

ОБДИРАНИЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ В СОСТАВЕ ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ В ПАРЕ С ЧЕРНОЙ ДЫРОЙ

© 2024 г. Н. И. Крамарев^{1,2*}, А. Г. Куранов², А. В. Юдин^{1,3}, К. А. Постнов²

¹НИИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

²Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

³Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию: 28.09.2023 г.

После доработки 29.03.2024 г.; принята к публикации 29.03.2024 г.

Рассмотрены последние стадии эволюции пары нейтронная звезда — черная дыра. Согласно современной парадигме, такие системы в конце концов сливаются, что в некоторых случаях сопровождается приливным разрушением нейтронной звезды. С помощью аналитических методов показано, что в зависимости от параметров системы (начальные массы и собственные моменты импульса компонентов, уравнение состояния нейтронной звезды) также возможен сценарий медленного (порядка нескольких секунд) приливного обдира- ния нейтронной звезды черной дырой. Дойдя до нижнего предела масс (около одной десятой массы Солнца), нейтронная звезда взрывается, производя сравнительно мощный электромагнитный транзиент. Проведен- ные популяционные расчеты показывают, что в зависимости от модельных предположений эволюции тесных двойных систем (значение параметра эффективности стадии с общей оболочкой, механизм взрыва сверхно- вой) и начальной металличности звездной популяции, механизм обдираания возможен в 50–90% случаев сре- ди всех сливающихся пар нейтронных звезд — черных дыр. Из-за большой массы выброшенного вещества излучение килоновой в таком сценарии имеет хорошие перспективы обнаружения.

Ключевые слова: нейтронные звезды, черные дыры, тесные двойные системы, гравитационные волны, кило- новые, гамма-всплески.

DOI: 10.31857/S0320010824050027, EDN: MYLGGR

1. ВВЕДЕНИЕ

Слияния двойных нейтронных звезд (НЗ), а так- же НЗ с черными дырами (ЧД) полвека привлекают внимание астрофизиков как гипотетические источ- ники мощных гравитационно-волновых (ГВ) и элек- тромагнитных (ЭМ) транзиентов, в частности гамма- всплесков (Латтимер и Шрамм, 1974; Кларк и Эр- дли, 1977; Блинников и др., 1984; Эйхлер и др., 1989). Выброшенное в ходе такого слияния нейтронно- избыточное вещество является подходящим местом для синтеза тяжелых элементов. Поэтому высказыва- лось предположение (Ли и Пачинский, 1998), что про- цесс нуклеосинтеза должен быть связан с феноменом так называемой килоновой: долгоживущим тепло- вым транзиентом, излучающим в оптическом, инфра- красном и ультрафиолетовом диапазонах ЭМ спектра (Мецгер и др., 2010). Эти представления получили на- дежное подтверждение после 17 августа 2017 г., когда были практически одновременно зарегистрированы ГВ-событие GW170817 и гамма-всплеск GRB170817A от пары сливающихся НЗ (Аббот и др., 2017). Вскоре было также обнаружено ассоциированное с GW170817 излучение килоновой AT2017gfo (Виллар и др., 2017).

Тем не менее до сих пор достоверно не найдено ни од- ного источника ЭМ излучения от слияний пар НЗ-ЧД

(Бхаттачария и др., 2019; Экангер и др., 2023). Оцен- ки, сделанные методом популяционного синтеза, не дают оптимистической перспективы дальнейшего об- наружения килоновых (Дрозда и др., 2022) и гамма- всплесков (Постнов и др., 2020) от таких слияний. Исходя из современной парадигмы слияний НЗ-ЧД (Кютоку и др., 2021), это связано с двумя причина- ми. Во-первых, события быстрого приливного разру- шения НЗ до ее поглощения ЧД, при которых проис- ходит выброс вещества, оказываются редки по срав- нению с событиями без приливного разрушения. Во- вторых, масса выброшенного в ходе разрушения НЗ вещества будет существенно меньше, чем при сли- янии двух НЗ. По этой причине слияния в паре НЗ-ЧД дают сравнительно слабые и трудно обнаруживаемые ЭМ транзиенты.

Поэтому наряду с широко обсуждаемыми сце- нариями слияния систем НЗ-ЧД (сопровожаемыми или не сопровождаемыми быстрым приливным раз- рушением НЗ), здесь мы также предлагаем рассмот- реть возможность медленного обдираания НЗ массив- ным компонентом.

До сих пор сценарий обдираания развивался толь- ко для систем НЗ-НЗ (Блинников и др., 1984, 2021, 2022; Крамарев и Юдин, 2023а). Суть его в следующем: в ходе сближения НЗ с более массивным компонен- том (другой НЗ или ЧД) из-за излучения ГВ, маломас-

*Электронный адрес: kramarev-nikita@mail.ru

сивная НЗ заполняет свою полость Роша и начинает перетекать на более массивный второй компонент. Из-за аккреции вещества асимметрия системы увеличивается, и компоненты отдаляются друг от друга. Процесс обдиранья идет в сравнительно долгой шкале времени (порядка секунд), определяемой темпом потери системой момента импульса, уносимого ГВ. В итоге маломассивная НЗ достигает минимального предела массы НЗ (порядка десятой массы Солнца), теряет гидродинамическую устойчивость и взрывается, производя мощный ЭМ транзистент и внося вклад в космический синтез тяжелых элементов (Блинников и др., 1990; Панов и Юдин, 2020; Юдин, 2022; Йип и др., 2023). Из-за достаточно большой массы выброшенного вещества, механизм обдиранья НЗ в двойной системе НЗ-ЧД с наблюдательной точки зрения оказывается более перспективным по сравнению с приливным разрушением НЗ (Кавагаши и др., 2016)¹. Главный вопрос — возможен ли такой сценарий в природе? И если да, то насколько часто он реализуется по сравнению с приливным разрушением НЗ? Ответам на эти вопросы посвящена данная работа.

План статьи следующий: сначала мы опишем условия, при которых реализуется тот или иной сценарий эволюции систем НЗ-ЧД, а также аналитически определим массовые границы между сценариями. После этого методами популяционного синтеза найдем долю систем НЗ-ЧД, которые в конце своей эволюции будут обдираны. В заключительных разделах мы суммируем основные результаты работы и обсудим перспективы дальнейшего развития задачи.

2. ПОСЛЕДНИЕ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ НЗ-ЧД

2.1. Стадия сближения НЗ и ЧД

НЗ и ЧД с массами M_{NS} и M_{BH} , входящие в состав тесной двойной системы, в течение долгого времени сближаются из-за потери энергии и орбитального момента импульса на излучение ГВ (рис. 1). Хотя начальный эксцентриситет системы, e , может быть достаточно велик (Ксинг и др., 2023), к началу массообмена под влиянием излучения ГВ его значение будет пренебрежимо мало, $e \leq 10^{-3}$ (Ковальська и др., 2011). По-

этому здесь и далее мы будем считать, что компоненты вращаются по круговым орбитам, $e = 0^2$.

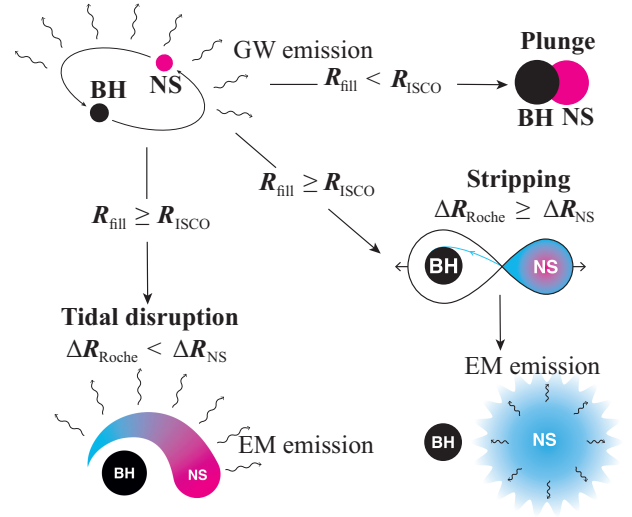


Рис. 1. Три сценария конечной эволюции двойной системы НЗ-ЧД: поглощение НЗ (Plunge), быстрое приливное разрушение НЗ до поглощения (Tidal disruption) и медленное обдиранье НЗ (Stripping) (подробности см. в тексте).

2.2. Выброс вещества в ходе массообмена

Принципиальная возможность выброса вещества в ходе слияния системы НЗ-ЧД определяется соотношением двух характерных радиусов системы. Сначала определим радиус последней устойчивой круговой орбиты вокруг ЧД, R_{ISCO} , зависящий от удельного собственного момента импульса (спина) ЧД, $\chi_{BH} = 2J_{BH}/R_g M_{BH}c$, где $R_g = 2GM_{BH}/c^2$ — гравитационный радиус ЧД, и угла наклона спина ЧД по отношению к орбитальному моменту системы, θ_{BH} . В общем случае R_{ISCO} не может быть выражен аналитически, его значение можно найти только численно (см., например, Ризолла, 2016). Тем не менее с точностью до членов $O(\chi_{BH}^2)$ радиус последней устойчивой орбиты равен своему значению в плоскости, перпендикулярной спину ЧД (на экваторе):

$$R_{ISCO}(\chi_{BH}, \theta_{BH}) = R_{ISCO}^{eq}(l), \quad (1)$$

где в качестве единственного аргумента выступает проекция спина ЧД, $l = \chi_{BH} \cos \theta_{BH}$. Радиус последней устойчивой круговой орбиты на экваторе описывается хорошо известной аналитической формулой (Бардин и др., 1972):

$$\frac{R_{ISCO}^{eq}}{R_g} = \frac{3 + Z_2 - \text{sign}(l)\sqrt{(3 - Z_1)(3 + Z_1 + 2Z_2)}}{2}, \quad (2)$$

²Аналитическое исследование процесса обдиранья в системе НЗ-ЧД с ненулевым эксцентриситетом можно найти в работе Дэвис и др. (2005).

