

УДК 52-3+524.85

## РОЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ЭВОЛЮЦИИ ЗВЕЗД И ГАЛАКТИК

© 2019 г. А. В. Тутуков\*

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23.06.2018 г.; принята в печать 13.09.2018 г.

Рассмотрены условия образования тесных двойных астрономических объектов со звездами главной последовательности, вырожденными карликами различных типов, нейтронными звездами и черными дырами различных масс. В работе исследуется эволюция наиболее тесных двойных систем такого рода под влиянием излучения ими гравитационных волн. Оценены условия, при которых компоненты исследуемых систем могут за время короче хаббловского слиться в результате излучения их системами гравитационных волн. В рамках самосогласованной сценарной модели оценена частота таких событий в Галактике, их наблюдаемые проявления, природа продуктов слияния и роль этих событий в эволюции звезд и галактик. Изучены условия образования и эволюции сверхмассивных двойных черных дыр (СМЧД) в ходе столкновения и слияния галактик в их плотных скоплениях.

DOI: 10.1134/S0004629919020087

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Существование гравитационных волн было предсказано общей теорией относительности [1]. Характер зависимости их мощности от масс движущихся тел направил поиск их обнаружимых источников и проявлений в космос. Давно было понято, что мощными источниками излучения гравитационных волн (ИГВ) являются тесные двойные системы (ТДС) наиболее компактных астрономических объектов, к числу которых принадлежат вырожденные карлики, нейтронные звезды и черные дыры различных масс. Поиск конкретных объектов и явлений, демонстрирующих действие ИГВ, осложнен слабостью его наблюдаемых проявлений. Косвенным свидетельством участия ИГВ и его определяющего влияния на эволюцию катаклизмических ТДС было наблюдаемое распределение этих звезд по орбитальным периодам [2]. Прямым доказательством существования ИГВ стало отмеченное Нобелевской премией обнаружение сокращения орбитального периода двойного радиопульсара [3]. Второй Нобелевской премии была удостоена регистрация в эксперименте LIGO актов слияния компонентов двойных черных дыр (ЧД) и нейтронных звезд (НЗ) [4]. Эти успехи превратили исследование роли ИГВ в эволюции компактных астрофизических объектов в одно из наиболее популярных и продуктивных направлений современной астрофизики.

В современной астрофизике имеется достаточно развитое представление об эволюции основных астрономических объектов: звезд, галактик и их скоплений [5–8]. Высокая исходная кратность звезд и диссипативный характер орбитальной эволюции самых тесных из них в ходе ядерной эволюции компонентов по окончании эволюции последних часто приводит к образованию очень тесных конечных двойных систем с компактными компонентами: звездами главной последовательности малых масс, вырожденными карликами, нейтронными звездами и черными дырами. Давно стало ясно, что ИГВ наиболее тесными системами может существенно образом влиять на их эволюцию и объяснить появление целого ряда интересных ТДС и явлений в мире звезд и галактик. Среди них катаклизмические системы различных типов, рентгеновские системы, одиночные гелиевые невырожденные звезды малых масс, звезды типа RCrV, сверхновые звезды первого типа, гамма-всплески и зарегистрированные недавно всплески ИГВ. В ядрах практически всех галактик имеются сверхмассивные черные дыры (СМЧД). Высокая плотность скоплений галактик и большая частота столкновений и слияний галактик в них создают условия для образования тесных двойных СМЧД в галактических ядрах [9] и разрушения галактик — продуктов слияния. Это обуславливает актуальность всестороннего анализа роли ИГВ в эволюции астрофизических систем.

Конечные продукты ядерной эволюции звезд: вырожденные карлики, нейтронные звезды, ЧД

\*E-mail: atutukov@inasan.ru

звездных масс и СМЧД в ядрах галактик лишены наблюдаемых источников энергии за исключением тепловой энергии. Их наблюдаемая эволюция оживляется аккрецией окружающего газа, которая в случае СМЧД при подходящей интенсивности аккреции порождает ярчайшие источники излучения — квазары. При наличии близкого спутника ведущей силой эволюции конечных двойных систем становится ИГВ, обеспечивающее сближение и контакт компонентов [10–12]. Характерное время слияния компонентов ТДС в годах  $T$  может быть оценено следующим образом [13]:

$$T = 10^8 (a/R_\odot)^4 \times \quad (1)$$

$$\times M_\odot^3 / (M_1 M_2 (M_1 + M_2)),$$

где  $a$  — большая полуось круговой орбиты,  $M_1$  и  $M_2$  — массы компонентов в солнечных единицах. Поскольку время жизни астрономических объектов ограничено хаббловской шкалой времени, можно оценить размеры двойных систем с круговыми орбитами, для которых ИГВ является эволюционно значимым:

$$a/R_\odot < 3(M_1/M_\odot)^{1/4} \times \quad (2)$$

$$\times (M_2/M_\odot)^{1/4} ((M_1 + M_2)/M_\odot)^{1/4}.$$

Оценим интенсивность ИГВ в момент слияния двух ЧД одинаковой массы  $L$  как частное от деления дефекта массы  $\alpha \sim 0.1$  [4] на время их слияния при величине большой полуоси порядка их радиуса

$$L = \alpha c^5 / G \sim 10^{25} L_\odot, \quad (3)$$

где  $c$  — скорость света,  $G$  — гравитационная постоянная.

Интересно, что эта интенсивность не зависит от масс сливающихся ЧД, а ее величина делает их в момент слияния “абсолютным” стандартом, который “ярче” всей оптической Вселенной в пределах горизонта! Продолжительность слияния компонентов двойных ЧД при их массах  $10$ – $10^{10} M_\odot$  составляет  $0.001$ – $10^6$  сек (см. рисунок). Важно также, что продолжительность акта слияния одинаковых ЧД согласно оценкам примерно в три раза превосходит их орбитальный период в момент слияния независимо от масс этих дыр. Это обуславливает специфическую форму импульса ИГВ в момент слияния ЧД, помогающую LIGO идентифицировать акты слияния компактных релятивистских объектов звездной массы.

Приведенный рисунок облегчает ориентацию в мире звезд и галактик, а также анализ природы “ярких” источников ИГВ и роли ИГВ в эволюции звезд и галактик. На нем в координатах “масса компонентов — размер системы” представлены основные астрофизические объекты: планеты Р,

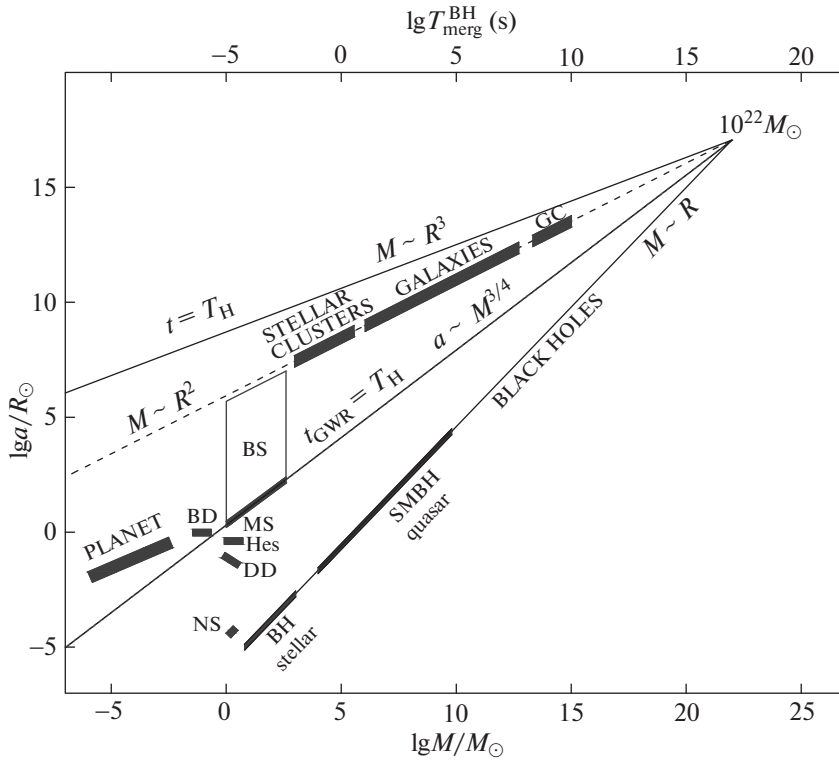
звезды главной последовательности MS, вырожденные карлики DD, нейтронные звезды NS, черные дыры BH, двойные звезды BS, звездные скопления, галактики, скопления галактик. Прямыми линиями отмечены размеры систем, коллапсирующих за хаббловское время при плотности, равной средней плотности Вселенной  $10^{-29}$  г/см<sup>3</sup> ( $M \propto R^3$ ), соотношение  $M = 0.2R^2$  ( $M \propto R^2$ ), ограничение на размеры тесных двойных систем с одинаковыми компонентами соответствующих масс, со сливающимися за хаббловское время компонентами  $\tau_{GWR} = T_H$ , верхняя граница зоны действия ИГВ ( $a \propto M^{3/4}$ ) и радиусы ЧД ( $M \propto R$ ).

Особой дискуссии заслуживает соотношение:

$$M = 0.2R^2, \quad M/M_\odot = 10^3 R_\odot (R/pc)^2, \quad (4)$$

с точностью до фактора 2–3 представляющее на рисунке наблюдаемые массы и радиусы скоплений галактик, галактик [14], скоплений звезд и служащее верхним пределом для больших полуосей двойных звезд [5]. Для молекулярных облаков нашей Галактики, которые являются предшественниками звездных скоплений, это соотношение было найдено Ларсоном [15]. Оно подтверждено при анализе параметров зон звездообразования в других галактиках [16], размер которых, естественно, близок к размеру исходных молекулярных облаков. Это соотношение определяет и связь кеплеровских скоростей звезд  $V$  с массами соответствующих галактик:  $V \propto M^{1/4}$ .

