюдаемую картину объектов и явлений, ее представляющую. Развитие всеволновой астрономии последних пятидесяти лет, численных моделей эволюции компонентов и сопровождающих ее явлений позволило построить первый набросок полной картины эволюции двойных систем различных начальных масс и разделений компонентов. Современные представления о эволюции ДЗ стали надежной опорой для анализа новых, порой парадоксальных объектов и явлений в мире наблюдаемых звезд.

7. КРАТНЫЕ АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ

Богатый и успешный опыт исследования эволюции ДЗ с помощью наблюдательного и теоретического инструментария, разработанного за последние десятилетия, стимулирует поиск и изучение кратных представителей среди других астрономических объектов. Изучение взаимодействия компонентов в кратных системах и их эволюция дают информацию об их свойствах и условиях их существования. Перечислим кратко некоторые итоги и перспективы этого направления.

Открыты двойные астероиды и кометы [62], образованные в результате столкновительного взаимодействия этих объектов между собой и испарения их неоднородных тел в поле излучения Солнца. Сложнее оказался вопрос о двойных планетах, хотя подходящий кандидат на эту роль, по-видимому, система Земля—Луна. Сейчас очевидно, что двойные планеты редки [63]. Вероятно, это связано с отсутствием глубокого коллапса при их образовании в ходе преобладающего аккумуляционного процесса в плоском газопылевом диске. Последний исключает образование двойных планет со сравнимыми массами, но предполагает возникновение планет, окруженных плоскими системами своих спутников малой массы.

Наблюдения показали также, что двойные звездные скопления крайне редки [64–66]. Дело в

том, что размер полости Роша обычного скопления, ограничивающей зону гравитационного влияния скопления в поле гравитации Галактики, лишь в несколько раз превосходит размер скопления. Небольшое гравитационное возмущение может привести к распаду всего скопления. Другой фактор — эллиптические орбиты потенциальных пар газовых протоскоплений ввиду отсутствия эффективной диссипации, что позволяет протоскоплениям далеко удаляться друг от друга, разрывая пару. Такие требования на стабильность орбит компонентов не оставляют места даже для близких спутников.

Взаимодействующие галактики со времен первых работ в этом направлении Б. Воронцова-Вельяминова привлекают всестороннее внимание астрономов [67]. Столкновения, слияния, пролеты галактик приводят к появлению интересных визуальных наблюдаемых картин и многочисленных физических явлений, остающихся в центре внимания галактической астрофизики. Рассмотрение, в частности, слияния двух галактик, обладающих сверхмассивными черными дырами (СМЧД) в их ядрах, позволило использовать опыт изучения эволюции ТДЗ на стадии общих оболочек. Это помогло оценить судьбу сливающихся галактик и их СМЧД из анализа расхода энергии гравитационного взаимодействия СМЧД на рассеяние звездного и темного компонентов галактик. В итоге удалось численно оценить отношение масс СМЧД к массам звездных компонентов в балджах галактик, переживших процесс слияния. Оно, в первом приближении, совпадает с наблюдаемым, что свидетельствует об определяющей роли столкновений и слияний галактик в скоплениях в процессе их эволюции. Поиск двойных гравитационно связанных галактик показывает их редкость, если не отсутствие [68–70]. Причина этого снова заключена в малых размерах полостей Роша галактик в поле гравитации их скоплений, лишь немного превосходящих размеры самих галактик. В результате оценки показывают, что галактики скоплений могут иметь только плотные, близкие галактики-спутники с массой, меньшей 10^{-4} от массы центральной галактики. Такие спутники известны практически около всех достаточно массивных галактик. Стоит здесь отметить, что изолированные галактики могут образовывать пары, возможный пример Андромеда — далекий спутник нашей Галактики [71].

Двойные скопления галактик лишь недавно обратили на себя внимание. Конечно, учитывая размеры этих скоплений, сложно надеяться обнаружить здесь пары с Кеплеровскими периодами, меньшими Хаббловского времени. Важно, что наблюдаемые столкновения скоплений галактик рождают ударные волны в области их взаимодействия и создают благоприятные условия для

столкновения составляющих эти скопления галактик с предельно высокими скоростями. Нет сомнения, всестороннее изучение кратных астрономических объектов различного рода позволит нам глубже понять их природу и обнаружить много замечательных примеров их взаимодействия и проявлений их эволюции.