¹Некоторые гидродинамические расчеты (см., например, Лавлейс и др., 2013; Киучи и др., 2015; Хаяши и др., 2021, 2022) демонстрируют существенную массу выброшенного вещества. Тем не менее эти результаты получены для экстремально больших удельных собственных моментов импульса ЧД, $\chi_{BH} \gtrsim 0.7$, и/или относительно малых отношений масс компонентов, $M_{BH}/M_{NS} \lesssim 3$, что слабо согласуется как с современными популяционными расчетами (Ксинг и др., 2023), так и ГВ-наблюдениями кандидатов в системы НЗ-ЧД (Зу и др., 2022).

где мы ввели вспомогательные функции $Z_1(l) = 1 + \sqrt[3]{1-l^2} \left[\sqrt[3]{1+l} + \sqrt[3]{1-l} \right]$ и $Z_2(l) = \sqrt{3l^2 + Z_1^2(l)}$. Безразмерный параметр l может меняться в пределах $l \in [-1; +1]$, а сам радиус — в пределах $R_{\text{ISCO}}^{\text{eq}} \in [4.5R_g; 0.5R_g]$ соответственно. Положительные значения l соответствуют движению по орбите в сторону вращения ЧД, отрицательные — наоборот. Как показывают результаты популяционного синтеза (Ксинг и др., 2023) и обработки ГВ-данных (Гомпертц и др., 2022), значения угла θ_{BH} могут сильно отличаться от нуля, но при этом сам удельный спин ЧД и его проекция на ось орбитального момента оказываются близки к нулю³. Поэтому здесь и далее для R_{ISCO} мы будем пользоваться формулой (2) с аргументом $l = \chi_{\text{BH}} \cos \theta_{\text{BH}}$.

Наконец, введем характерный радиус системы, на котором НЗ заполняет свою полость Роша:

$$R_{\text{fill}} = a (R_{\text{NS}} = R_{\text{Roche}}), \quad (3)$$

где a — расстояние между компонентами, $R_{\text{NS}}(M_{\text{NS}})$ — радиус НЗ, зависящий от ее массы в соответствии с выбранным уравнением состояния (УрС). Радиус полости Роша, R_{Roche} , параметризуется стандартным образом (Эгглтон, 1983):

$$a = \frac{R_{\text{Roche}}}{f(q, z)}, \quad (4)$$

где $q = M_{\text{NS}}/M_{\text{BH}} \leq 1$ — отношение масс компонентов, которое является мерой асимметричности системы. Зависимость функции f от параметра

$$z = \frac{2GM_{\text{tot}}}{c^2 a}, \quad (5)$$

где $M_{\text{tot}} = M_{\text{NS}} + M_{\text{BH}}$ — полная масса системы, учитывает релятивистские эффекты с точностью до второго порядка постньютоновского (2ПН) приближения (Ратковик и др., 2005):

$$f(q, z) = \frac{0.49q^{2/3} \left[1 + z(1.951q^{1/5} - 1.812) \right]}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}. \quad (6)$$

В дальнейшем нам также понадобится более компактная запись выражения (6): $f(q, z) = f_{\text{Egg}}(q)[1 + zf_z(q)]$. С математической точки зрения релятивистский параметр z , определяющий вклад эффектов общей теории относительности (ОТО), выступает в роли малого

параметра задачи. Из формулы (5) ясен также его физический смысл: отношение гравитационного радиуса системы к расстоянию между компонентами. Хотя функция $f(q, z)$ неявно зависит от расстояния a , нетрудно показать, что a может быть явным образом выражено из уравнений (4–6).

Естественно, что выброс вещества в системе НЗ-ЧД оказывается возможен, только если НЗ заполнит свою полость Роша, предварительно не испытав поглощения ЧД, т.е. $R_{\text{fill}} \geq R_{\text{ISCO}}$ (рис. 1). А это в соответствии с вышесказанным определяется начальными массами компонентов, проекцией спина ЧД и УрС НЗ.

2.3. Устойчивость перетекания вещества и обдирание НЗ

Перейдем к центральной теме нашей работы, а именно: возможности долгого обдирания НЗ. Пусть в результате сближения компонентов НЗ заполнила свою полость Роша и не испытала поглощения ЧД. Для начала устойчивого перетекания вещества необходимо, чтобы при массообмене размер полости Роша НЗ рос быстрее ее радиуса⁴:

$$\dot{R}_{\text{Roche}} \geq \dot{R}_{\text{NS}}. \quad (7)$$

В случае нарушения этого условия, НЗ будет приливным образом разрушена с последующим образованием дискообразной или серповидной структуры вокруг ЧД (рис. 1). Используя уравнение изменения орбитального момента импульса системы, идущего на излучение ГВ, в простейшем случае можно получить следующее условие устойчивости: $q \leq 2/3$ (Аранофски и Кролак, 1992; Портегиз Зварт, 1998)⁵. Учет изменения собственных моментов импульса компонентов может давать еще более оптимистичный результат (см. Крамарев и Юдин (2023а) для систем НЗ-НЗ). Также отметим, что полученная в Приложении С.1 обзора (Кютоку и др., 2021) аналитическая оценка отвергает любую возможность устойчивого перетекания вещества в системах НЗ-ЧД. Это связано с тем, что авторы ошибочно рассмотрели случай предельно компактных орбит и использовали более простую формулу для расстояния между компонентами: $R_{\text{fill}} \lesssim R_{\text{NS}} q^{-1/3}$. Более того, ни в одной из упомянутых аналитических оценок не учитывались эффекты ОТО.

В настоящей работе мы будем учитывать релятивистские эффекты в 2ПН приближении, поскольку релятивистский параметр z меняется на уровне

³Отметим, что в литературе часто используется так называемый эффективный удельный спин системы: $\chi_{\text{eff}} = (M_{\text{BH}}\chi_{\text{BH}} \cos \theta_{\text{BH}} + M_{\text{NS}}\chi_{\text{NS}} \cos \theta_{\text{NS}}) / (M_{\text{BH}} + M_{\text{NS}})$. Поскольку удельный спин НЗ можно с большой точностью считать равным нулю (см., например, формулу (2) из обзора Кютоку и др., 2021), $\chi_{\text{NS}} = 0$, то эффективный удельный спин будет определяться более компактным выражением: $\chi_{\text{eff}} = lM_{\text{BH}} / (M_{\text{BH}} + M_{\text{NS}})$.

⁴Напомним, что в области малых масс НЗ является объектом с отрицательным показателем соотношения масса-радиус.

⁵Первые данный критерий устойчивости был получен Б. Пачинским с соавторами для звезд с глубокими конвективными оболочками (Пачинский и др., 1969).

нескольких десятков процентов. Подставим в критерий устойчивости (7) параметризацию (4). С учетом условия консервативности обмена веществом, $M_{\text{tot}} = \text{const}$, он преобразуется к следующему виду:

$$\frac{\dot{a}}{a} \left[1 - \frac{d \ln f}{d \ln z} \right] \geq \frac{\dot{M}_{\text{NS}}}{M_{\text{NS}}} \left[\frac{d \ln R_{\text{NS}}}{d \ln M_{\text{NS}}} - \frac{d \ln f}{d \ln q} (1+q) \right]. \quad (8)$$

Для связи изменения расстояния $\dot{a}$ с соответствующим ему изменением массы донора $\dot{M}_{\text{NS}}$ воспользуемся уравнением изменения полного момента импульса системы:

$$\dot{J}_{\text{GW}} = \dot{J}_{\text{orb}} + \dot{J}_{\text{BH}}, \quad (9)$$

где мы пренебрегли собственным моментом импульса НЗ в силу его малости. Уравнение (9) также определяет долговременную эволюцию системы в механизме обдирания. Это обдирание идет на масштабе времени, определяемом потерями полного момента импульса системы на излучение ГВ (см., например, Пачинский, 1967):

$$\dot{J}_{\text{GW}} = -\frac{\sqrt{32}}{5} \nu J_{\text{orb}}^{\text{N}} \Omega_{\text{orb}}^{\text{N}} z^{2.5}, \quad (10)$$

где $J_{\text{orb}}^{\text{N}}$ и $\Omega_{\text{orb}}^{\text{N}}$ — орбитальный момент импульса системы и частота орбитального обращения компонентов в ньютоновском приближении. Здесь мы также ввели безразмерную комбинацию отношения масс $\nu = M_{\text{BH}} M_{\text{NS}} / M_{\text{tot}}^2$, которая меняется в пределах $\nu \in [0; 0.25]$. Из используемой нами записи наглядно видно, что излучение ГВ является эффектом 2.5ПН порядка, поэтому формула (10) не требует уточнения.

Для дальнейшего анализа нужных нам параметров двойной системы с точностью до членов 2ПН мы будем пользоваться результатами, полученными в работах (Шафер и Векс, 1993; Векс, 1995). Так, орбитальный момент импульса системы может быть записан в следующем виде:

$$J_{\text{orb}} = J_{\text{orb}}^{\text{N}} \left[1 + z - \frac{3}{2\sqrt{8}} \left(2 + \frac{3}{2}q \right) \frac{\nu l}{q} z^{1.5} + \frac{42 - 43\nu}{64} z^2 \right], \quad (11)$$

где член при $z^{1.5}$ учитывает связь собственного момента импульса ЧД и орбитального момента импульса системы, так называемое *спин-орбитальное взаимодействие*.