Интересно, что продолжение всех названных выше прямых в область больших масштабов на рисунке приводит к их пересечению при массе отвечающей массе Вселенной в пределах горизонта  $\sim 10^{22} M_\odot$ . И если причина пересечения линий, отвечающих релятивистским эффектам, очевидна в силу их взаимной обусловленности в рамках физики, то причина “попадания” в ту же точку линии, представляющей размеры звездных скоплений и галактик, остается неясной. Причины наблюдаемой небольшой дисперсии соотношения  $M \propto R^2$  могут быть либо генетически обусловлены, либо являются продуктом эволюции названных объектов. Например, столкновения галактик могут лишать их разреженных периферийных частей и уменьшать размеры таких галактик. Это при наблюдаемом распределении их плотности по радиусу делает их более плотными. А диссипативное слияние галактик при столкновениях, как будет ясно дальше, способно существенно увеличить их радиусы [21]. Галактики низкой поверхностной яркости стали известны в последнее время. Другой очевидный возможный фактор дисперсии соотношения  $M \propto R^2$  — дисперсия исходных угловых моментов звездных скоплений, галактик и их скоплений, задающая, например, заметную дисперсию



Астрономические объекты в плоскости “масса (M) — радиус (большая полуось) системы”. На верхней шкале приведены оценки времени слияния и величины орбитальных периодов двух одинаковых черных дыр с массами, указанными на нижней шкале. Линии отмечают размеры систем коллапсирующих при средней плотности Вселенной  $\sim 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup> за хаббловское время ( $T = T_H$ ), наблюдаемую корреляцию размеров звездных скоплений, галактик и их скоплений с массой ( $M \propto R^2$ ), максимальные большие полуоси систем двух равных объектов, сливающихся за хаббловское время  $T_H$  ( $a \propto M^{3/4}$ ), радиусы черных дыр ( $M \propto R$ ). Указано положение планет, коричневых карликов (BD), звезд главной последовательности (MS), вырожденных карликов (DD), двойных звезд (BS), гелиевых невырожденных звезд малой массы (Hes), нейтронных звезд (NS), звездных черных дыр (BH), сверхмассивных черных дыр (SMBH).

распределения двойных звезд по большим полуосям (рисунок).

Что может послужить объяснением причины “устойчивости” соотношения  $M \propto R^2$  в широком интервале масс звездных скоплений, галактик и их скоплений (рисунок)? Возможно, что оно отражает исходную корреляцию угловых моментов  $J$  газовых предшественников галактик и молекулярных облаков с их массами, которая может быть легко найдена:  $J \propto M^{7/4}$ . Но тогда остается непонятным полное отсутствие такой корреляции для газовых облаков звездных масс, производящих двойные звезды с массами  $0.1 M_\odot - 100 M_\odot$ . Последние демонстрируют равномерное распределение по логарифму большой полуоси (рисунок) [5] и, следовательно, по логарифму углового момента в широких пределах величины последнего:  $\delta \lg J \sim 2.5$ . Не исключено, конечно, что указанная корреляция  $M \propto R^2$  является лишь простым отражением очевидного эффекта наблюдательной селекции для поверхностной яркости звездных скоплений и галактик при наблюдаемой сравнительно небольшой дисперсии

отношения масса—светимость для галактик. Однако сейчас представляется возможным, что отмеченное выше соотношение  $M \propto R^2$  (рисунок) может отражать иерархию приливного влияния исходной турбулизованной космической газовой среды в ходе ее эволюции от больших масштабов к меньшим. Радиус  $r$  зоны влияния гравитирующего тела с массой  $m$  определяется соотношением  $r = R(m/M)^{1/2}$ , где  $M$  — масса соседнего гравитирующего объекта, а  $R$  — расстояние между ними. В силу космологических причин в ходе расширения Вселенной первыми возникают скопления галактик с массой  $\sim 10^{15} M_\odot$  и размером около одного мегапарсека [17] (рисунок). В ходе коллапса и сопровождающей его гравитационной фрагментации этих скоплений появляются галактики, размеры которых ограничиваются сверху указанными приливами до указанного “предела”. Продолжение роста плотности галактик приводит к появлению молекулярных облаков, скоплений звезд и кратных звезд, радиусы которых также контролируются приливами систем более высокого порядка. Эта

последовательность заканчивается кратными звездами, максимальные размеры которых ограничиваются приливным влиянием родительских галактик и скоплений звезд [5], а размеры звезд и планет определяются уже другими процессами. В итоге указанный сценарий может быть причиной возникновения наблюдаемой связи масс и размеров скоплений звезд и галактик, а также и Вселенной ( $M \propto R^2$ , рисунок). Это обстоятельство, вероятно, объясняет и причину “попадания” линии  $M \propto R^2$  на рисунке в “точку”, отвечающую размерам и массе Вселенной в пределах космологического параметра  $z < 1$ .

При анализе рисунка стоит отметить, что спектр масс газовых облаков — предшественников звезд, звездных скоплений, галактик и их скоплений — является общим [18]:

$$dN/dM \propto M^{-2}. \quad (5)$$

Отклонение “наблюдаемых” начальных функций звезд и галактик от указанного опорного соотношения может быть объяснено влиянием звездного ветра массивных звезд солнечного химического состава для звезд, поглощением маломассивных галактик массивными в скоплениях галактик [18] и возможным разрушением богатых газом галактик малой массы в ходе вспышки звездообразования.

Причина появления устойчивого исходного спектра масс газовых предшественников астрономических объектов:  $dN/dM \propto M^{-2}$  в очень широком интервале масс ( $M_{\odot} - 10^{15} M_{\odot}$ ) остается пока неясной. Вероятно, что это распределение отражает спектр масс исходных газовых предшественников звезд, галактик и их скоплений. “Топографию” рисунка во многом определяют соотношения (4) и (5). Уравнение (5) в интегральной форме  $N \sim M_U/M$  можно использовать для оценок числа различных объектов и частоты событий во Вселенной в пределах  $z < 1$ . Здесь  $M_U \sim 10^{22} M_{\odot}$  — масса Вселенной при средней плотности  $\sim 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>. Для уточнения “топографии” рисунка необходимо контролировать роль как всегда неизбежных эффектов наблюдательной селекции.

Анализ распределения астрономических объектов и их систем на рисунке позволяет установить главные направления поиска систем, наиболее перспективных для отождествления их с системами, эволюция которых, в основном, определяется ИГВ. Очевидно, что членами наиболее перспективных активных генераторов ИГВ двойных систем — продуктов эволюции тесных двойных звездных систем — могут быть долгоживущие звезды главной последовательности малой массы (MS), гелиевые невырожденные звезды (HeS), гелиевые, углеродно-кислородные и кислородно-неоновые вырожденные карлики (DD), нейтронные

звезды (NS) и черные дыры (BH). Комбинация объектов указанных семи типов порождает двадцать восемь классов тесных систем, рассмотрению образования и эволюции некоторых из них под действием ИГВ посвящена эта статья. Отдельно стоят двойные СМЧД, для образования достаточно тесных систем которых необходимо привлечение слияния галактик.

Из рисунка ясно, что исходные двойные системы из звезд главной последовательности или СМЧД, разделенные расстояниями порядка размера галактик, слишком широки для заметной роли ИГВ в их эволюции. Для образования достаточно тесных систем продуктов эволюции их компонентов необходимы очень эффективные механизмы потери углового орбитального момента и сближения компонентов этих систем в ходе эволюции. Для двойных звездных систем он реализуется в виде общих оболочек, в которые они погружаются, если звезда донор теряет свой газ быстрее, чем аккректор способен его аккрецировать, оставаясь в пределах своей полости Роша [19, 20]. Таков же, по сути, и механизм приливного торможения двойных СМЧД в ядрах сливающихся галактик [9]. Предположение о диссипативном характере торможения двойного ядра с массой компонентов  $M_1$  и  $M_2$  в общей оболочке с массой  $M$  и радиусом  $R$  позволяет записать на основе условия траты энергии двойного ядра на разрушение общей оболочки двойной звезды или продукта слияния двух галактик оценку для конечной большой полуоси системы  $a_f$  [5]:

$$a_f = a_0 M_r M_2 / M_1^2, \quad (6)$$

где  $a_0$  — начальная большая полуось двойного ядра  $M_1 > M_2$ . Она равна размерам донора в случае общих оболочек двойных звезд и радиусу более массивной галактики в случае слияния галактик.  $M_r$  — масса компактного ядра донора в случае ТДС и массе СМЧД при слиянии галактик. При всей остающейся неопределенности такого подхода он остается надежным и популярным способом оценки итогов эволюции тесных двойных гравитирующих систем [5–7] при сценарном программировании, для аналитических оценок и будет использоваться в настоящей статье.

Разрушение общих оболочек не лишено наблюдаемых проявлений. Из наблюдаемого распределения двойных звезд по большему полуосям их орбит следует, что до половины всех планетарных туманностей являются продуктами распада общих оболочек тесных двойных звезд [5]. Отличительной чертой планетарных туманностей, образованных при распаде общих оболочек, может быть большая скорость расширения их оболочек, достигающая до нескольких сотен километров в секунду. Эффекты наблюдательной селекции осложняют обнаружение двойственности горячих ядер планетарных

туманностей, но большое их количество сейчас известно. Акт разрушения общей оболочки можно разделить на две фазы. На первой фазе спутник-аккретор погружается в общую оболочку, тормозясь в ней в тепловой шкале времени оболочки донора в момент образования им общей оболочки. Погрузившись в плотные слои донора, аккретор переходит на быструю стадию сближения компактных компонентов и разрушения общей оболочки в ее динамической шкале времени. Последняя для самых тесных систем может достигать нескольких недель или месяцев. За это время системой сбрасывается оболочка с характерной массой порядка солнечной и излучается энергия порядка тепловой энергии общей оболочки. Сам процесс быстрого сброса проявляется как так называемая “красная новая” — взрыв с энергией промежуточной между энергией ярких новых и слабых сверхновых звезд. И такие редкие, но яркие новые давно известны. Теоретическая оценка их частоты в Галактике — раз в несколько лет — делает их на фоне частоты вспышек обычных новых,  $\sim 30$  в год, действительно редкими. Но они — неотъемлемый элемент эволюции тесных двойных звезд. Часть достаточно широких двойных звезд на фазе разрушения общей оболочки может быть яркими инфракрасными источниками по причине образования большого количества пыли в их гигантских плотных истекающих оболочках. Этот вопрос стоит детального исследования.