Одной из нерешенных проблем является роль двойственности звезд в образовании планетных систем около них и их компонентов. Выше было отмечено, что компоненты широких двойных с большими полуосями $> 1000 R_{\odot}$, судя по распределению их по отношению масс, образуются как одиночные звезды [19]. В силу этого можно ожидать, что каждая третья из них, как обычная одиночная звезда, может иметь около себя планетную систему [20]. Ясно, что образование планет около компонентов тесных двойных может быть подавлено приливными эффектами со стороны этих компонентов. Роль приливных эффектов в образовании планет около самих тесных систем остается пока неясной. Наблюдения демонстрируют, что некоторая часть из пяти тысяч известных на сегодня планет является спутниками как двойных звездных систем, так и их компонентов. Получение надежной статистики пока осложнено, как обычно, трудностями учета эффектов наблюдательной селекции. Здесь стоит отметить, что затменные двойные звезды могут оказаться перспективными целями для поиска планет как около их компонентов, так и около этих двойных систем [72, 73]. Наличие затмений “гарантирует” попадание наблюдателя в орбитальную плоскость системы, что повышает вероятность обнаружения планет как затменным методом, так и методом поиска вариации орбитального периода системы.

Изучение эволюции ТДЗ позволило в свое время обнаружить еще один сценарий образования планетных систем уже в ходе эволюции ДЗ. Эволюция систем, в которых спутник — звезда ГП малой массы — заполняет свою полость Роша, заканчивается ее разрушением при уменьшении массы этой звезды ниже $0.1 M_{\odot}$. В результате около второго компонента, ставшего одиночным, возникает газовый диск, готовый для образования планет. В зависимости от предшествующей эволюционной стадии системы этим компонентом может быть звезда ГП солнечной массы, звезда типа W UMa, вырожденный карлик (катаклизмическая система), NS или ВН (рентгеновская двойная с донором малой массы). Наблюдаемые примеры планет около вырожденных карликов и NS известны [74, 75]. Но проблема взаимосвязи эволюции ДЗ и планетных систем остается пока недостаточно изученной.

Крайне интересным оказалось изучение гравитационного взаимодействия двойных объектов

с третьим телом малой массы. В рамках решения этой задачи было исследовано ускорение комет и астероидов в системе Солнце—Юпитер [76]. Юпитер создает не только объекты облака Оорта, но и поле межзвездных астероидов, принимающего со временем форму “копья” [77]. Очевидно, что такими “копьями” вооружены все звезды, обладающие планетными системами [78]. Численное изучение взаимодействия двойных СМЧД сливающихся галактик со звездами и ДЗ открыло дорогу к получению звезд с очень большими скоростями, достигающими до релятивистских [79, 80].

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Завершая краткий обзор по результатам наблюдений и численного моделирования физики и эволюции ТДЗ и ряда других астрономических объектов, можно заключить, что основные черты полной картины их эволюции сегодня понятны. Несмотря на целый ряд явных и неявных упрощений, неизбежно принимаемых в ходе численного моделирования, сценарный подход достаточно надежно воспроизводит основные черты эволюции компонентов различных масс и химического состава от их возникновения до конечных стадий. Опыт современной астрофизики по изучению эволюции ДЗ используется при изучении других двойных астрономических объектов. Ряд явлений, сопровождающих поздние стадии эволюции тесных двойных, связанных со слиянием компактных объектов, продолжает активно и всесторонне исследоваться. Можно надеяться, что эта работа приведет к получению новых интересных результатов, которые позволят уточнить существующую картину эволюции этих во многих отношениях принципиально важных астрономических объектов для понимания эволюции звездного компонента галактик.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор искренне благодарит Г.Н. Дремову за помощь в подготовке этой статьи к печати.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. H. Batten, *Binary and Multiple Systems of stars* (Oxford; New York: Pergamon Press, 1973); Intern. Series of Monographs in Natural Philosophy **51**.
2. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, et al., Phys. Rev. Letters **116**(24), id. 241102 (2016).
3. A. B. Тутуков, А. М. Черепашук, Успехи физ. наук **190**(3), 225 (2020).
4. V. M. Lipunov, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov, *The scenario machine: Binary star population synthesis* (Amsterdam: Harwood Academic Publishers, 1996).
5. М. А. Свечников, *Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звёзд*, Уч. Записки УрГУ. Серия астрономия **5**(88) (1969).
6. З. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Астрон. журн. **55**(6), 1176 (1978).
7. Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Письма в Астрон. журн. **8**(5), 297 (1982).
8. V. Trimble, Observatory **98**, 163 (1978).
9. З. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Астрон. журн. **56**, 520 (1979).
10. М. А. Свечников, Т. А. Тайдакова, Бюлл. Абастум. Астрофиз. обсерв. № 58, 305 (1985).
11. С. В. Верещагин, З. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Научные информации астрон. совета АН СССР **63**, 3 (1987).
12. М. А. Свечников, Э. Ф. Кузнецова, *Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд*, т. 1, 2 (Екатеринбург, изд-во УрГУ, 1990), Vizier Online Data Catalog **5124** (2004).
13. E. A. Avvakumova, O. Yu. Malkov, and A. Y. Kniazev, Astron. Nachricht. **334**, 860 (2013).
14. А. Э. Пискунов, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Письма в Астрон. журн. **5**(2), 81 (1979).
15. J. M. Scalo, in *Protostars and Planets II*, edited by D. C. Black and M. S. Matthews (Tucson, Arizona, University of Arizona Press, 1985), p. 201.
16. А. В. Тутуков, Б. М. Шустов, Астрофизика **63**(4), 631 (2020).
17. A. Duquennoy and M. Mayor, Astron. and Astrophys. **248**, 485 (1991).
18. H. Kobulnicky and C. Fryer, Astron. and Astrophys. **670**, 747 (2007).
19. А. Г. Масевич, А. В. Тутуков, *Эволюция звезд: теория и наблюдения*. Изд-е 2-е испр. (М.: ЛЕНАНД, 2019).
20. A. V. Tutukov, Soviet Astron. **31**, 663 (1987).
21. A. A. Tokovinin, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **389**, 925 (2008).
22. B. Paczynski, in *Late stages of stellar evolution*, edited by R. J. Tayler, J. E. Hesser, IAU Symp. **66**, 62 (1974).
23. I. Iben and A. Tutukov, Astrophys. J. **284**, 719 (1984).
24. K. Nomoto, in: *Type I supernovae*, Proc. Texas Workshop, Austin, TX, March 17–19, 1980 (Austin, Texas, University of Texas, 1980), p. 164.
25. E. P. J. van den Heuvel, Bull. Astron. Inst. Netherland **19**, 309 (1968).
26. А. М. Черепашук, *Тесные двойные звезды*, т. 1, 2 (М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013).
27. Л. Р. Юнгельсон, А. Г. Масевич, *Итоги науки и техники. Сер. Астрономия* (М.: ВИНТИ, 1989).
28. G. S. Bisnovatyi-Kogan, *Stellar physics* (Berlin: Springer, 2002).
29. K. A. Postnov and L. R. Yungelson, Liv. Rev. Relativity **17**(1), id. 3 (2014).