Наконец, перейдем к анализу слагаемого $\dot{J}_{\text{BH}}$, которое учитывает эффект аккреционной раскрутки массивного компонента, подробно исследованный нами ранее в ньютоновском приближении (Крамарев

и Юдин, 2023b). Слагаемое $\dot{J}_{\text{BH}}$ может быть записано в следующем виде:

$$\dot{J}_{\text{BH}} = -\dot{M}_{\text{NS}} j a^2 \Omega_{\text{orb}}^{\text{N}}. \quad (12)$$

Функция j , удельный момент импульса аккрецирующего вещества, зависит от отношения массы НЗ к полной массе системы, $M_{\text{NS}}/M_{\text{tot}}$, и безразмерного радиуса остановки, r_{st} . Вообще говоря, в ходе обдирания маломассивного компонента могут иметь место два режима аккреции (Любов и Шу, 1975). В одном случае струя аккрецирующего вещества бьет о поверхность аккретора. Если же точка минимального сближения струи аккрецирующего вещества R_{m} оказывается больше экваториального радиуса аккретора, то формируется аккреционный диск с внешним радиусом R_{d} . Для описанных режимов аккреции радиус остановки равен:

$$r_{\text{st}} = \begin{cases} R_{\text{st}}/a, & R_{\text{st}} \geq R_{\text{m}}, \\ R_{\text{d}}/a, & R_{\text{st}} < R_{\text{m}}. \end{cases} \quad (13)$$

Аппроксимации для функций j , R_{m} и R_{d} были получены в работе Крамарев и Юдин (2023b) в Ньютоновском приближении. Мы будем использовать эти аппроксимации в ОТО для расчета раскрутки ЧД, следуя подходу из работы Крамарев и Юдин (2023a). Для этого мы введем так называемый *эффективный радиус остановки* ЧД, R_{st} , на котором аккрецирующее вещество будет передавать свой момент ЧД. Фактически, вводимый нами *радиус остановки* ЧД является единственным искусственным параметром задачи. Его использование на данном этапе исследований позволяет не решать ограниченную задачу трех тел в ОТО, что, впрочем, должно быть сделано в последующих работах.

Из формул (8–12) можно найти критерий устойчивости перетекания в 2ПН приближении. Но в силу его громоздкости здесь мы приведем данный критерий лишь в 1ПН приближении, где релятивистские поправки линейны по z :

$$\frac{d \ln R_{\text{NS}}}{d \ln M_{\text{NS}}} \geq (1+q) \left[\frac{d \ln f_{\text{Egg}}}{d \ln q} + zq \frac{df_z}{dq} \right] - 2(1-q) [1 + z(2 - f_z)] + 2j(1+q) [1 + z(1 - f_z)]. \quad (14)$$

Соответствующее выражение в 2ПН приближении вынесено в Приложение. Отметим, что по сравнению с формулой (14) критерий устойчивости, полученный в 2ПН приближении (см. Приложение, формула (19)), также содержит зависимость от проекции удельного спина ЧД на ось орбитального момента, l , и соответствующего косинуса угла наклона, $\cos \theta_{\text{BH}}$. Это связано с упомянутым выше эффектом спин-орбитального взаимодействия.

Таким образом, если система НЗ-ЧД с некоторыми начальными параметрами удовлетворяет полученному неравенству, то НЗ, заполнив свою полость Роша, будет медленно обдираться ЧД. В какой-то момент устойчивость перетекания потеряется, НЗ достигнет минимального предела массы и взорвется (Блинников и др., 2021).

3. МАССОВЫЕ ГРАНИЦЫ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ СЦЕНАРИЯМИ

3.1. Влияние релятивистских эффектов

С учетом всего вышесказанного, можно определить области начальных параметров компонентов, при которых реализуется тот или иной сценарий конечной эволюции системы НЗ-ЧД, а также оценить влияние различных эффектов. Сначала обсудим главное новшество нашей работы по сравнению с предыдущими аналитическими расчетами, а именно, вклад эффектов ОТО. На рис. 2 представлены массовые границы между сценариями слияния, приливного разрушения и обдирания НЗ в ньютоновском (сплошная линия) и втором постньютоновском (штрих-пунктирная линия) приближениях. Для определенности мы везде положили начальный спин ЧД равным нулю — его влияние на положение границ мы обсудим ниже отдельно. Любопытно, что учет релятивистских эффектов ведет к увеличению области начальных масс НЗ и ЧД, при которых реализуется сценарий обдирания. Это связано с тем, что орбитальный момент импульса системы, определяемый формулой (11), в 1ПН и 2ПН порядках оказывается больше чисто ньютоновского выражения. Получается, что к моменту заполнения НЗ своей полости при прочих равных условиях общий момент импульса системы будет больше, что способствует увеличению устойчивости перетекания вещества в такой системе. Вместе с тем учет релятивистской поправки для эффективного размера полости Роша (6) ведет к увеличению расстояния между компонентами, R_{fill} , на котором НЗ заполняет свою полость Роша, что увеличивает ее шансы избежать поглощения ЧД. Все это в итоге расширяет область начальных масс компонентов, при которых реализуется механизм обдирания. Также для сравнения на рис. 2 проведена граница между сценариями обдирания и приливного разрушения в первом постньютоновском приближении (пунктирная линия) согласно аналитическому критерию (14)⁶. Как и должно быть, эта граница оказывается *зажата* между 2ПН и чисто ньютоновским приближениями. Здесь же отметим, что положение нижней границы для сценария

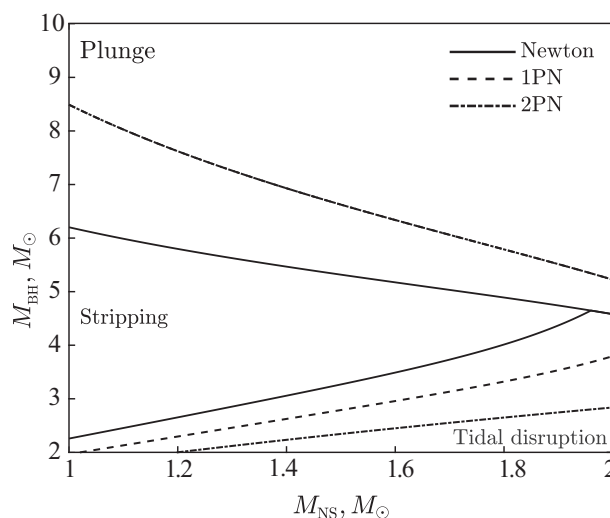


Рис. 2. Границы между сценариями конечной эволюции системы НЗ-ЧД для различных масс компонентов в чисто ньютоновском, а также первом и втором постньютоновских приближениях. Все расчеты по умолчанию проводились для следующих параметров: $l = 0$, $R_{\text{st}} = R_g$ и УрС BSk22 (подробности см. в тексте).

обдирания в ньютоновском пределе для $M_{\text{NS}} = 1.4 M_{\odot}$ на рис. 2 согласуется с результатами работы Дэвис и др. (2005).

Мы также исследовали влияние аккреционной раскрутки ЧД на положение массовой границы между сценариями приливного разрушения и обдирания НЗ. Вклад эффектов ОТО в чисто ньютоновской формуле (12) учтен путем подстановки различных *радиусов остановки*, R_{st} . В данной работе нас прежде всего интересует вопрос влияния исследуемых эффектов на долю событий обдирания НЗ. Как видно из рис. 3, с уменьшением R_{st} область начальных масс, при которых реализуется механизм обдирания, также уменьшается. Это связано с тем, что для относительно малых отношений масс компонентов с уменьшением радиуса остановки доля перекачиваемого удельного момента импульса аккрецируемого вещества растет (см. сплошные синие и зеленые кривые на рис. 9 из работы Крамарев и Юдин, 2023b). Значит, в единицу времени будет теряться большая часть орбитального момента системы, что в итоге ведет к уменьшению устойчивости перетекания вещества. Для построения оценки снизу для доли событий обдирания мы далее по умолчанию будем считать *радиус остановки ЧД* равным $R_{\text{st}} = R_g$.

3.2. Вклад собственного момента импульса ЧД

Теперь кратко обсудим влияние спин-орбитального взаимодействия, зависящего от величины проекции удельного спина ЧД, который мы до этого принимали равным нулю. Как следует из рис. 4, с ростом l область начальных масс компонентов, при которых ЧД целиком поглощает НЗ, уменьшается, что согласуется с гидродинамическими

⁶Отметим, что границы между сценариями поглощения и обдирания НЗ на рис. 2 в 1ПН и 2ПН приближениях совпадают, поскольку используемая нами релятивистская формула для размера полости Роша (6) из работы Ратковик и др. (2005) одновременно линейна по z и имеет 2ПН порядок.

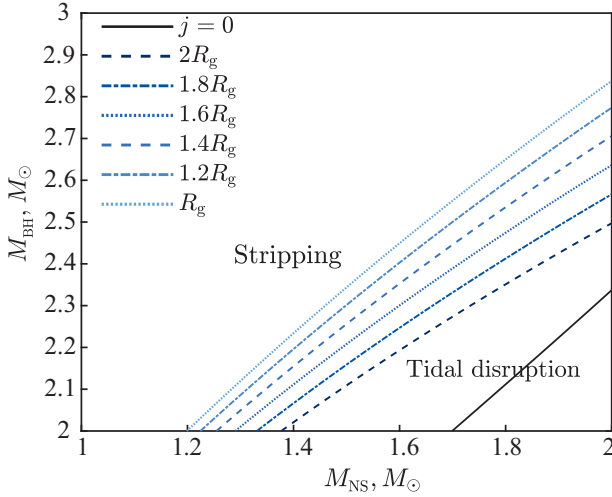


Рис. 3. Массовые границы между сценариями обдирания и приливного разрушения НЗ для различных значений *эффективного радиуса остановки ЧД*, R_g . Черная сплошная линия соответствует расчету без учета эффекта аккреционной раскрутки ЧД. Все расчеты проводились в 2ПН приближении с $l = 0$ и УрС BSk22.

расчетами (Кютоку и др., 2015) и схожими аналитическими оценками (см. формулу (9) из Кютоку и др., 2021). Вместе с тем спин-орбитальная поправка слабо влияет на устойчивость перетекания вещества: положение соответствующей массовой границы практически не меняется для различных значений l .