Для понимания условий образования двойных звезд и их эволюции принципиально знание исходного распределения двойных звезд по основным параметрам: массам первичных компонентов  $M_1$ , исходному отношению масс компонентов  $q = M_2/M_1$  и большим полуосям орбит  $a$ . Анализ наблюдаемых параметров двойных звезд главной последовательности и учет эффектов наблюдательной селекции позволили найти искомую функцию образования двойных звезд Галактики [5]:

$$d^3\nu = 0.2d \lg(a/R_\odot) \times \quad (7)$$

$$\times (M_\odot/M_1)^{2.5} d(M_1/M_\odot) f(q) dq,$$

где  $f(q) = 1$  при  $1 < a < 3000 R_\odot$  и  $f(q) \propto q^{-2}$  при  $3000 < a/R_\odot < 10^6$ .

Эта функция при всех остающихся неопределенностях, сопровождающих ее поиск, остается надежной основой для оценок частот различных явлений в мире двойных звезд нашей Галактики и сценарного моделирования ансамбля двойных звезд в ней. Положение двойных звезд отмечено на рисунке. Двойные звезды с начальными большими полуосями ниже  $3000 R_\odot$  называются тесными, поскольку их компоненты с массами выше  $\sim 0.8 M_\odot$  в ходе эволюции заполняют полости Роша и могут породить самые тесные системы, необходимые

для слияния их компонентов за хаббловское время под действием ИГВ. Верхняя граница размеров двойных звезд определяется приливным влиянием Галактики и совпадает поэтому с (4).

## 2. ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН (ИГВ) ЗВЕЗДНОЙ ПРИРОДЫ

Анализ рисунка показывает, что наиболее перспективными для генерации интенсивного ИГВ звездной природы являются тесные двойные системы с наиболее компактными компонентами: звездами главной последовательности, гелиевыми невырожденными звездами, вырожденными карликами, нейтронными звездами и звездными черными дырами. В этой главе рассмотрена роль ИГВ в эволюции наиболее тесных систем с указанными компонентами.

Рассмотрим роль ИГВ в эволюции тесных двойных звезд главной последовательности и гелиевых невырожденных звезд. Радиусы коричневых карликов с массами  $0.01 M_\odot - 0.1 M_\odot$  близки к  $0.1 R_\odot$ , а радиусы звезд главной последовательности с массами  $0.1 M_\odot - 1.5 M_\odot$  могут быть представлены выражением  $R/R_\odot = M/M_\odot$ . Уравнение (2) позволяет найти, что компоненты контактных систем с равными массами в интервале  $0.04 M_\odot - M_\odot$  сливаются за время короче хаббловского под влиянием ИГВ. Для двойных с массами компонентов больше  $0.8 M_\odot$  ведущим фактором эволюции является ядерная эволюция, маскирующая в силу своей большой скорости влияние ИГВ. Однако и для систем с меньшими массами компонентов на этом пути есть существенное препятствие. Давно было установлено, что молодые тесные двойные звезды с компонентами — звездами главной последовательности — в силу ограничения размеров аккрецирующих компонентов величиной  $\sim 3 R_\odot$  имеют большие полуоси орбит выше  $\sim 6(M/M_\odot)^{1/3}$  [5], что делает их “недоступными” для ИГВ. То есть, для приведения этих систем в область, контролируемую ИГВ, им необходимо избавиться от избытка углового момента.

Можно предложить три варианта сближения компонентов. Первый — редкий распад неустойчивой предельно тесной кратной системы. Компоненты главной последовательности с массами в интервале  $0.3 M_\odot - 1.5 M_\odot$  обладают интенсивным магнитным звездным ветром, который через спин-орбитальное взаимодействие приводит их в контакт с образованием звезд типа W UMa и катаклизмических систем. Но магнитный звездный ветер одновременно маскирует действие ИГВ для них. Более вероятный третий вариант — эволюция первичного компонента с образованием общей

оболочки, в итоге разрушения которой возникает полуразделенная тесная двойная катаклизмическая система. Наблюдаемое распределение катаклизмических систем по скоростям обмена массой позволило установить, что все системы такого рода с орбитальными периодами менее двух часов эволюционируют под влиянием ИГВ [5]. Эволюция катаклизмических переменных с орбитальными периодами больше двух часов контролируется магнитным звездным ветром или ядерной эволюцией донора [5, 7]. По аналогии можно заключить, что таковы же движущие силы эволюции и маломассивных рентгеновских двойных с аккрецирующими нейтронными звездами или черными дырами звездных масс.

Вырожденные акреторы катаклизмических систем делятся на углеродно-кислородные и кислородно-неоновые, как это демонстрирует химический анализ их оболочек. Обилие неона в кислородно-неоновых новых в сто раз превосходит таковое для Солнца, что позволяет говорить о существенной роли перемешивания аккрецированного между вспышками вещества донора с веществом самого вырожденного карлика и эрозии последнего в ходе взрывов новых звезд [22]. Эрозия акретора в катаклизмических ТДС в ходе вспышек новых звезд, вероятно, исключает взрывы их вырожденных компонентов в качестве SNIa. Очередной раз анализ эволюции тесных двойных оказывается надежным инструментом для исследования структуры и эволюции звезд. Относительная наблюдаемая частота кислородно-неоновых новых звезд оказалась лишь в два раза ниже полной частоты новых [23], большинство которых является продуктом взрыва углеродно-кислородных карликов. Действительная относительная частота появления кислородно-неоновых карликов в катаклизмических системах много меньше, поскольку частота вспышек быстро растет с массой вырожденного карлика [24]. Теоретическая оценка полной частоты образования катаклизмических систем в Галактике  $\sim 0.01$  в год близка к наблюдаемой [5].

В ядрах практически всех галактик расположены СМЧД с массами  $10^5 M_\odot - 10^{10} M_\odot$  [25]. Их взаимодействие с окружающими звездами ядра галактики заслуживает особого рассмотрения. Звезды разных классов из близкой окрестности этих черных дыр могут образовывать с ними тесные пары. ИГВ сближает со временем и такие компоненты, но не всегда до их контакта с полостью Роша. СМЧД имеют столь малые плотности, что в процессе сближения могут первыми заполнять свои полости Роша. В итоге их компактные спутники могут быть “поглощены” СМЧД, прежде чем успеют заполнить свои полости Роша. Такие явления в ядрах галактик происходят, вероятно, без

“видимых” проявлений, за исключением импульса ИГВ. Картина такого “поглощения” и его возможные наблюдаемые проявления подлежат специальному исследованию, а его условие может быть найдено с помощью (2) в предположении заполнения донором своей полости Роша:

$$M_{\text{ВН}}/M > (c/v_{\text{п}})^3, \quad (8)$$

где  $M_{\text{ВН}}$  — масса СМЧД,  $M$  — масса донора,  $c$  — скорость света,  $v_{\text{п}}$  — параболическая скорость на поверхности донора. Из этого условия следует, что нейтронные звезды будут “поглощаться” при массе черных дыр выше  $\sim 50 M_\odot$ , вырожденные карлики — при  $M_{\text{ВН}} > 10^6 M_\odot$ , долгоживущие звезды главной последовательности солнечной массы — при  $M_{\text{ВН}} > 10^8 M_\odot$ . При меньших массах СМЧД звезды, заполняющие свои полости Роша, на гиперболических орбитах могут быть разрушены приливными силами за динамическое время этих звезд. Несколько десятков таких событий масштаба взрывов сверхновых звезд, отвечающих распаду звезд главной последовательности с массами от одной до сорока солнечных, были зарегистрированы в оптике и ультрафиолете [69]. Частота этих взрывов определяется скоростью диффузии звездного компонента галактических ядер в окрестность СМЧД.

Не меньший интерес привлекают и потенциальные доноры, имеющие возможность при меньших массах СМЧД заполнить свою полость Роша на круговых орбитах. Это относится, в частности, к звездам главной последовательности в тесной паре со сверхмассивными черными дырами, возникающими в ядрах галактик. Если принять для радиусов звезд главной последовательности с массой, меньшей  $\sim 1.5 M_\odot$ , соотношение  $R_{\text{MS}}/R_\odot = M_{\text{MS}}/M_\odot$ , то можно найти с помощью (2), что отношение максимальной большой полуоси двойной с эволюцией, определяемой ИГВ за хаббловское время, к минимальной  $M_{\text{ВН}}$  близко к  $(M_{\text{MS}}/M_\odot)^{-5/12} (M_{\text{ВН}}/M_\odot)^{1/6}$ . Например, при  $M_{\text{MS}} \sim M_\odot$  и  $M_{\text{ВН}} \sim 10^9 M_\odot$  этот интервал достигает величины около 30. То есть звезды малой массы, под влиянием взаимных столкновений попавшие с периферии ядра галактики в область в пределах  $\sim 10^{16}$  см, будут эволюционировать под влиянием ИГВ до полуразделенной стадии с СМЧД [26]. Время жизни и характерные скорости обмена могут быть оценены с помощью (1). Отношение скорости обмена к скорости, обеспечивающей эддингтоновскую светимость, дается соотношением  $\sim 0.03 (M/M_\odot)^{2/3} (M_\odot/M_{\text{ВН}})^{1/3}$ . То есть “аккреция” отдельных звезд СМЧД за счет ИГВ, как правило, не заметна на фоне яркого квазара. Но такие акты аккреции отдельных звезд могут проявляться как вспышки излучения. Изучение кривых блеска активных ядер галактик —

эффективный инструмент для анализа источников их питания.