30. *V. M. Lipunov and K. A. Postnov*, Soviet Astron. **31**(2), 228 (1987).
31. *I. Iben, Jr. and A. V. Tutukov*, Astrophys. J. **418**, 343 (1993).
32. *B. F. Williams, T. J. Hillis, J. W. Murphy, K. Gilbert, J. J. Dalcanton, and A. E. Dolphin*, Astrophys. J. **860**, id. 39 (2018).
33. *E. D. Kovetz, I. Cholis, P. Breysse, and M. Kamionkowski*, Phys. Rev. D **95**(10), id. 103010 (2017).
34. *A. V. Tutukov*, Astron. Rep. **63**, 79 (2019).
35. *A. B. Тытуков, А. М. Чепенаушук*, Астрон. журн. **94**, 821 (2017).
36. *A. V. Tutukov and L. R. Yungelson*, Acta Astron. **29**, 665 (1979).
37. *A. Kashi*, Galaxies **6**, 82 (2018).
38. *A. Skumanich*, Astrophys. J. **171**, 565 (1972).
39. *M. M. Shara, D. Prialnik, Y. Hillman, and A. Kovetz*, Astrophys. J. **860**(2), id. 110 (2018).
40. *A. G. Masevitch and A. V. Tutukov*, Nauchnye Informatsii **29**, 3 (1974).
41. *A. V. Tutukov and L. R. Yungelson*, In: *The nature of symbiotic stars*, Proc. of the Seventieth Colloquium, Saint-Michel-l'Observatoire, Alpes-de-Haute-Provence, France, August 26–28, 1981 (Dordrecht: D. Reidel Publishing Co., 1982), p. 283.
42. *I. Iben, Jr. and A. V. Tutukov*, Astrophys. J. **284**, 719 (1984).
43. *I. Iben, Jr. and A. V. Tutukov*, Astrophys. J. Suppl. Astrophys. J. **54**, 335 (1984).
44. *A. V. Tutukov and L. R. Yungelson*, Abastumanskaya Astrofiz. Obs., Byull. № 58, 333 (1985).
45. *S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, et al.*, Astrophys. J. **517**(2), 565 (1999).
46. *A. Einstein*, Sitzungsberichte Königlich Preußischen Akad. Wissenschaften (Berlin), **1**, 154 (1918).
47. *V. M. Lipunov*, Physics Uspekhi **59**, 918 (2016).
48. *V. M. Lipunov, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov*, Astron. and Astrophys. **310**, 489 (1996).
49. *I. Iben, Jr., A. V. Tutukov, and L. R. Yungelson*, Astrophys. J. **475**, 291 (1997).
50. *A. V. Tutukov and A. V. Fedorova*, Astron. Rep. **51**, 291 (2007).
51. *K. Nomoto, Y. Kamiya, and N. Nakasato*, in *Binary Paths to Type Ia Supernovae Explosions*, Proc. of the IAU Symposium **281**, 253 (2013).
52. *S. Dhawan, M. Bulla, A. Goobar, R. Lunnan, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **480**, 1445 (2018).
53. *A. Bogomazov and A. Tutukov*, Astron. Rep. **53**, 214 (2009).
54. *K. J. Shen, D. Kasen, B. J. Miles, and D. M. Townsley*, Astrophys. J. **854**, id. 52 (2018).
55. *R. Foley, S. Hoffmann, L. Macri, A. G. Riess, et al.*, arXiv:1806.08359 [astro-ph.HE] (2018).
56. *C. Ashall, P. Mazzali, M. Sasdelli, and S. J. Prentice*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **460**(4), 3529 (2016).
57. *M. A. Tucker, B. J. Shappee, and J. P. Wisniewski*, Astrophys. J. Letters **872**, id. 22 (2019).
58. *G. Dimitriadis, R. J. Foley, A. Rest, D. Kasen, et al.*, Astrophys. J. Letters **870**, id. L1 (2019).
59. *A. V. Tutukov and L. R. Yungelson*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **260**, 675 (1993).
60. *K. S. Thorne and A. N. Zytow*, Astrophys. J. **212**, 832 (1977).