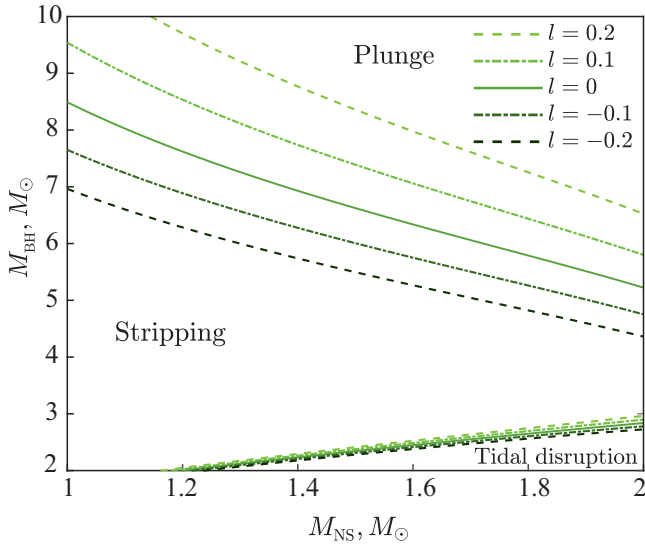


Рис. 4. Массовые границы между сценариями для различных значений проекции удельного момента импульса ЧД, l . Собственный момент импульса ЧД везде по умолчанию считается параллельным орбитальному, т.е. $\cos \theta_{\text{BH}} = 1$. Остальные параметры те же, что и для рис. 1 и 2.

3.3. Роль УрС НЗ

Отдельно нами был исследован вопрос зависимости положения массовых границ от УрС НЗ, которое определяет радиус НЗ, фигурирующий в форму-

лах (3)–(4), и его логарифмическую производную по массе, входящую в критерий устойчивости (формулы (14) и (19)). Как показали расчеты (рис. 5), положение границы между сценариями обдирания и приливного разрушения НЗ оказывается нечувствительно к конкретному виду УрС, взятому из работы Пирсон и др. (2018). Это объясняется тем, что в области умеренных масс радиусы НЗ для различных УрС меняются в пределах ± 1 км, и соответствующая логарифмическая производная примерно равна нулю. Более того, столь слабые вариации радиуса являются особенностью всех современных УрС, удовлетворяющих астрофизическим наблюдениям и ядерным данным (Рааджмейкерс и др., 2020; Грэф и др., 2020). Отметим, что ранее мы пришли к аналогичному выводу при определении массовой границы для систем НЗ-НЗ (Крамарев и Юдин, 2023а). При этом положение массовой границы, связанной со сценарием поглощения НЗ, оказывается более чувствительным к УрС. Здесь наши результаты согласуются с полуаналитическими расчетами Танигучи и др. (2008).

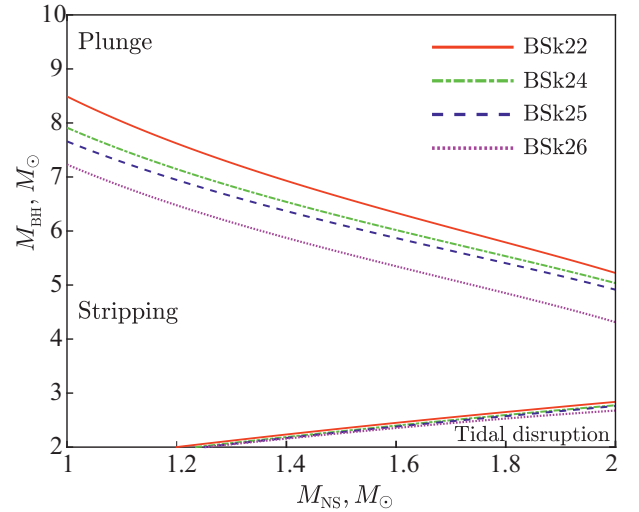


Рис. 5. Массовые границы между сценариями для различных УрС НЗ (подробности см. в тексте).

Подводя промежуточный итог, можно с уверенностью сказать, что в рамках развиваемого подхода сценарий медленного обдирания НЗ в паре с ЧД возможен в природе. Более того, он реализуется для достаточно обширной области начальных параметров системы НЗ-ЧД по сравнению со сценарием приливного разрушения НЗ. Потому его вклад в общую долю потенциально регистрируемых ЭМ транзиентов от пар НЗ-ЧД может быть преобладающим.

4. ПОПУЛЯЦИОННЫЕ РАСЧЕТЫ ДОЛИ МЕХАНИЗМА ОБДИРАНИЯ

Для количественных предсказаний доли механизма обдирания нам необходимо дополнительно знать распределения начальных параметров пар НЗ-ЧД,

определяемых эволюцией тесных двойных систем (Постнов и Юнгельсон, 2014). Напомним, что главными интересующими нас параметрами являются начальные массы компонентов, M_{NS} и M_{BH} , а также удельный собственный момент импульса ЧД, χ_{BH} , и его косинус угла наклона по отношению к орбитальному моменту импульса системы, $\cos \theta_{BH}$. Для их нахождения мы воспользуемся популяционным кодом BSE (Binary Stellar Evolution, (Харли и др., 2000, 2002)), модифицированным для возможности расчета вращений ядер звезд с учетом основных процессов эволюции тесных двойных систем (Постнов и Куранов, 2019; Постнов и др., 2020). Перечислим основные источники неопределенностей эволюции двойных систем массивных звезд, возникающие во всех подобных расчетах (см. также Брукгорден и др., 2021; Зу и др., 2022; Ксинг и др., 2023). В первую очередь, это значение так называемого параметра эффективности общей оболочки, α_{CE} , равного отношению энергии связи ядра и оболочки звезды после главной последовательности (ГП) к орбитальной энергии двойной системы перед началом общей оболочки (Веббинк, 1984; Ибен и Тутуков, 1984). Другим важным источником неопределенности является модель распределения масс НЗ и ЧД после взрыва сверхновой (см., например, Фраер и др., 2012). Также результат звездной эволюции чувствителен к начальной металличности, Z , определяющей интенсивность звездного ветра (Кудрицкий и Пулс, 2000) и скорость эволюции звезды. Все это в итоге определяет как интересующий нас конкретный вид распределения систем НЗ-ЧД по массам и спинам, так и общее число пар НЗ-ЧД по отношению к системам других типов: НЗ-НЗ, ЧД-ЧД и т.д. Влияние каждого упомянутого источника неопределенностей неразрывно связано с соответствующими этапами эволюции системы: обменами веществом между компонентами и формированием компактных объектов. Их обсуждение представлено ниже.

4.1. Стадия первичного обмена веществом

В процессе эволюции двойная испытывает несколько эпизодов взаимодействия между компонентами, приводящих к стадиям обмена веществом (MT1 и MT2, см. рис. 6). Устойчивость массообмена, при прочих равных условиях (соотношение масс компонентов, степень консервативности и т.п.), зависит от эволюционной стадии звезды к моменту заполнения полости Роша. Это определяется главным образом двумя факторами: скоростью эволюции звезды (зависит от Z) и геометрией системы (размером полости Роша).

В очень массивных звездах (в нашем случае это предшественники ЧД) первичный компонент, практически независимо от Z заполняет полость Роша на

стадии горения гелия (загорание гелия в ядре наступает практически сразу после выгорания водорода).

Если двойная не слишком широкая, донор успевает потерять большую часть своей водородно-гелиевой оболочки (вплоть до обнажения гелиевых ядер) на стадии устойчивого обмена веществом (SMT1) — так называемый случай В по классификации из работы Киппенхан и Вейгерта (1967). В результате образуется система из гелиевой звезды (звезда WR, которая впоследствии коллапсирует в ЧД) и вторичного компонента на ГП, набравшего дополнительную массу на стадии аккреции⁷.

В изначально более широких двойных системах заполнение полости Роша первичным компонентом наступает на более поздних стадиях — в звезде успевает сформироваться конвективная оболочка. В этом случае (так называемый случай С) стадия переноса вещества заканчивается фазой общей оболочки (CE1). Остатками таких систем, если они не сольются на стадии CE1 (соответствующая область параметров на рис. 6 показана штриховкой), являются тесные двойные с гелиевой звездой и спутником на ГП с массой, близкой к начальной массе на ZAMS.

Для описания стадий общих оболочек мы использовали $\alpha - \lambda$ формализм (Веббинк, 1984; Ибен и Тутуков, 1984; де Коол, 1990). При расчете энергии связи оболочек, $\Delta E_{env} = GM_{env}M_{core}/(\lambda R)$, непосредственно вычисляется ΔE_{env} с использованием открытого кода (Лавридж и др., 2011).

По мере роста эффективности общих оболочек (что соответствует меньшим значениям параметра α_{CE}) уменьшается доля выживших двойных систем, прошедших через стадию CE (слиянию подвергаются все более широкие системы). Таким образом, эффективность общих оболочек влияет прежде всего на общий темп формирования сливающихся систем НЗ-ЧД. При этом темп формирования зависит также и от множества дополнительных сценарных предположений и может лежать в широких пределах (см. (Брукгорден и др., 2021) и ссылки там): $(10^{-7} - 10^{-5}) \times \text{SFR}$ [1/год], где SFR — темп звездообразования в Галактике. В то же время, влияние параметра α_{CE} на общий вид распределений по массам компонентов и эффективному спину системы и, в конечном итоге, на долю механизма обдираания должно быть не столь значительно.

4.2. Стадия повторного обмена веществом

В отличие от первого компонента, который всегда заполняет полость Роша на стадиях горения гелия, эволюционный статус второго (менее массивно-

⁷Отметим, что звезда-аккретор реагирует на увеличение массы расширением. Для изначально тесных систем это может привести к контакту звезд на стадии переноса масс с образованием общей оболочки и последующим слиянием компонентов двойной.