Интересно, что магнитный звездный ветер — двигатель эволюции катаклизмических систем с орбитальными периодами выше трех часов — при СМЧД в качестве аккретора уступает ведущее положение ИГВ, поскольку отношение характерных времен магнитного ветра донора и ИГВ  $\sim 10(M/M_{\odot})^{7/3}(M_{\odot}/M_{\text{ВН}})^{4/3}$ . То есть при  $M_{\text{ВН}}/M_{\odot} > 6(M/M_{\odot})^{7/3}$  ИГВ становится ведущим эволюционным фактором полуразделенных систем со звездой главной последовательности малой массы в качестве донора. Однако следует иметь в виду, что такие звезды с массами менее  $\sim 1.5 M_{\odot}$  имеют глубокие конвективные оболочки, а это значит, что при контакте с полостью Роша в ответ на быструю потерю вещества оболочек они быстро расширяются и могут быть полностью разрушены за время порядка динамического времени, образовав массивный газовый диск (оболочку) около СМЧД. Подобным образом приливы могут разрушить и вырожденные карлики, заполняющие свои полости Роша около СМЧД с массой, как было указано выше, меньшей  $\sim 10^6 M_{\odot}$ . Аккреция газа диска, возникающего в результате разрушения звезды, с эддингтоновской скоростью для СМЧД приведет к вспышке жесткого излучения продолжительностью  $\sim 10^8(M/M_{\text{ВН}})$  лет. Интересно, что подобные вспышки с энергией  $\sim 10^{52}$  эрг сейчас наблюдаются [27]. Однако теперь ясно, что они могут быть обусловлены и неоднородностью вещества газового диска, аккрецируемого СМЧД вещества. Для надежного отождествления актов приливного разрушения звезд в окрестности СМЧД и аккреции квазарами их вещества необходим детальный анализ наблюдаемых проявлений и кривых блеска квазаров. Такой анализ необходим и для изучения структуры и физики газового аккреционного диска квазаров.

Массы гелиевых невырожденных звезд заключены в пределах  $0.5 M_{\odot} - 100 M_{\odot}$  [5, 7], их радиусы —  $R_{\text{He}}/R_{\odot} = 0.2(M/M_{\odot})$ , а светимости —  $L_{\text{He}}/L_{\odot} = 250(M_{\text{He}}/M_{\odot})^4$  [28]. Основная часть этих звезд являются продуктами эволюции тесных двойных звезд. В результате большого сближения компонентов двойных звезд на стадии с общей оболочкой гелиевая звезда может заполнить свою полость Роша под влиянием ИГВ еще на стадии горения гелия в ее ядре, имея в качестве спутника вырожденный карлик, нейтронную звезду или звездную черную дыру. Частота появления таких систем в Галактике около 0.001 в год [29]. Указанные выше радиусы гелиевых звезд позволяют оценить скорость обмена веществом под влиянием ИГВ в полуразделенных системах с гелиевой звездой, заполняющей свою полость

Роша:  $10^{-7}(M/M_{\text{He}})^{2/3} M_{\odot}$  в год [30].  $M$  — масса аккретора. При компонентах солнечной массы эта скорость близка к скоростям, демонстрируемым катаклизмическими системами. Короткое время жизни подобных систем и низкая частота их возникновения делают их редкими  $\sim 10^4$  [30] в Галактике. Поэтому надежные примеры таких систем с невырожденными гелиевыми донорами пока не известны. Звезды типа AM CVn могут быть продуктами эволюции не только подобных систем, но и ТДС с проэволюционировавшими звездами главной последовательности малых масс [29]. Рост скорости обмена с ростом массы СМЧД означает быстрое разрушение гелиевой звезды и приводит к вспышке излучения, продолжительность которой зависит от вязкости газа и массы черной дыры.

Рассмотрим слияния компонентов тесных двойных вырожденных карликов, производящих SNeIa, R CrB, новые звезды, нейтронные и гелиевые звезды. Эволюция именно таких систем в последние годы привлекает большое внимание. Причины этой активности очевидны. Эволюция компонентов тесных двойных звезд с массами  $M_{\odot} - 10 M_{\odot}$  на стадии с общей оболочкой приводит к образованию тесных систем вырожденных карликов. Известны три класса вырожденных карликов: гелиевые (HeD)  $0.1 M_{\odot} - 0.55 M_{\odot}$ , углеродно-кислородные (COd)  $0.55 M_{\odot} - 1.2 M_{\odot}$  и кислородно-неоновые (ONed)  $1.2 M_{\odot} - 1.4 M_{\odot}$ , [2]. Шесть очевидных вариантов их слияния под влиянием ИГВ дают возможности для описания целого ряда объектов и явлений в звездном мире.

Наиболее популярный на сегодня “дуэт” — двойные вырожденные СО-карлики, слияние компонентов которых, вероятно, объясняет причину взрывов сверхновых типа SNIa [2] с энергией  $\sim 10^{51}$  эрг [33]. Оценка частоты подобных событий в нашей Галактике:  $\sim 0.003$  в год [30, 32]. Роль сверхновых этого класса принципиальна в целом ряде областей современной астрофизики. Они, являясь текущим “стандартом” яркости, — основа современной шкалы времени и расстояний в современной астрофизике и космологии. Современная космология, опираясь на результаты исследования эволюции их видимой яркости со временем, пришла к выводу о возможном ускорении расширения Вселенной со временем. Однако следует иметь в виду, что детальное исследование последнего времени наблюдательных свойств их взрывов обнаруживает почти 40% разницу в массах произведенного никеля при отсутствии наблюдаемой разницы в кривых блеска [47]. Одновременно исследование химии звезд разного возраста показало, что сверхновые типа SNIa — главные поставщики железа во Вселенной. Кроме того, эти сверхновые, как показывают простые оценки, являются главными генераторами галактического

ветра E-галактик и ветра балджей дисковых галактик. То есть поддержание E-галактик свободными от газа обеспечивают, в основном, именно эти сверхновые. Все это подчеркивает необходимость самого тщательного анализа сценариев их формирования и механизма взрыва сверхновых звезд типа SNIa.

Несмотря на кажущуюся простоту и надежность сценария слияния вырожденных CO компонентов в качестве механизма взрыва SNIa, остается много принципиальных вопросов. Среди них роль суммы масс CO-карликов в энергетике взрыва, роль приливных процессов и аккреционной струи в нагреве аккрецирующего карлика, место начала горения углерода и формирование детонационного фронта во взрыве. Изучение роли суммы масс карликов и полноты сгорания ядерного топлива на энергетику взрыва призвано уточнить наши представления не только о физике самого взрыва, но и о возможном ускорении Вселенной, найденном по видимому ослаблению их блеска с расстоянием [31]. Сумма масс сливающихся за хаббловское время CO-карликов, согласно сценарию моделированию эволюции популяции двойных звезд, со временем уменьшается на  $\sim 30\%$  [30], оставляя пока надежным текущий вывод об ускорении расширения Вселенной со временем. Но здесь необходимо отметить, что полнота сгорания ядерного топлива, регулирующая их яркость при взрыве карликов, остается пока неизвестной.

Кратко рассмотрим возможную судьбу других участников слияния компактных компонентов тесных двойных звезд под влиянием ИГВ. Слияние кислородно-неоновых карликов, суммарная масса которых заведомо больше чандрасекаровской, ведет к взрывному горению кислорода и неона. Однако энергетика этого топлива ниже энергетика углеродно-кислородных карликов, а радиусы меньше. Последнее увеличивает глубину потенциальной ямы для продуктов их взрывов. В итоге ядерной энергии этих карликов может и не хватить для их полного разрушения. Поэтому после взрыва, сопровождаемого частичной потерей вещества, может образоваться быстро вращающаяся нейтронная звезда — миллисекундный радиопульсар. Частота подобных взрывов в Галактике  $4 \times 10^{-4}$  в год [34]. Наблюдаемые оптические проявления такого взрыва пока неясны. Необходимо численное исследование физики взрыва в этом случае, чтобы найти ему место среди аномальных сверхновых или новых звезд.

Слияние CO и ONe карликов с частотой  $\sim 6 \times 10^{-4}$  в год [34] ведет, вероятно, к взрыву SNIa, для отождествления специфики которого также необходимо численное моделирование. Слияние гелиевых вырожденных карликов ведет к началу горения гелия. Взрыв масштаба сверхновой в этом

случае кажется маловероятным, поскольку начало горения гелия в ядре красного гиганта с массой порядка солнечной массы сохраняет звезду, переводя ее на горизонтальную ветвь. Конечным продуктом эволюции сливающихся гелиевых карликов будет углеродно-кислородный карлик. Слияние гелиевых карликов с углеродно-кислородными или кислородно-неоновыми с частотой  $\sim 0.04$  в год [34] может вести при детонации ядерного топлива к взрыву сверхновой масштаба SNIa, но условия такой детонации и ее возможные проявления пока не изучены. В отсутствие детонации продукт слияния может превратиться в звезду типа R CrB — гелиевый гигант, эволюция которого быстро заканчивается потерей гелиевой оболочки за счет интенсивного звездного ветра, присущего этим звездам [5]. Особого упоминания заслуживает здесь роль ИГВ в эволюции полуразделенных катаклизмических двойных звезд с орбитальными периодами короче двух часов и массами доноров, меньшими  $\sim 0.3 M_{\odot}$  [5]. Она обеспечивает уменьшение орбитального периода этих систем до одного часа с возможным последующим разрушением донора в его динамической шкале времени с образованием газового диска около аккретора [5]. При массах доноров  $0.3 M_{\odot} - 1.5 M_{\odot}$  ведущим фактором эволюции таких систем является магнитный звездный ветер, а при  $M > M_{\odot}$  главный фактор эволюции — ядерная эволюция донора.