61. *B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, et al.*, Phys. Rev. X **9**(3), id. 031040 (2019).
62. *H. Perets*, Astrophys. J. Letters **727**(1), id. L3 (2011).
63. *H. Ochiai, M. Nagasawa, and S. Ida*, Astrophys. J. **790**(2), id. 92 (2014).
64. *S. V. Vereshchagin, M. D. Sizova, and B. M. Shustov*, INASAN Sci. Rep. **5**(3), 85 (2020).
65. *M. S. Angelo, J. F. C. Santos, F. F. S. Maia, and W. J. B. Corradi*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **510**(4), 5695 (2022).
66. *J. Casado*, Astron. Rep. **65**, 755 (2021).
67. *B. A. Vorontsov-Velyaminov*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **28**, 1 (1977).
68. *R. den Hartog*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **284**, 286 (1997).
69. *R. Chan and S. Junqueira*, Astron. and Astrophys. **366**, 418 (2001).
70. *M. Honma*, Astrophys. J. **516**, 693 (1999).
71. *T. J. Cox and A. Loeb*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **386**, 461 (2008).
72. *X.-N. Su, J.-W. Xie, J.-L. Zhou, and Ph. Thebault*, Astron. J. **162**(6), id. 272 (2021).
73. *B. P. Kondratyev and V. S. Kornoukhov*, Astron. Rep. **66**, 1063 (2022).
74. *A. Wolszczan*, Bull. Amer. Astron. Soc. **24**, 969 (1992).
75. *E. A. Behrens, S. M. Ransom, D. R. Madison, Z. Arzoumanian, et al.*, Astrophys. J. Letters **893**(1), id. L8 (2020).
76. *А. В. Тытуков, Г. Н. Дремова, В. В. Дремов*, Астрон. журн. **97**, 939 (2020).
77. *A. V. Tutukov, M. D. Sizova, and S. V. Vereshchagin*, Astron. Rep. **64**(10), 827 (2020).
78. *А. В. Тытуков, Н. В. Чупина, С. В. Верецагин*, Астрон. журн. **99**, 991 (2022).
79. *J. Guillochon and A. Loeb*, Astrophys. J. **806**, id. 124 (2015).
80. *G. N. Dremova, V. V. Dremov, and A. V. Tutukov*, Astron. Rep. **61**, 573 (2017).

THE ROLE OF BINARY STARS IN UNDERSTANDING THE PHYSICS AND EVOLUTION OF STARS

A. V. Tutukov^a

^a*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

The diversity of close binary stars (CBS) and the rich manifestation of their activity as a result of the interaction of stellar components have turned their observed family into a very developed and effective tool for studying the evolution of stars. This review presents the main features of modern ideas about the evolution of CBS from their origin to the formation of finite compact remnants of components: degenerate dwarfs, neutron stars and stellar black holes. The main phenomena related to their interaction with each other and accompanying the process of fusion of compact components of the CBS are also listed, taking into account the effect of common envelopes, radiation of gravitational waves in cataclysmic and X-ray binaries, supernovae (SN Ia, SN Ib), gamma-bursters and other systems. The paper is based on a talk presented at the astrophysical memorial seminar “Novelties in Understanding the Evolution of Binary Stars”, dedicated to the 90th anniversary of Professor M.A. Svechnikov.

Keywords: binaries, close binary stars, stellar evolution, interaction effects