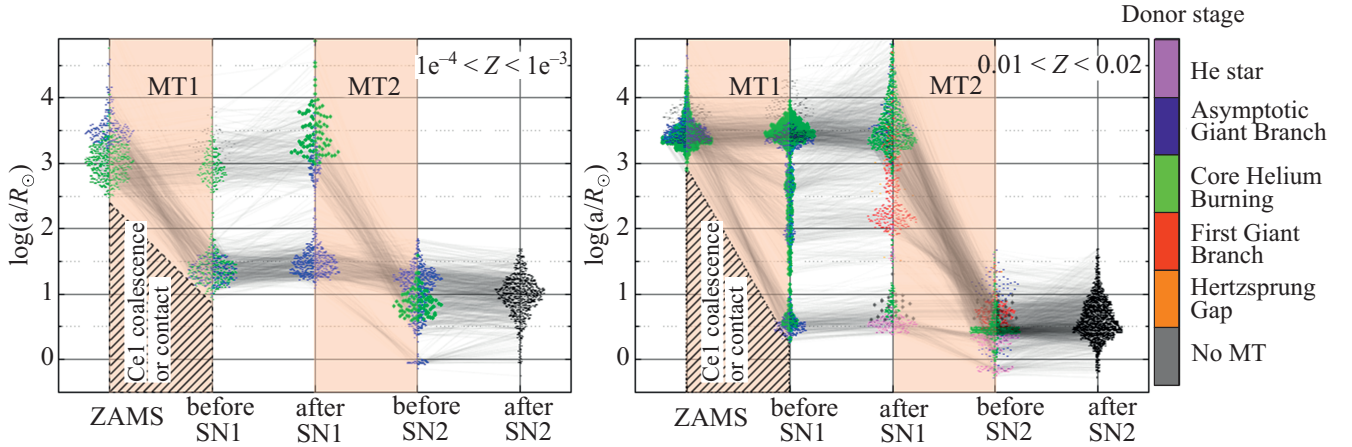


Рис. 6. Эволюция полуосей орбиты двойных систем, приводящая к формированию систем НЗ-ЧД. Показаны распределения на начальной стадии ГП (ZAMS), а также непосредственно до и после вспышек сверхновых (before SN, after SN). Цветовая шкала отображает эволюционную стадию, на которой находится донор в момент заполнения полости Роша. Штриховкой выделена область на стадии первичного обмена веществом (MT1), в которой компоненты двойной системы сливаются либо в результате наступления стадии общей оболочки (CE1 coalescence), либо из-за контакта звезд (contact). Левая панель: звезды низкой металличности ($10^{-4} < Z < 10^{-3}$). Стадии первичного и вторичного обмена веществом (MT1 и MT2 соответственно) приходятся исключительно на эпизоды горения гелия в ядре или слоевом источнике донора. Правая панель: звезды около солнечного хим. состава ($0.01 < Z < 0.02$). В эпизодах вторичного обмена веществом донор может находиться практически в любом эволюционном статусе между звездой, сошедшей с ГП, и гелиевой звездой (подробности см. в тексте).

го компонента — прародителя НЗ) в эпизоде повторного обмена веществом напрямую зависит от Z . Для звезд с низкой металличностью вторичный компонент также заполняет полость Роша на стадиях горения гелия. По мере роста Z увеличивается доля звезд, заполняющих полость Роша на все более ранних эволюционных стадиях. При околосолнечном хим. составе оказывается существенной доля доноров на стадиях пробела Герцшпрунга (Hertzsprung gap на рис. 6) и горения гелия в слоевом источнике (First Giant Branch). Кроме того, становится возможным и эволюционный канал с повторным заполнением полости Роша уже проэволюционировавшей гелиевой звездой (He star).

Такое различие в типах донора на стадиях MT2 приводит и к существенному различию в эволюционных сценариях, ведущих к образованию систем НЗ-ЧД для разных Z . Не вдаваясь в детали, отметим, что следствием этого является, в том числе, и изменение вида распределения систем по полуосям перед первой вспышкой сверхновой (before SN1 на рис. 6). При низкой металличности четко выражено разделение на “тесные” предсверхновые (доминирующий канал, $10R_{\odot} < a < 100R_{\odot}$) из изначально широких двойных, выживших после стадии CE1, и “широкие” предсверхновые ($100R_{\odot} < a < 10^4R_{\odot}$) из систем, прошедших стадию устойчивого обмена веществом (SMT1). У двойных с около солнечным хим. составом вид распределения более сложный и лежит в более широком диапазоне.

В то же время тип донора на стадии MT2 практически не влияет на ее исход. Из-за большого отно-

шения масс (ЧД с массивной звездой — прародителем НЗ) стадия с высокой долей вероятности оканчивается формированием общей оболочки (CE2) и значительным сближением компонентов (рис. 6).

4.3. Формирование компактных объектов

Формирование компактного объекта (ЧД или НЗ) сопровождается приобретением им дополнительной скорости (так называемый кик). В наших расчетах предполагается, что направление кика изотропно в пространстве, а модуль скорости, приобретаемой ЧД при коллапсе звезды массой M_{fin} , равен

$$V_{\text{kick}} = \frac{M_{\text{fin}} - M_{\text{BH}}}{M_{\text{fin}} - M_{\text{Fe}}} A_{\text{kick}}, \quad (15)$$

где M_{Fe} и M_{BH} — массы железного ядра предсверхновой и ЧД соответственно, а амплитуда A_{kick} подчиняется предложенному для радиопульсаров максвелловскому распределению скоростей с дисперсией $\sigma = 265$ км/с (Хоббс и др., 2005). Для НЗ величина скорости кика не зависит от масс, т.е. $V_{\text{kick}} = A_{\text{kick}}$ ⁸. Соотношение скорости кика и орбитальной скорости предсверхновой определяют меру поворота орбитальной плоскости относительно собственного момента

⁸В узком диапазоне начальных масс, близком к нижнему пределу массы для образования НЗ, после первого массообмена эволюция гелиевого ядра предположительно заканчивается сверхновой с захватом электронов (ECSN, см. Миядзи и др., 1980; Сисс и Лебрейи, 2018), которая сопровождается малой величиной скорости кика и меньшими массами образующихся НЗ (в наших расчетах брались значения 30 км/с и $1.25 M_{\odot}$ соответственно). При этом мы обнаружили, что ни диапазон масс для ECSN, ни низкая скорость кика заметно не влияют на результаты расчетов.

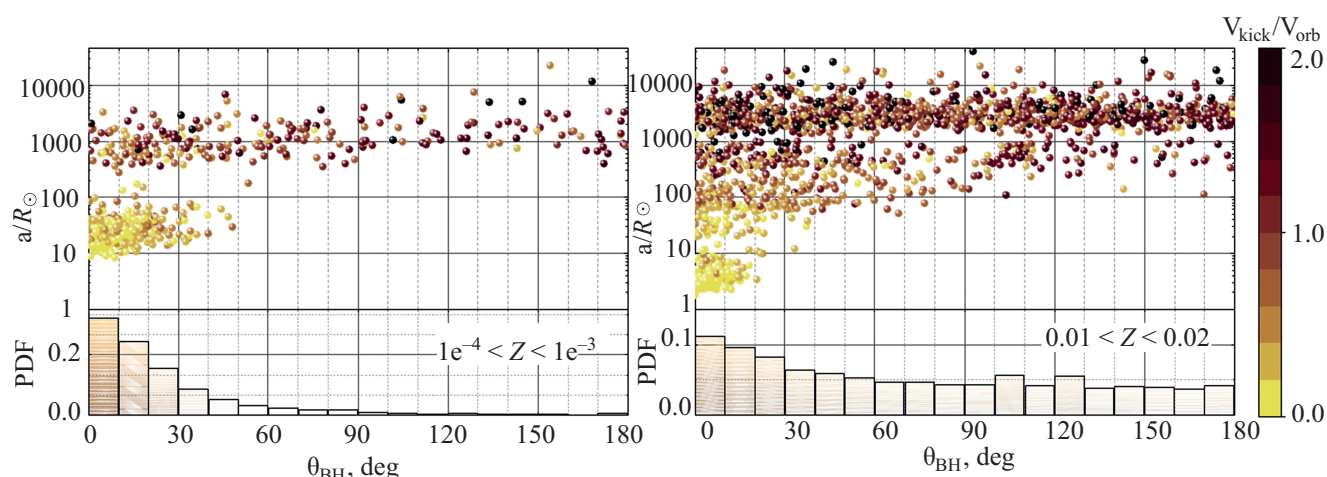


Рис. 7. Верхние панели: распределение двойных систем по полуосьм орбит перед образованием ЧД и по углам наклона спина ЧД (θ_{BH}). Плотность точек пропорциональна числу систем. Цветом отображается соотношение скорости кика и орбитальной скорости предсверхновой. Нижние панели: гистограммы, иллюстрирующие распределение систем по углам наклона спина ЧД. Левые панели: звезды низкой металличности ($10^{-4} < Z < 10^{-3}$). Велика доля тесных двойных ($10 < a < 100$), для которых дополнительная скорость кика мала по сравнению с орбитальной и не оказывает существенного влияния — поворот орбитальной плоскости незначителен. Правые панели: звезды околосолнечного хим. состава ($0.01 < Z < 0.02$), где достаточно велика доля широких систем. В этом случае θ_{BH} определяется главным образом случайно направленной в пространстве дополнительной скоростью кика: распределение по углам поворота близко к равномерному.

импульса компактного объекта и, соответственно, величину угла θ_{BH} ⁹. Как отмечалось выше, в зависимости от характера переноса масс на стадии первичного обмена веществом можно выделить два эволюционных сценария:

- в сценарии CE1 (прародители тесных систем перед вспышкой сверхновой) величина скорости кика, как правило, мала по отношению к орбитальной, поэтому поворот плоскости орбиты невелик. Распределение по углам имеет выраженный максимум в области нуля и монотонно спадает при больших углах. Такой вид распределения характерен для звезд низкой металличности (см. левую панель рис. 7);

- в сценарии SMT1 (широкие системы) величина скорости кика соизмерима или превосходит орбитальную. Распределение по углам поворота орбитальной плоскости практически плоское. Такой вид распределения характерен для звезд околосолнечного хим. состава (см. правую панель рис. 7).