Обсудим последствия слияния компонентов тесных двойных нейтронных звезд и звездных черных дыр. Эволюция компонентов ТДС с массами  $10 M_{\odot} - 30 M_{\odot}$  заканчивается образованием нейтронных звезд, а общие оболочки, сопровождающие эволюцию таких систем, приводят к образованию тесных двойных нейтронных звезд [5, 7, 35]. Эволюция наиболее тесных из них под влиянием ИГВ приводит со временем их компоненты в контакт. Модельная оценка частоты подобных событий в Галактике  $\sim 3 \times 10^{-4}$  в год [30]. Разрушение при контакте компонентов таких систем, обладающих большим гравитационным потенциалом, принято отождествлять с гамма-всплесками, энергетика которых  $10^{48} - 10^{52}$  эрг отвечает энергии связи нейтронной звезды. Эволюция со временем частоты гамма-всплесков следует истории звездообразования во Вселенной с максимумом при  $z \sim 2$ , отвечающему возрасту  $2 \times 10^9$  лет [36, 37].

Наблюдаемые гамма-всплески являются весьма неоднородным семейством и могут быть разделены на четыре группы по продолжительности вспышки: ультракороткие  $\sim 0.2$  сек, короткие  $\sim 1.5$  сек, средние  $\sim 30$  сек и длинные  $\sim 10^4$  сек [38, 39]. Если допустить, что продолжительность



вспышки излучения порядка кеплеровского времени на близких к аккрецирующему объекту орбитах, то ультракороткие вспышки можно связать, подобно вспышке GW 170817, с актами слияния двух нейтронных звезд, а короткие — со слиянием нейтронной звезды со звездной черной дырой в тесной двойной системе. Теоретическое отношение частот этих событий на основе сценарного моделирования около трех [30], что совпадает с наблюдательной оценкой этого отношения [40]. Интересно, что короткие и ультракороткие гамма-всплески отличаются и по энергиям гамма-квантов [41]. В поисках возможного механизма коротких гамма-всплесков можно обратиться и к сливающимся в нашей Галактике с частотой  $\sim 3 \times 10^{-5}$  в год ONe вырожденным карликам. После быстрого выгорания ядерного топлива в продукте слияния коллапс быстровращающейся звезды может привести к образованию предельно тесной двойной нейтронной звезды, слияние компонентов которой под действием ИГВ и приводит, с одной стороны, к вспышке ИГВ типа GW 170817, зарегистрированной LIGO, а с другой стороны, к короткому гамма-всплеску, совпавшему по месту на небесной сфере и времени вспышки со вспышкой гамма-излучения. Это позволяет надежно отнести часть регистрируемых гамма-всплесков к актам слияния нейтронных звезд и черных дыр. Близкий по содержанию сценарий может быть реализован и при коллапсе ядра сверхновой типа SNIb,c в предельно тесной двойной системе [42]. В этом случае быстро вращающееся ядро в ходе своего коллапса может образовать предельно тесную двойную нейтронную звезду, быстрое слияние компонентов которой под действием ИГВ произведет вспышку короткого гамма-всплеска.

Следует отметить, что несмотря на очевидное согласие современных представлений о природе гамма-всплесков и вспышек излучения ИГВ оценка наблюдаемой частоты событий в эксперименте LIGO [4] остается заметно ниже модельной оценки частоты слияний нейтронных звезд и черных дыр [30]. Можно предложить две возможности уменьшения величин теоретических оценок. Одна из них — допущение скорости в несколько сотен километров в секунду, приобретаемой образующимися нейтронными звездами и черными дырами при коллапсе и распаде двойных, например, за счет несимметричного сброса нейтрино. Другая возможность, возможно, обусловлена химией предшественников событий LIGO [67]. Наиболее массивные звезды — предшественники звездных черных дыр — имеют очень мощный звездный ветер, препятствующий их расширению после стадии главной последовательности и, следовательно, образованию общей оболочки [5]. Последняя совершенно необходима для сближения продуктов эволюции

компонентов до больших полуосей, необходимых для эффективного действия ИГВ. Очевидная возможность сохранить богатую водородом оболочку звезды, обеспечивающую ее расширение и образование общих оболочек, — обращение к редким первым звездам с низким обилием металлов и слабым ветром. То есть не исключено, что массивные системы LIGO — редкие продукты эволюции именно первых двойных систем с малым обилием металлов. Ясно, что сейчас необходима дальнейшая работа по уточнению величин всех этих оценок как со стороны теоретических сценарных моделей, так и со стороны наблюдательных оценок LIGO.

Сценарный анализ и сценарная модель демонстрируют возможность слияния нейтронных звезд и звездных черных дыр с вырожденными карликами различных типов в тесных двойных системах под действием ИГВ. Общая частота событий такого рода в Галактике  $\sim 10^{-3}$  в год [30]. Наблюдаемые проявления событий такого рода пока почти не изучены. Из общих представлений можно предположить, что карлик в своей динамической шкале будет за несколько секунд разрушен. Итогом разрушения будет либо образование долгоживущего рентгеновского источника с активно испаряемым аккреционно-декреционным диском около компактного объекта, либо формирование (инфра)красного объекта типа Торна-Житков с интенсивным звездным ветром. Среди рентгеновских источников могут быть примеры объектов первого рода, а среди ярчайших инфракрасных звезд — объекты второго рода. Времена жизни как релятивистских объектов с массивными дисками, так и с массивными протяженными оболочками целиком определяются интенсивностью ветра и могут быть сравнительно короткими, а их числа в Галактике — небольшими. Истощение вещества компактных дисков в силу большого исходного углового момента может сопровождаться образованием больших декреционных дисков около таких нейтронных звезд и черных дыр с возможным последующим образованием планет в них [43]. Роль декреционной части диска в силу его малой активности недооценивается, но большинство планетных систем являются продуктом именно его эволюции [5]. Аккрецирующий компактный объект, окруженный газовым диском, является традиционной моделью для рентгеновских источников [5–7]. Диск может быть либо реликтовым, как в только что представленном сценарии, либо непрерывно подпитываться внешним источником. В качестве последнего может быть межзвездная среда, звездный ветер близкого спутника или сам спутник с массой, меньшей  $0.3 M_{\odot}$ , заполняющий свою полость Роша [2]. И только в последнем случае, как и в случае катаклизмических двойных, движущей силой эволюции такой системы будет ИГВ.

Эволюция звезд с массами выше  $\sim 30 M_{\odot}$  заканчивается образованием звездных черных дыр с массами выше  $\sim 6 M_{\odot}$  [7, 42, 44]. Теоретическое соотношение между массой исходной звезды главной последовательности  $M_{MS}$  и массой черной дыры [5] —  $M_{BH}/M_{\odot} = 0.05(M_{MS}/M_{\odot})^{1.4}$ . При этой оценке предполагается, что масса черной дыры равна массе малокалорийных продуктов горения углерода в ядре массивной звезды. Массы компонентов шести двойных черных дыр, слияние которых под действием ИГВ было обнаружено в эксперименте LIGO,  $7 M_{\odot} - 36 M_{\odot}$  [4, 44, 45], что согласно последнему соотношению отвечает исходным массам их предшественников  $33 M_{\odot} - 110 M_{\odot}$ . Исходная функция масс (5) звезд предполагает концентрацию распределения черных дыр по их массам около черных дыр малой массы, однако известное распределение масс черных дыр LIGO демонстрирует скорее обратную тенденцию — концентрацию около наиболее массивных из них [45]. Это является вероятным следствием увеличения “рабочего” интервала больших полуосей орбит двойных черных дыр, сливающихся под действием ИГВ, с массой черных дыр (2), и обычного эффекта наблюдательной селекции, увеличивающего объем контролируемого LIGO пространства с ростом массы, а следовательно, и излучаемой энергии сливающихся черных дыр. Здесь необходимо напомнить, что хотя абсолютная “яркость” источника ИГВ (3) и не зависит от массы сливающихся черных дыр, общая излученная при слиянии энергия пропорциональна их массам. Эмпирическая оценка частоты слияния звездных черных дыр в нашей Галактике остается пока неуверенной [4, 46]:  $10^{-6} - 10^{-5}$  в год. Теоретическая сценарная оценка [30, 34]:  $10^{-4} - 10^{-5}$  в год, как уже отмечено выше, в силу ряда остающихся неопределенностей в сценарной программе для двойных звезд не противоречит эмпирической, но, очевидно, обе они нуждаются сейчас в уточнении.

Подводя итоги роли ИГВ в эволюции звезд, приходим к выводу, что образование в ходе их эволюции компактных систем остатков ядерной эволюции компонентов превращает ИГВ в главный фактор эволюции последних. Сближение компонентов ведет к заполнению ими своих полостей Роша, обмену веществом и во многих случаях к полному разрушению компонентов.

Эти явления отмечаются появлением ярких источников стационарного и транзиентного рентгеновского и гамма-излучения и вспышек ИГВ. Таким образом, наличие ИГВ дает нам реальную возможность изучать эволюцию компонентов тесных двойных звезд и самих таких систем до “полного” исчерпания ими движущих сил эволюции. Моделирование процессов и исследование физики явлений, порождаемых ИГВ, таких как SNIa, гамма-

всплески различного типа, слияние компактных продуктов эволюции звезд различной природы подлежат теперь детальному и всестороннему изучению. Следует отметить необходимость всестороннего пополнения наблюдательной информации о свойствах наиболее компактных звезд и их систем на поздних стадиях их эволюции.