Химический состав звезд влияет также и на вид распределения по удельному эффективному спину системы (рис. 8). Более низкий темп потери вещества из-за звездного ветра и, соответственно, низкий темп потери собственного момента импульса звезд при малых металличностях приводят к образованию ЧД с большей величиной χ_{BH} (см. обсуждение в работе Постнов и Куранов, 2019). По мере уменьшения металличности происходит смещение величины χ_{BH} в сторону больших значений: для солнечной металличности максимум этого распределения находится

вблизи нуля, а для малых значений Z доходит до 0.3 (правая панель рис. 8). Это наблюдение представляется нам достаточно важным, если вспомнить, что с ростом $l = \chi_{\text{BH}} \cos \theta_{\text{BH}}$ увеличивается область допустимых начальных масс компонентов, при которых произойдет выброс вещества в системе НЗ-ЧД (рис. 4).

Вопрос распределения компактных объектов по массам отсылает нас к старой, не до конца решенной проблеме расчета коллапса ядра сверхновой (Мецакappa и Фуллер, 2005). Несмотря на значительный прогресс последних лет в области трехмерных расчетов коллапса (Барроуз и др., 2020), здесь остается много неясного, в частности, свойства (и тип) образованного компактного объекта. В связи с дальнейшим вероятным прогрессом в этой области, в данной работе мы ограничились следующими предположениями. Масса образующейся ЧД принималась равной массе СО ядра до коллапса прародителя (как это рассчитано в коде BSE) с учетом 10% гравитационного дефекта массы, т.е. $M_{\text{BH}} = 0.9 M_{\text{CO}}$. Выбор в пользу данного распределения сделан с учетом лучшего согласия распределения сливающихся ЧД по массам и спинам компонентов с данными наблюдений ГВ-детекторов LIGO-Virgo (Постнов и др., 2020). Для определения масс образующихся НЗ использовался delayed-механизм коллапса из работы Фраер и др. (2012), параметризованный в приложении к статье Джакоббо и др. (2018).

Распределения сливающихся систем НЗ-ЧД по массам компонентов для различных значений Z представлено на рис. 9. Заметим, что использование модели (Фраер и др., 2012) приводит к ряду особенностей:

- в районе масс НЗ $M_{\text{NS}} \approx 1.7 M_{\odot}$ имеется небольшой разрыв, вызванный особенностью роста масс

⁹Заметим, что вторая вспышка сверхновой не оказывает столь серьезного влияния на поворот плоскости орбиты, поскольку после повторной стадии обмена веществом все системы являются тесными (прародители пар НЗ-ЧД).

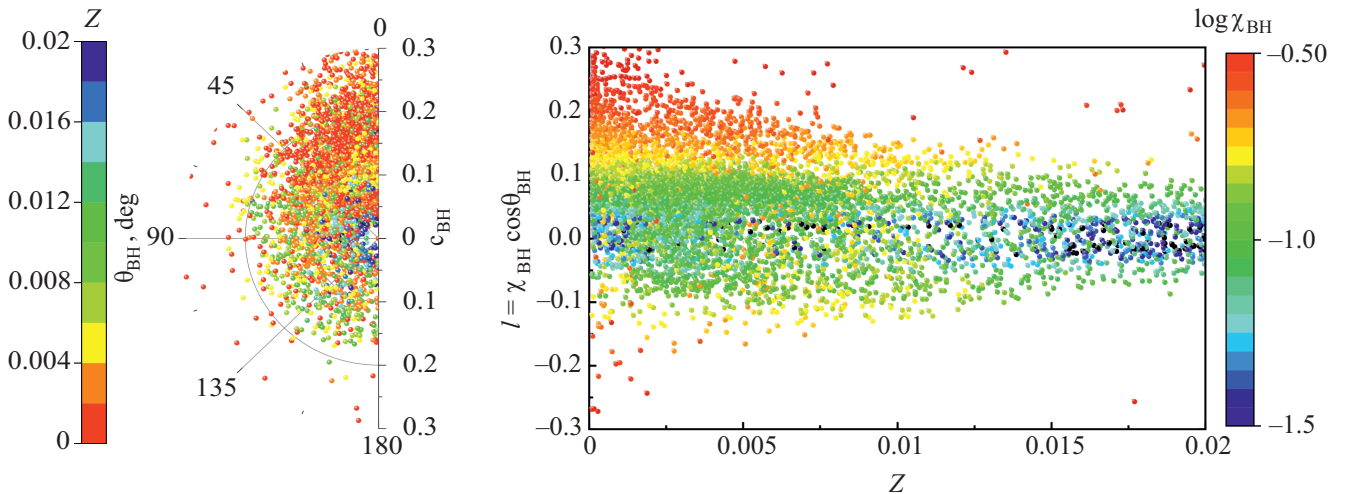


Рис. 8. Левая панель: распределения по собственным удельным моментам импульса (χ_{BH}) и углам наклона спина ЧД к орбитальному моменту системы (θ_{BH}). Цветовая шкала отображает Z . Правая панель: распределение удельных спинов ЧД ($l = \chi_{\text{BH}} \cos \theta_{\text{BH}}$) в зависимости от Z . Цветовая шкала отображает величину χ_{BH} .

ядер в районе $M_{\text{CO}} \approx 3.5 M_{\odot}$ (см., например, Ксинг и др., 2023), однако существование такого разрыва не подтверждается данными наблюдений;

— имеется также выраженный максимум в районе нижней границы масс НЗ $M_{\text{NS}} \approx 1.28 M_{\odot}$, связанный со вкладом звезд из эволюционного сценария с неустойчивым обменом вещества (СЕ1). В этом случае вторичный компонент не набирает дополнительной массы в эпизоде первичного обмена, и большая доля НЗ образуется вблизи нижней границы масс.

Поэтому в качестве альтернативы была также рассмотрена модель с равномерным распределением масс НЗ, рождающихся в интервале $1.4 M_{\odot} \leq M_{\text{NS}} \leq 2.0 M_{\odot}$ (наблюдательные обоснования см., например, в работе Озел и др., 2012). Оказалось, что особенности выбранного механизма формирования НЗ не оказывают существенного влияния на конечный результат расчетов: большая часть систем находится в области параметров, ведущих к дальнейшему обдиранию НЗ, что качественно видно из рис. 9.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

В этом разделе мы перечислим основные результаты, полученные в ходе совместного аналитического исследования границ между сценариями поглощения НЗ, ее приливного разрушения и обдирания, а также популяционного анализа эволюции массивных тесных двойных систем — прародителей НЗ-ЧД.

— Учет эффектов ОТО ведет к существенному увеличению области начальных масс НЗ и ЧД, при которых реализуется механизм обдирания, что наглядно видно из рис. 2. Полученный нами релятивистский критерий устойчивости перетекания вещества в первом и втором ПН приближениях (формулы (14) и (19) соответственно) сильно сужает область начальных параметров системы, при которых НЗ, избежав погло-

щения ЧД, будет подвержена быстрому приливному разрушению. Вместо этого НЗ ждет длительное обдирание ЧД, что расходится, например, с чисто ньютоновской оценкой из Приложения С.1 обзора Кютоку и др. (2021), отвергающей любую возможность такого исхода.

— С ростом проекции спина ЧД на ось орбитального момента импульса системы значительно увеличивается область начальных масс компонентов, при которых возможен выброс вещества (рис. 4), что согласуется со схожими аналитическими оценками (формула (9) из Кютоку и др., 2021) и гидродинамическими расчетами (Кютоку и др., 2015). Это связано с так называемым эффектом *спин-орбитального взаимодействия*, возникающим в 1.5ПН приближении. Отметим, что граница между сценариями обдирания и приливного разрушения НЗ оказывается практически нечувствительна к этому эффекту.

— При прочих равных условиях неопределенность в выборе УрС НЗ слабо влияет на массовую границу между сценариями поглощения и обдирания НЗ (см. рис. 5) и практически никак не сказывается на устойчивости перетекания вещества, что подробно обсуждалось в работе Крамарев и Юдин (2023a), посвященной двойным НЗ.

— Для обсуждения результатов популяционных расчетов обратимся к рис. 10, где представлена доля обдирающихся систем НЗ-ЧД как функция металличности звезд исходной популяции. Доля механизма приливного разрушения во всех случаях оказывается $\lesssim 0.1\%$, поэтому в оставшихся системах НЗ в конце целиком проваливается под горизонт ЧД. Из этого рисунка наглядно видно, что при прочих равных условиях рост Z ведет к уменьшению доли механизма обдирания и, следовательно, к увеличению доли сценария поглощения НЗ. Это связано с двумя причи-

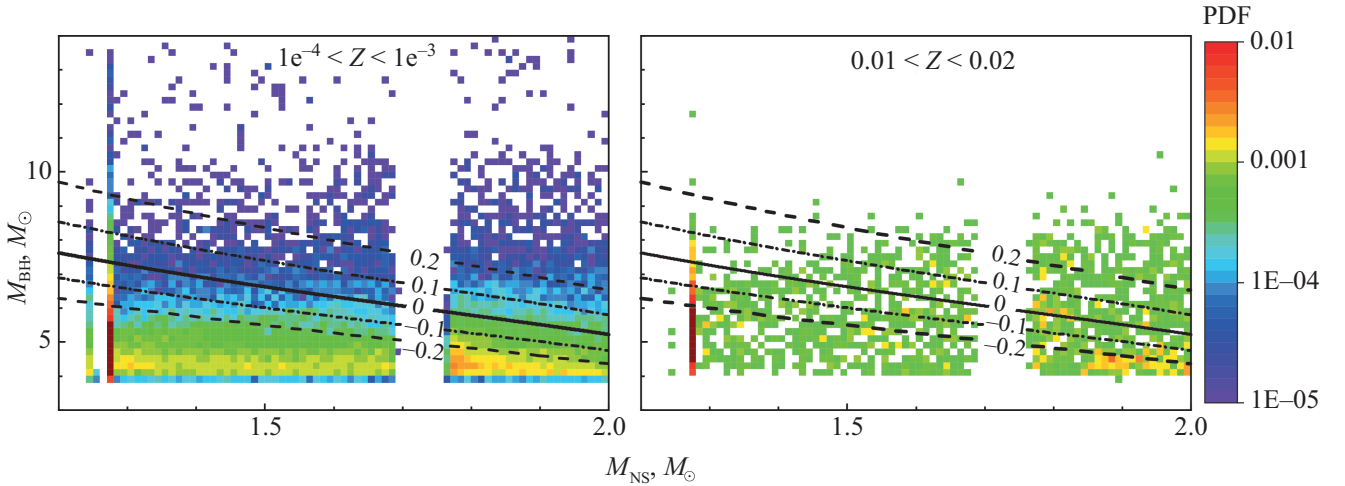


Рис. 9. Распределения сливающихся систем НЗ-ЧД по массам компонентов для delayed-механизма формирования НЗ из работы Фраер и др. (2012). Линиями показаны границы между сценариями поглощения и обдираания НЗ для различных значений проекции удельного спина ЧД ($l = \chi_{\text{BH}} \cos \theta_{\text{BH}}$). Левая панель: звезды низкой металличности ($10^{-4} < Z < 10^{-3}$). Правая панель: звезды около солнечного химического состава ($0.01 < Z < 0.02$). НЗ с массами $1.25 M_{\odot}$ сформировались в результате механизма ECSN.