### 3. РОЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН (ИГВ) В ЭВОЛЮЦИИ ГАЛАКТИК

Рассмотрим условия образования и эволюции сверхмассивных черных дыр (СМЧД) в ядрах галактик. Галактики — гигантские скопления звезд и газа с массами  $10^7 M_{\odot} - 10^{13} M_{\odot}$  [8]. Соотношение масса—радиус галактик представляется уравнением (4) и рисунком. Галактика может быть представлена суммой двух основных компонентов: сфероидального и дискового. Е-галактики представлены только сфероидальным компонентом. Дисковые S-галактики имеют оба компонента: сфероидальный балдж и диск. Сфероидальный компонент является скоплением старых звезд с массой, меньшей солнечной. Кроме того, галактики с массами выше  $\sim 10^{10} M_{\odot}$  обладают темным гравитирующим компонентом пока неизвестной природы [48]. Ветер Е-галактик и балджей S-галактик поддерживается сверхновыми SN Ia, или, в конечном итоге, ИГВ, которое обеспечивает возможность слияния вырожденных карликов. Галактический ветер препятствует накоплению газа, потерянного старыми звездами, в Е-галактиках и балджах S-галактик. Сфероидальный компонент галактик — вероятная сумма продуктов исходного коллапса протогалактики и продуктов слияния галактики с ее спутниками и соседями в ходе эволюции в родительском скоплении. Дисковый компонент галактик — продукт диссипативной эволюции газового компонента галактики в течение хаббловского времени [49]. Галактики включают около половины звезд скопления галактик. Остальные звезды принадлежат звездному фону, подчеркивая роль столкновений и распада части галактик скопления в их эволюции.

Обнаружение сверхмассивных черных дыр с массами  $10^6 M_{\odot} - 10^{10} M_{\odot}$  в ядрах большинства галактик — одно из наиболее значимых достижений астрономии XX в. Интенсивная аккреция ими газа, до  $\sim 100 M_{\odot}$  в год, делает СМЧД-квазары ярчайшими источниками стационарного фотонного излучения во Вселенной. Большая энергетика аккрецирующих СМЧД делает их активными факторами эволюции галактик. Массы СМЧД составляют  $10^{-5} - 10^{-2}$  от масс их галактик, а характерная величина этого отношения  $\sim 0.001$  [50]. В силу обычных эффектов наблюдательной селекции последнее соотношение имеет характер верхнего

предела. Наибольшие отношения, вероятно, отмечают частично разрушенные продукты слияния галактик [51]. Пути образования СМЧД в уже очень молодых галактиках с возрастом менее миллиарда лет пока не вполне ясны.

Из общих соображений было предложено несколько сценариев возникновения СМЧД в ядрах галактик. СМЧД в ядрах галактик могут быть реликтами ранних стадий эволюции нашей Вселенной и оказаться в этом случае центрами формирования галактик, а не продуктами эволюции последних. Их предшественниками могут быть и сверхмассивные звезды соответствующих масс в плотных ядрах галактик с низким обилием металлов. Кроме того, в росте массы СМЧД может играть определенную роль слияние галактик и их центральных СМЧД [51]. Но наиболее вероятным представляется сейчас быстрый рост масс СМЧД за счет сверхэддингтоновской аккреции газа и звезд. Характерное время удвоения масс аккрецирующей на эддингтоновском пределе СМЧД  $\sim 10^8$  лет. Утроение темпа аккреции позволяет за один миллиард лет увеличить массу СМЧД в миллиард раз и полностью решить таким образом проблему быстрого роста их масс на ранних стадиях эволюции галактик. Есть несколько возможностей обойти эддингтоновский предел на скорость аккреции в этом случае. Во-первых, трех-пятикратное превышение эддингтоновской скорости аккреции СМЧД в ядрах галактик при  $z > 2$ , вероятно, уже наблюдается [52]. Во-вторых, тонкий горячий диск около СМЧД может эффективно охлаждаться за счет нейтрино [53, 54] и эффективно терять свою энергию в полярных направлениях в виде обычных радиации и ветра аккреционного диска. Кроме того, как было найдено выше, достаточно массивная СМЧД может поглощать вырожденные карлики и звезды главной последовательности целиком, минуя газовую фазу и обходя, таким образом, эддингтоновский предел. Эти аргументы, вероятно, решают проблему наблюдаемого “слишком быстрого” роста масс СМЧД в ядрах далеких и молодых галактик.

Анализ условий роста масс СМЧД порождает вопрос о причинах наблюдаемого ограничения роста масс СМЧД в ядрах галактик характерной величиной  $\sim 10^{-3}$  от массы Е-галактики или балджа дисковой галактики [50], тогда как запас газа даже в массивных дисковых галактиках достигает десяти процентов ее массы. Одной из возможных причин может быть эддингтоновский предел на аккрецию холодного запыленного газа. Повышение массы СМЧД понижает температуру излучения диска как  $T(K) \sim 10^7 (M_{\odot}/M_{\text{ВН}})^{1/4}$ . При относительных массах СМЧД, больших 0.001, это излучение эффективно тормозит аккрецию холодного запыленного газа, исключая стационарную аккрецию газа

ядром галактики и рост масс СМЧД. Важно помнить, что непрозрачность запыленного газа в почти тысячу раз превосходит непрозрачность горячего ионизованного газа. Вспышечная накопительная аккреционная активность квазаров при этом остается, но она неэффективна в росте массы СМЧД. В эллиптических галактиках, вероятно, нет межзвездного холодного газа. Простые оценки энергетики нагрева и охлаждения галактического газа Е-галактик показывают, что галактики с массами меньше  $\sim 10^{12} M_{\odot}$  за счет галактического ветра, поддерживаемого SN Ia, остаются свободными от газа. Аналитические оценки показывают одновременно, что аккреция ветра Е-галактик СМЧД в их ядрах не приводит к значительному росту массы этих СМЧД в силу высокой скорости газа такого ветра. То есть СМЧД ядер Е-галактик должны в основном сформироваться до того, как дисковая галактика, вероятно, в ходе столкновений не превратилась в эллиптическую.

Другой вероятной причиной наблюдаемого “ограничения” относительной массы СМЧД величиной  $\sim 10^{-3}$  от массы их сфероидальных компонентов может быть активное участие галактик в столкновительной эволюции галактик в плотных скоплениях. Рассмотрим условие слияния галактик и СМЧД в их ядрах. Процесс слияния, происходящий при столкновении галактик со скоростями порядка параболических скоростей на их краю, можно разделить как и в случае слияния звезд в общей оболочке (6) на две стадии [51]. На первой стадии ядро галактики и ее СМЧД тормозятся приливным образом звездной среде. Характерное время этого торможения согласно простой оценке для однородной модели:  $\tau_{fr} \sim T_K (M/m)$ , где  $T_K$  — кеплеровское время,  $M$  — масса более массивной галактики,  $m$  — масса спутника. Характерные кеплеровские времена галактик  $\sim 10^8$  лет, поэтому галактики с массами более 0.01 от массы сталкивающейся с ней массивной спутницы могут быть поглощены последней за время короче хаббловского. Галактики меньших масс и, в частности, шаровые скопления, могут “существовать” на временах, превышающих хаббловское время. Ядра сливающихся галактик с СМЧД в них сближаются в соответствии с (5) до какого-то расстояния, ограниченного условием разрушения родительской теперь общей галактики. Для слияния одинаковых СМЧД под действием ИГВ на второй стадии необходимо, чтобы это расстояние было меньше (2)  $\sim 3(M_{\text{ВН}}/M_{\odot})^{3/4}$ . В итоге на основе (4) находим ограничение на массы СМЧД в рамках этого сценария, исходя из условия сохранения продукта слияния галактик на фазе звездной “общей оболочки” двойной СМЧД:

$$M_{\text{ВН}}/M < 0.002(M/10^{10}M_{\odot})^{1/5}, \quad (9)$$

где  $M$  — масса сливающихся одинаковых галактик. Выполнение последнего условия обеспечивает сохранение звездного компонента продукта слияния галактик и слияние их СМЧД за время короче хаббловского. А его нарушение приведет к полному рассеянию звезд сливающихся галактик и сохранению двойной СМЧД на широкой орбите, исключая слияние ее компонентов. Зависимость последнего соотношения от массы сливающихся галактик слабая. Ясно, что эффекты наблюдательной селекции выделяют галактики с наиболее массивными СМЧД, пережившие такие слияния, что, вероятно, и выделяет наблюдаемое соотношение масс СМЧД и их галактик. Разрушение большей части сталкивающихся галактик пополняет звездный компонент галактик поля скопления, включающий заметную долю всех звезд скоплений галактик. Интересен поиск в газовой среде межгалактического газа изолированных, возможно, беззвездных двойных СМЧД — остатков таких возможных разрушительных столкновений галактик, время слияния которых превосходит хаббловское время.

Итак, слияние галактик в ходе столкновительной эволюции, вероятно, исключает сохранение галактик, обладающих относительными массами СМЧД больше предела (9), что вносит существенный вклад в наблюдаемую корреляцию  $M_{\text{ВН}} \sim 0.001M$  [50]. Таким образом, ИГВ, вероятно, может способствовать сохранению галактик при их слиянии. В отсутствие ИГВ большинство слияний, как легко оценить с помощью (4), привело бы при  $M_{\text{ВН}}/M > 10^{-5}(M/(10^{10} M_{\odot}))^{1/2}$  к полному разрушению галактик их сливающимися СМЧД. Несмотря на редкость, галактики с двойными СМЧД в качестве ядер известны [53, 56, 57]. Тесная пара СМЧД найдена в квазаре PG 1302-102. Орбитальный период этой системы около пяти лет. А орбитальный период двойного ядра галактики PSO J334.2028+01.4075 с массой  $\sim 10^{10} M_{\odot}$  всего 542 дня. Время слияния компонентов этой двойной СМЧД за счет ИГВ в предположении их масс  $\sim 10^8 M_{\odot}$  всего 250 лет. Все это подчеркивает большую частоту столкновений галактик и слияний СМЧД в ходе эволюции галактик в их скоплениях. Дополнительным косвенным свидетельством актов слияния галактик и их ядер может служить появление галактик с активными ядрами, находящимися вне центра масс своих галактик [58]. Отклонение может достигать при этом одного килопарсека, а для десяти процентов галактик оно превышает 100 парсек. Наконец, само наличие корреляции массы СМЧД с массой балджа дисковых галактик и с массой E-галактик является дополнительным аргументом в пользу столкновительного характера причин роста массы обоих компонентов.

Стоит отметить, что большинство столкновений галактик в скоплениях происходит на скоростях, заметно превышающих параболические скорости на краю сталкивающихся галактик, а размеры и массы галактик, как правило, заметно различаются. Эллиптические галактики при этом, вероятно, не испытывают заметных возмущений, но дисковые галактики могут лишиться части своего газового диска. Важно, что поверхностная плотность газа растет с уменьшением массы дисковых галактик. В итоге большая дисковая галактика может лишиться части своего газового диска. Время диффузионного заполнения свободной от газа области диска  $\tau \sim T_K(r/H)^2$ , где  $T_K$  — кеплеровское время диска,  $r$  — размер свободной от газа зоны,  $H$  — толщина газового диска, определяющая турбулентную скорость газа [49]. Это время может оказаться достаточно большим, а главным фактором “заполнения” следов таких столкновений будет, вероятно, дифференциальное вращение галактического диска. То есть часть диска S-галактики на какое-то время станет E-галактикой, свободной от газа. Поиск таких гибридных, симбиотических галактик, носящих следы былых столкновений, — интересная новая задача для наблюдателей. Интересно, что ускоренная диффузия газа дисковых галактик к их центру при вызванной столкновением вспышке звездообразования может быть продуктом увеличения этой вспышки толщины их газового диска, что, согласно последнему соотношению, уменьшает время диффузии газа до кеплеровского. Это и наблюдается в галактиках со вспышками звездообразования, темп которого почти в сто раз превосходит обычный для галактик их масс [68].

Рассмотрим столкновительную эволюцию галактик в их скоплениях. Наблюдения обнаруживают, что большинство галактик являются членами их скоплений с размерами 0.5–3 мегапарсека и массами  $10^{13} M_{\odot}$ – $10^{15} M_{\odot}$  [55]. Они хорошо укладываются в рамки уравнения (4) и корреляцию  $M \propto R^2$  (рисунок), что подчеркивает отмеченную ранее, возможно, ведущую роль скоплений галактик в образование этой корреляции. Характерные скорости движения галактик в скоплениях  $\sim 1000$  км/с. Оценки на основе (4) показывают, что за хаббловское время галактики скопления по несколько раз сталкиваются друг с другом, что приводит к ряду интересных явлений. Гравитационное приливное торможение, как показало численное моделирование, приводит к приближению наиболее массивных галактик к ядру скопления и их слиянию в сверхмассивную cD галактику с массой  $\sim 10^{13} M_{\odot}$  [59]. Параболическая скорость на краю последних приближается к характерной скорости наиболее массивных галактик в скоплении, что обуславливает высокую эффективность

захвата соседних галактик ими. Ядра сD галактик — наиболее вероятные места слияния СМЧД и, следовательно, наиболее эффективные генераторы низкочастотных вспышек ИГВ, отмечающих моменты их слияния.

Большинство столкновений дисковых галактик происходит со скоростями, превышающими параболические на их краю. Это при сравнимых массах газа ведет к избавлению продуктов столкновения от газового компонента и превращению их в E-галактики при малой доле газа в сталкивающихся галактиках [60]. Здесь следует заметить, что в плотных ядрах даже молодых скоплений галактик при  $z = 2$  уже присутствуют E-галактики [61]. Возможно, что исходная вспышка звездообразования в достаточно сферически симметричной галактике способна также очистить ее от газа с помощью массивных сверхновых [62]. Столкновение или близкое прохождение дисковых галактик ведет к мощной вспышке звездообразования. Такая вспышка также способна удалить газовый компонент галактик. Действительно, давно замечено, что доля E-галактик в скоплениях растет со временем в несколько раз. Доля E-галактик в скоплениях достигает половины общего числа галактик, в то время как в поле она около пяти процентов [63]. Возможно, что низкая доля E-галактик поля отмечает долю E-галактик — продуктов исходной вспышки звездообразования, а высокая доля E-галактик скоплений указывает на большую роль столкновений в их формировании. Исследования радиального градиента цвета и металличности E-галактик демонстрируют, что они действительно растут со временем за счет поглощения ими маломассивных спутников [66]. Необходимо отметить, что столкновения богатых газом галактик малой массы, лишая их газа, разрушают их, пополняя таким образом население звездной среды скоплений галактик.

Столкновения богатых газом галактик ведут ко вспышкам звездообразования, повышению турбулентной активности и вязкости газа галактического диска. Это способствует аккумуляции газа в центральных областях галактики. Такова, вероятно, природа вспышек звездообразования в галактиках, меняющих шкалу скорости звездообразования согласно оценкам, вытекающим из наблюдений, с хаббловской до кеплеровской или почти в сто раз. Одновременно аккумуляция газа в ядре галактики приводит к активизации звездообразования и ускорению аккреции газа на СМЧД. Из последнего следует, что квазары могут быть активированы не только разрядкой неустойчивого аккреционного диска по примеру карликовой новой звезды, но и столкновениями и, вероятно, даже достаточно близкими прохождениями соседних галактик. Следы былых слияний и вспышек звездообразования

обнаруживает анализ химической и кинематической структуры звезд ядра нашей Галактики [70].

Поддержание E-галактик свободными от газа — задача, успешно решаемая сверхновыми SNIa. Они не только компенсируют радиативные потери горячего газа, но и при массах галактик, меньших  $\sim 10^{12} M_{\odot}$ , способны удалять газ, тераемый старыми звездами галактик [59]. В более массивных сD галактиках сверхновые типа SNIa недостаточны для удаления всего газа из ядер их глубоких потенциальных ям, и этот газ участвует в поддержании звездообразования в ядрах этих галактик. Исследование последнего показало, что характерная скорость звездообразования в центральных галактиках скоплений почти в сто раз превышает скорость аккреции газа их СМЧД [65]. Часть газа сD галактики могут при этом получать из плотного газового компонента ядра родительского скопления. Вклад движения звезд в нагрев газа в E-галактиках, согласно оценкам, меньше вклада сверхновых. Другая картина с поддержанием горячего ветра скоплений галактик, нагреваемого, как показывают простые оценки, в основном, движением галактик данного скопления в его межгалактическом газе.

Наличие СМЧД в ядрах галактик ведет к ряду дополнительных эффектов, помимо обычной аккреции газа ими и активации квазаров. Сливающиеся двойные СМЧД — слабые аккректоры в силу быстрого движения сливающихся черных дыр. Однако они могут быть мощными ускорителями пространственного движения “сталкивающихся” с ними звезд различных типов. Например, одиночные СМЧД ядер галактик ускоряют компоненты сталкивающихся с ними двойных звезд ядра галактики [64]. Из условия сохранения энергии можно оценить максимальную скорость убегающей звезды  $V$ , принимая, что захваченная СМЧД звезда близка к заполнению своей полости Роша:  $V \sim v(M/m)^{1/3}$ , где  $M$  — масса СМЧД,  $m$  — масса равных компонентов исходной двойной звезды, а  $v$  — параболическая скорость на поверхности компонентов двойной звезды. Предполагая массу ускоряемых звезд  $\sim M_{\odot}$ , найдем, что СМЧД с массой более  $\sim 10^5 M_{\odot}$  могут ускорять звезды главной последовательности, вырожденные карлики, нейтронные звезды и звездные черные дыры до релятивистских скоростей. Для оценки числа таких сверхскоростных звезд необходимо изучить эффективность диффузионного питания СМЧД двойными звездами диска родительской галактики и двойными сталкивающимися галактик. Тесные двойные СМЧД в ядрах также могут ускорять звезды этих ядер. Но, поскольку большие полуоси таких систем в силу ИГВ (2) ограничены, скорости потерянных в этом процессе звезд будут независимо от их природы

ограничены сверху величиной  $\sim 400 (M_{\text{ВН}}/M_{\odot})^{1/8}$ . Большой интерес сейчас представляют как наблюдательное обнаружение самих сверхскоростных звезд, так и наблюдаемые проявления рождаемых ими сверхбыстрых планетарных туманностей с кинетической энергией порядка энергии сверхновых звезд.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы проанализировали наиболее мощные эффективные источники гравитационных волн в звездном и галактическом мире, основываясь на современных представлениях об эволюции кратных астрономических объектов: звезд и галактик. Наиболее мощными источниками ИГВ являются двойные черные дыры с массами  $5 M_{\odot} - 10^{10} M_{\odot}$  (рисунок). Характерные времена слияния и орбитальные периоды сливающихся черных дыр:  $\sim 10^{-4} M_{\text{ВН}}/M_{\odot}$  с. Интенсивность ИГВ в момент их слияния не зависит от масс сливающихся черных дыр и составляет  $\sim 10^{25} L_{\odot}$ , что превышает фотонную светимость всей Вселенной в пределах  $z = 1$ :  $\sim 10^{22} L_{\odot}$ . Зарегистрированные на сегодня LIGO вспышки ИГВ [4] позволили подтвердить современные представления об эволюции массивных тесных двойных звезд [5, 7], что позволяет надеяться на то, что сливающиеся вырожденные карлики остаются самой перспективной моделью для сверхновых звезд типа SNIa [2]. Рисунок наглядно демонстрирует, что для образования достаточно тесных для активизации мощного ИГВ двойных систем необходимо существенное уменьшение их большой полуоси в ходе эволюции по сравнению с начальной. Это эффективно осуществляется за счет общих оболочек для звезд и при слиянии, в первую очередь, массивных галактик между собой (6). ИГВ активно участвует в эволюции тесных двойных звезд с компактными компонентами, таких как катаклизмические двойные и рентгеновские двойные с донорами малых масс.