нами. Во-первых, с ростом металличности растет интенсивность звездного ветра (см., например, Кудрицкий и Пулс, 2000), а вместе с ним и темп потери собственного момента импульса звездой-прародителем ЧД. Значит, конечный спин ЧД, χ_{BH} , будет меньше (рис. 8). Во-вторых, с ростом металличности к моменту первой вспышки сверхновой растет доля широких двойных систем, которые после этой вспышки испытывают значительный поворот орбитальной плоскости (рис. 7). Следовательно, для таких систем косинус угла наклона спина ЧД к вектору орбитального момента импульса, $\cos \theta_{\text{BH}}$, в среднем будет меньше. Сочетание этих факторов ведет к уменьшению проекции собственного момента импульса ЧД, $l = \chi_{\text{BH}} \cos \theta_{\text{BH}}$, а вместе с ней и области начальных масс НЗ и ЧД, при которых реализуется обдираание НЗ.

— Хотя небольшие вариации параметра α_{CE} способны на порядок изменить общее число сливающихся систем НЗ-ЧД, доля механизма обдираания оказывается слабо чувствительна к его точному значению: изменения составляют всего несколько десятков процентов, как видно из рис. 10.

— Для исследования влияния распределения масс НЗ после взрыва сверхновой мы рассматривали два достаточно разных модельных предположения: delayed-механизм из Фраер и др. (2012) и равномерное распределение в интервале масс $1.4 M_{\odot} \leq M_{\text{NS}} \leq 2.0 M_{\odot}$ (uniform, см. рис. 10). Масса ЧД после коллапса в обоих случаях принималась равной массе СО ядра звезды-прародителя (с поправкой за гравитационный дефект массы). Наши расчеты наглядно демонстрируют, что при прочих равных условиях модель распределения масс НЗ слабо влияет на долю механизма обдираания.

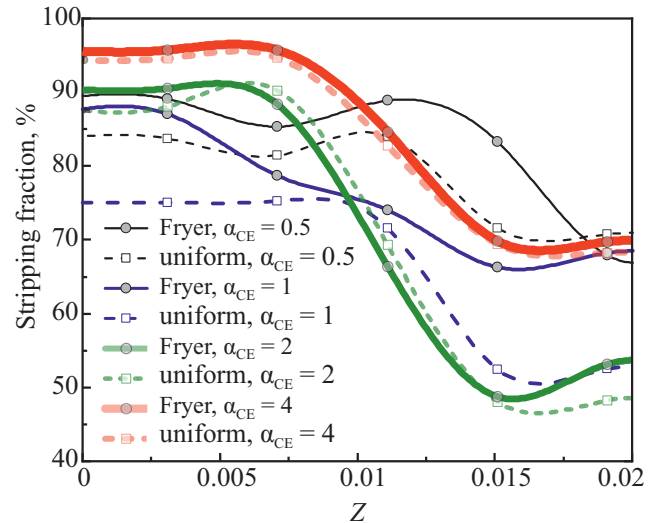


Рис. 10. Доля механизма обдираания среди всех сливающихся систем НЗ-ЧД как функция начальной металличности звездной популяции в зависимости от модельных предположений эволюции тесных двойных систем. Каждый цвет линии соответствует своему значению параметра эффективности общей оболочки (α_{CE}). Значки и тип линии на графике определяют используемую модель распределения масс НЗ: delayed-механизм из работы Фраер и др. (2012) (кружок) и равномерное распределение (uniform, квадрат).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ДАЛЬНЕЙШИЕ ПЕРСПЕКТИВЫ

Механизм обдираания НЗ изначально получил развитие в контексте сливающихся двойных НЗ со значительной асимметрией масс компонентов (Блинников и др., 2021). Это было одной из причин, побудивших нас рассмотреть этот механизм также для систем типа НЗ-ЧД, где массы компонентов как правило сильно отличаются друг от друга (см. Брукгорден и др., 2021, и ссылки там). Но несмотря на значительную массовую асимметрию в системах НЗ-ЧД, даже на анали-

тическом уровне рассмотрения были сильные сомнения в существовании устойчивого перетекания вещества, связанные с действием эффектов ОТО. Однако проведенный в данной работе анализ показал, что с учетом релятивистских эффектов механизм обдирания не просто возможен, но и является доминирующим сценарием конечной эволюции таких систем.

Столь оптимистичный результат мотивирует нас в дальнейшем продолжить начатое исследование. В рамках развиваемого аналитического подхода планируется учесть приливные эффекты, которые могут значительно повлиять на устойчивость перетекания вещества. После этого мы намерены методами популяционного синтеза рассчитать потенциально наблюдаемое число систем с обдиранием и последующим взрывом НЗ. Для расчета необходимых характеристик ЭМ сигнала (в том числе килоновой) от взрывающейся НЗ минимальной массы в перспективе планируется использовать код STELLA (Блинников и др., 2006), предварительно модифицировав его для учета трансурановых элементов¹⁰. Отметим, что предельная чувствительность установок LIGO-Virgo позволяет детектировать ГВ-алерты от сливающихся компактных объектов на расстояниях $d \simeq 200$ Мпк, что соответствует галактикам с металличностями близкими к солнечной (см., например, рис. 6 из работы Галлаци и др., 2005). В подобных звездных популяциях механизм обдирания реализуется в 50–70% случаев в зависимости от используемых модельных предположений эволюции двойных систем (правая область рис. 10). Учитывая также относительно большую массу выброса нейтронно-избыточного вещества в таких событиях, их дальнейшие перспективы обнаружения представляются нам достаточно многообещающими.

Вместе с тем нельзя не упомянуть, что современные гидродинамические симуляции слияний НЗ-ЧД отвергают возможность обдирания НЗ (см. Кютоку и др., 2021, и ссылки там). Отметим, что это может быть связано с некорректным подбором начальных условий в гидродинамическом моделировании, как, например, было показано в работах Дан и др. (2011) для двойных белых карликов и Блинников и др. (2022) для двойных НЗ. В этом смысле представленное в настоящей работе аналитическое исследование также является хорошей мотивацией для более тщательных гидродинамических расчетов слияний/обдираний в системах НЗ-ЧД. Мы планируем осуществить подобное моделирование при помощи открытого гидродинамического SPH-кода PHANTOM (Прайс и др., 2018) в ближайшем будущем.

После подачи настоящей статьи стало известно о регистрации ГВ-сигнала от сливающейся системы

НЗ-ЧД с возможной аномально низкой массой ЧД (LIGO/Virgo/KAGRA Коллаборация, 2024). В свете этого события в дальнейших популяционных расчетах необходимо дополнительно исследовать влияние нижней границы распределения масс ЧД на долю каждого сценария.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа Н. И. Крамарева поддержана Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант 22-2-10-11-1). Работа А. Г. Куранова выполнена с использованием оборудования “Комплекс хранения и обработки данных ГАИШ МГУ”, приобретенного за счет средств Программы развития Московского университета. А. В. Юдин благодарит грант РНФ 22-12-00103 за поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. LIGO/Virgo/KAGRA Коллаборация (The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, and the KAGRA Collaboration), arXiv:2404.04248 (2024)
2. Аббот и др. (B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, et al.), *Astrophys. J. (Lett.)* **848**, L13 (2017).
3. Аранофски и Кролак (P. Jaranowski and A. Krolak), *Astrophys. J.* **394**, 586 (1992).
4. Бардин и др. (J. M. Bardeen, W. H. Press, and S. A. Teukolsky), *Astrophys. J.* **178**, 347 (1972).
5. Барроуз и др. (A. Burrows, D. Radice, D. Vartanyan, H. Nagakura, M. A. Skinner, and J. C. Dolence), *MNRAS* **491**, 2715 (2020).
6. Блинников и др. (S. I. Blinnikov, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev), *Sov. Astron. Lett.* **10**, 177 (1984).
7. Блинников и др. (S. I. Blinnikov, V. S. Imshennik, D. K. Nadezhin, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev), *Sov. Astron.* **34**, 595 (1990).
8. Блинников и др. (S. I. Blinnikov, F. K. Röpkе, E. I. Sorokina, M. Gieseler, M. Reinecke, C. Travaglio, et al.), *Astron. Astrophys.* **453**, 229 (2006).
9. Блинников и др. (S. I. Blinnikov, D. K. Nadyozhin, N. I. Kramarev, and A. V. Yudin), *Astron. Rep.* **65**, 385 (2021).
10. Блинников и др. (S. Blinnikov, A. Yudin, N. Kramarev, and M. Potashov), *Particles* **5**, 198 (2022).
11. Брукгорден и др. (F. S. Broekgaarden, E. Berger, C. J. Neijssel, A. Vigna-Gómez, D. Chattopadhyay, S. Stevenson, et al.), *MNRAS* **508**, 5028 (2021).
12. Бхаттачария и др. (M. Bhattacharya, P. Kumar, and G. Smoot), *MNRAS* **486**, 5289 (2019).
13. Веббинк (R. F. Webbink), *Astrophys. J.* **277**, 355 (1984).
14. Векс (N. Wex), *Classical and Quantum Gravity* **12**, 983 (1995).
15. Виллар и др. (V. A. Villar, J. Guillochon, E. Berger, B. D. Metzger, P. S. Cowperthwaite, M. Nicholl, et al.), *Astrophys. J. (Lett.)* **851**, L21 (2017).