Для активации галактических источников ИГВ — тесных СМЧД — важным является слияние галактик в ходе их столкновительной эволюции в плотных ядрах скоплений. Столкновения могут вести как к образованию E-галактик, так и к образованию достаточно тесных систем СМЧД, эволюция которых может вести к слиянию компонентов и таких систем. Интересной оказалась наблюдаемая корреляция размеров галактик и скоплений галактик с их массами (рисунок, уравнение 4), которая также ограничивает размеры двойных звезд Галактики сверху. Предположение о возможно приливном характере причин его возникновения требует дополнительной проверки и обоснования. Приведенные выше аргументы оставляют возможным поддержание E-галактик

свободными от газа и звездообразования за счет вспышек SNIa, которые, в свою очередь, являются продуктами ИГВ тесными двойными вырожденными карликами.

Приведенный в статье анализ роли ИГВ в эволюции двойных звезд и галактик позволяет сформулировать ряд актуальных задач, решение которых будет способствовать расширению наших представлений об их эволюции.

1. Рассмотрение теоретических и наблюдательных аспектов физики общих оболочек.
2. Изучение процесса слияния компактных звезд различной природы с целью поиска наблюдаемых проявлений.
3. Анализ процесса слияния галактик, обладающих СМЧД в их ядрах.
4. Изучение взаимодействия звезд различной природы с СМЧД в ядрах галактик.
5. Наблюдательный поиск и всестороннее исследование тесных систем компактных объектов, перспективных с точки зрения излучения гравитационных волн ими.
6. Поиск сверхскоростных звезд, ускоренных СМЧД ядер галактик.

Автор благодарит В. Липунова, А. Черепашука и Л. Юнгельсона за постоянное обсуждение проблем двойных звезд. Работа выполнена при поддержке программы исследований Президиума РАН “Нестационарные явления в объектах Вселенной”.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Einstein, *Sitzungster Presus, Akad. Wiss*, Bd1, 42 (1918).
2. I. Iben Jr. and A. Tutukov, *Astrophys. J.* **284**, 719 (2003).
3. J. Taylor and R. Hulse, *IAU Circ.* 270, (1974).
4. B. Abbott, R. Abbott, T. Abbott, M. R. Abernathy *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 241102 (2016).
5. А. Масевич и А. Тутуков *Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М. Наука, 1988).
6. I. Iben Jr. *Stellar Evolution Physics* (Cambridge, 2012).
7. А. Черепашук *Тесные двойные звезды* (М.: Физматлит, 2015).
8. M. Colpi, V. Gorini, F. Haardt and U. Moschelle *Joint evolution of black holes and galaxies* (CRC Press, 2006).
9. A. Tutukov, *Astron. Reports* **49**, 13 (2005).
10. R. Kraft, *Astrophys. J.* **150**, 551 (1962).
11. B. Paczynski, *Acta Astron.* **17**, 287 (1967).
12. А. Тутуков, *Научные информации* **11**, 62 (1969).
13. Л. Ландау и Е. Лившиц *Теория поля* (М.: Наука, 1962).
14. Q. Nguen-Luong, H. Nguen, F. Motte *et al.*, *Astrophys. J.* **833**, 23 (2016).
15. R. Larson, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **194**, 809 (1981).

16. A. Araújo de Souza, L. Martins, A. Rodríguez-Ardila, and L. Fraga, *Astron. J.* **155**, 234 (2018).
17. K. Bolejko and J. Ostrowski, препринт *astro-ph/1805.11047*.
18. Б. Шустов и А. Тутуков, *Астрон. журн.*, в печати.
19. B. Paczynski, *IAU Symp.* **73**, 75 (1976).
20. A. Tutukov and L. Yungelson, *Acta Astron.* **29**, 665 (1979).
21. A. Tutukov, *Astron. Reports* **50**, 439 (2006).
22. U. Peretz, M. Orío, E. Behar, *et al.*, *Astrophys. J.* **829**, 2 (2016).
23. P. Gil-Pons, E. Garcia-Berro, J. Jose, *et al.*, *Astron. and Astrophys.* **407**, 1021 (2003).
24. A. Tutukov and L. Yungelson, *Astrophysics* **8**, 227 (1972).
25. A. Reines and M. Volonteri, *Astrophys. J.* **813**, 2882 (2015).
26. A. Tutukov and A. Fedorova, *Astron. Reports* **61**, 663 (2017).
27. S. Mattila, M. Perez-Torres, A. Efstathiou, P. Mimica, *et al.*, *Science* **361**, 482 (2018).
28. I. Iben Jr. and A. Tutukov, *Astrophys. J.* **313**, 727 (1987).
29. I. Iben Jr. and A. Tutukov, *Astrophys. J.* **370**, 615 (1991).
30. A. Bogomazov and A. Tutukov, *Astron. Reports* **53**, 214 (2009).
31. A. Riess, A. Filippenko, P. Challiss, *et al.*, *Astron. J.* **116**, 1009 (1998).
32. A. Tutukov and L. Yungelson, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **268**, 871 (1994).
33. I. Iben Jr. and A. Tutukov, *Astrophys. J. Supp.* **54**, 335 (1984).
34. А. Тутуков и Л. Юнгельсон, *Астрон. журн.* **79**, 738 (2002).
35. А. Тутуков и Л. Юнгельсон, *Научные информации* **27**, 70 (1973).
36. A. Tutukov, *Astron. Reports* **47**, 637 (2003).
37. T. Yasuda, Y. Urata, J. Enomoto, and M. S. Tashiro, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **466**, 4558 (2017).
38. S. Kisaka, K. Ioka, and T. Sakamoto, *Astrophys. J.* **846**, 142 (2017).
39. R.-J. Lu, S.-S. Du, J.-G. Cheng, H.-J. Lü, H.-M. Zhang, L. Lan, and E.-W. Liang, препринт *astro-ph/1710.06979*.
40. B. Abbott, R. Abbott, T. Abbott, *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **818**, 22 (2016).
41. B.-B. Zhang, B. Zhang, H. Sun, W.-H. Lei, *et al.*, *Nature Comm.* **9**, 447 (2018).
42. A. Tutukov and A. Cherepashchuk, *Astron. Reports* **48**, 39 (2004).
43. B. Margalit and B. Metzger, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **465**, 2790 (2017).
44. L. Barack, V. Cardoso, S. Nissanke, Th. P. Sotiriou, *et al.*, препринт *astro-ph/1806.05195*.
45. S. Taylor and D. Gerosa, препринт *astro-ph/1806.08365*.
46. K. Ioka, T. Matsumo, Y. Teraki, *et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **470**, 3332 (2017).
47. R. J. Foley, S. L. Hoffmann, L. M. Macri, A. G. Riess, P. J. Brown, A. V. Filippenko, M. L. Graham, and P. A. Milne, препринт *astro-ph/1806.08359*.
48. J. Gallagher, D. Hunter, and A. Tutukov, *Astrophys. J.* **284**, 544 (1984).
49. C. Firmani and A. Tutukov, *Astron. and Astrophys.* **364**, 37 (1992).
50. M. Du, V. P. Debattista, J. Shen, L. C. Ho, and P. Erwin, *Astrophys. J. Lett.* **844**, L15 (2017).
51. A. Tutukov, *Astron. Reports* **49**, 13 (2005).
52. Y. Shirasaki, M. Akiyama, T. Nagao, Y. Toba, *et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **70**, S30 (2018).
53. T. Liu, Y. Lin, S. Hou, *et al.*, *Astrophys. J.* **806**, 58 (2015).
54. A. Janiuk, Y. Yuan, Y. Perna, T. Di Matteo, *Nuovo Cimento C* **28**, 419 (2005).
55. D. Burnstein, R. Bender, S. Faber, *et al.*, *Astron. J.* **114**, 1365 (1997).
56. X. Zhu, W. Cui, and E. Thrane, препринт *astro-ph/1806.02346*.
57. M. Charisi, I. Bartos, Z. Haiman, *et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **463**, 2145 (2016).
58. Ch. Skipper and I. Brown, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 5179 (2018).
59. A. Tutukov, V. Dryomov, and G. Dryomova, *Astron. Reports* **51**, 435 (2007).
60. V. Vshivkov, G. Lazareva, I. Kulikov, *et al.*, *Astrophys. J. Supp.* **194**, 47 (2011).
61. V. Strazzullo, E. Daddi, R. Gobat, F. Valentino, *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **833**, L20 (2016).
62. H. Loose, E. Kruegel, and A. Tutukov, *Astron. and Astrophys.* **105**, 342 (1982).
63. I. Karachentsev, E. Kaisina, and D. Makarov, *Astrophys. J.* **833**, 20 (2016).
64. G. Dryomova, A. Tutukov, and V. Dryomov, *Astron. Reports* **54**, 704 (2010).
65. D. Rafferty, B. McNamara, P. Nulsen, *et al.*, *Astrophys. J.* **652**, 216 (2006).
66. V. Marian, B. Ziegler, U. Kuchner, and M. Verdugo, *Astron. and Astrophys.* **617**, A34 (2018).
67. A. Tutukov and A. Cherepashchuk, *Astron. Reports* **61**, 833 (2017).
68. B. Pampiega, P. Perez-Gonzalez, G. Barro, *et al.*, препринт *astro-ph/1806.04152*.
69. D. D'Orazio, A. Loeb, and J. Guillochon, препринт *astro-ph/1807.00029*.
70. T. Buck, M. Ness, A. Obreja, A. V. Macciò, and A. A. Dutton, препринт *astro-ph/1807.00829*.