¹⁰Для предварительных оценок можно воспользоваться аппроксимационными выражениями, например, формулой (12) для светимости из работы Кавагаши и др. (2016).

16. Галлацци и др. (A. Gallazzi, S. Charlot, J. Brinchmann, S. M. White, and C. A. Tremonti), *MNRAS* **362**, 41 (2005).
17. Гомпертц и др. (B. P. Gompertz, M. Nicholl, P. Schmidt, G. Pratten, and A. Vecchio), *MNRAS* **511**, 1454 (2022).
18. Греф и др. (S. K. Greif, K. Hebel, J. M. Lattimer, C. J. Pethick, and A. Schwenk), *Astrophys. J.* **901**, 155 (2020).
19. Дан и др. (M. Dan, S. Rosswog, J. Guillochon, and E. Ramirez-Ruiz), *Astrophys. J.* **737**, 89 (2011).
20. Джакоббо и др. (N. Giacobbo, M. Mapelli, and M. Spera), *MNRAS* **474**, 2959 (2018).
21. де Коол (M. de Kool), *Astrophys. J.* **358**, 189 (1990).
22. Дрозда и др. (P. Drozda, K. Belczynski, R. O'Shaughnessy, T. Bulik, and C. L. Fryer), *Astron. Astrophys.* **667**, A126 (2022).
23. Дэвис и др. (M. B. Davies, A. J. Levan, and A. R. King), *MNRAS* **356**, 54 (2005).
24. Зу и др. (J.-P. Zhu, S. Wu, Y. Qin, B. Zhang, H. Gao, and Z. Cao), *Astrophys. J.* **928**, 167 (2022).
25. Ибен и Тутуков (I. Iben, Jr. and A. V. Tutukov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **54**, 335 (1984).
26. Йип и др. (C.-M. Yip, M.-C. Chu, S.-C. Leung, and L.-M. Lin), *Astrophys. J.* **956**, 115 (2023).
27. Кавагачи и др. (K. Kawaguchi, K. Kyutoku, M. Shibata, and M. Tanaka), *Astrophys. J.* **825**, 52 (2016).
28. Киппенхан и Вейгер (R. Kippenhahn and A. Weigert), *Zeitschrift für Astrophysik* **65**, 251 (1967).
29. Киучи и др. (K. Kiuchi, Y. Sekiguchi, K. Kyutoku, M. Shibata, K. Taniguchi, and T. Wada), *Phys. Rev. D* **92**, 064034 (2015).
30. Кларк и Эртли (J. P. A. Clark and D. M. Eardley), *Astrophys. J.* **215**, 311 (1977).
31. Ковальська и др. (I. Kowalska, T. Bulik, K. Belczynski, M. Dominik, and D. Gondek-Rosinska), *Astron. Astrophys.* **527**, A70 (2011).
32. Крамарев и Юдин (N. Kramarev and A. Yudin), *MNRAS* **525**, 3306 (2023a).
33. Крамарев и Юдин (N. Kramarev and A. Yudin), *MNRAS* **522**, 626 (2023b).
34. Ксинг и др. (Z. Xing, S. S. Bavera, T. Fragos, M. U. Kruckow, J. Román-Garza, J. J. Andrews, et al.), *arXiv e-prints*, p. arXiv:2309.09600 (2023).
35. Кудрицкий и Пулс (R.-P. Kudritzki and J. Puls), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **38**, 613 (2000).
36. Кютоку и др. (K. Kyutoku, K. Ioka, H. Okawa, M. Shibata, and K. Taniguchi), *Phys. Rev. D* **92**, 044028 (2015).
37. Кютоку и др. (K. Kyutoku, M. Shibata, and K. Taniguchi), *Living Reviews in Relativity* **24**, 5 (2021).
38. Лавлейс и др. (G. Lovelace, M. D. Duez, F. Foucart, L. E. Kidder, H. P. Pfeiffer, M. A. Scheel, et al.), *Classical and Quantum Gravity* **30**, 135004 (2013).
39. Лавридж и др. (A. J. Loveridge, M. V. van der Sluis, and V. Kalogera), *Astrophys. J.* **743**, 49 (2011).
40. Латтимер и Шрамм (J. M. Lattimer and D. N. Schramm), *Astrophys. J. (Lett.)* **192**, L145 (1974).
41. Ли и Пачинский (L.-X. Li and B. Paczyński), *Astrophys. J. (Lett.)* **507**, L59 (1998).
42. Любов и Шу (S. H. Lubow and F. H. Shu), *Astrophys. J.* **198**, 383 (1975).
43. Меццакаппа и Фуллер (A. Mezzacappa and G. M. Fuller), *Open Issues in Core Collapse Supernova Theory*, *WORLD SCIENTIFIC* (2005).
44. Метцгер и др. (B. D. Metzger, G. Martínez-Pinedo, S. Darbha, E. Quataert, A. Arcones, D. Kasen, et al.), *MNRAS* **406**, 2650 (2010).
45. Миядзи и др. (S. Miyaji, K. Nomoto, K. Yokoi, and D. Sugimoto), *Publ. Astron. Soc. Japan* **32**, 303 (1980).
46. Озел и др. (F. Özel, D. Psaltis, R. Narayan, and A. Santos Villarréal), *Astrophys. J.* **757**, 55 (2012).
47. Панов и Юдин (I. V. Panov and A. V. Yudin), *Astron. Lett.* **46**, 518 (2020).
48. Пачинский и др. (B. Paczyński, J. Ziolkowski, and A. Zytkow), in M. Hack (ed.), *Mass Loss from Stars*, Vol. 13 of *Astrophysics and Space Science Library* p. 237 (1969).
49. Пачинский (B. Paczyński), *Acta Astronomica* **17**, 287 (1967).
50. Пирсон и др. (J. M. Pearson, N. Chamel, A. Y. Potekhin, A. F. Fantina, C. Ducoin, A. K. Dutta, et al.), *MNRAS* **481**, 2994 (2018).
51. Портегиз Зварт (S. F. Portegies Zwart), *Astrophys. J. (Lett.)* **503**, L53 (1998).
52. Постнов и Куранов (K. A. Postnov and A. G. Kuranov), *MNRAS* **483**, 3288 (2019).
53. Постнов и Юнгельсон (K. A. Postnov and L. R. Yungelson), *Living Reviews in Relativity* **17**, 3 (2014).
54. Постнов и др. (K. A. Postnov, A. G. Kuranov, and I. V. Simkin), *Astron. Lett.* **45**, 728 (2020).
55. Прайс и др. (D. J. Price, J. Wurster, T. S. Tricco, C. Nixon, S. Toupin, A. Pettitt, et al.), *Publ. Astron. Soc. Australia* **35**, e031 (2018).
56. Рааджмейкерс и др. (G. Raaijmakers, S. K. Greif, T. E. Riley, T. Hinderer, K. Hebel, A. Schwenk, et al.), *Astrophys. J. (Lett.)* **893**, L21 (2020).
57. Ратковик и др. (S. Ratkovic, M. Prakash, and J. M. Lattimer), *arXiv e-prints*, pp astro-ph/0512133 (2005).
58. Ризолла (L. Rezzolla), *An Introduction to Astrophysical Black Holes and Their Dynamical Production*, pp 1–44, Springer Inter. Publ., Cham (2016).
59. Сисс и Лебрейи (L. Siess and U. Lebreuilly), *Astron. Astrophys.* **614**, A99 (2018).
60. Танигучи и др. (K. Taniguchi, T. W. Baumgarte, J. A. Faber, and S. L. Shapiro), *Phys. Rev. D* **77**, 044003 (2008).
61. Фрайер и др. (C. L. Fryer, K. Belczynski, G. Wiktorowicz, M. Dominik, V. Kalogera, and D. E. Holz), *Astrophys. J.* **749**, 91 (2012).
62. Харли и др. (J. R. Hurley, O. R. Pols, and C. A. Tout), *MNRAS* **315**, 543 (2000).
63. Харли и др. (J. R. Hurley, C. A. Tout, and O. R. Pols), *MNRAS* **329**, 897 (2002).

64. Хаяши и др. (K. Hayashi, K. Kawaguchi, K. Kiuchi, K. Kyutoku, and M. Shibata), *Phys. Rev. D* **103**, 043007 (2021).
65. Хаяши и др. (K. Hayashi, S. Fujibayashi, K. Kiuchi, K. Kyutoku, Y. Sekiguchi, and M. Shibata), *Phys. Rev. D* **106**, 023008 (2022).
66. Хоббс и др. (G. Hobbs, D. R. Lorimer, A. G. Lyne, and M. Kramer), *MNRAS* **360**, 974 (2005).
67. Шафер и Векс (G. Schäfer and N. Wex), *Phys. Lett. A* **174**, 196 (1993).
68. Эгглтон (P. P. Eggleton), *Astrophys. J.* **268**, 368 (1983).
69. Эйхлер и др. (D. Eichler, M. Livio, T. Piran, and D. N. Schramm), *Nature* **340**, 126 (1989).
70. Экангер и др. (N. Ekanger, M. Bhattacharya, and S. Horiuchi), *MNRAS* **525**, 2040 (2023).
71. Юдин (A. V. Yudin), *Astron. Lett.* **48**, 311 (2022).

ПРИЛОЖЕНИЕ

КРИТЕРИЙ УСТОЙЧИВОСТИ ПЕРЕТЕКАНИЯ ВЕЩЕСТВА ВО ВТОРОМ ПОСТНЬЮТОНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В этом Приложении мы приведем критерий устойчивости перетекания вещества в 2ПН приближении с учетом спин-орбитального взаимодействия, имеющего 1.5ПН порядок. Сначала для удобства введем обозначения для коэффициентов старших ПН поправок (пропорциональных $z^{1.5}$ и z^2) в формуле для орбитального момента импульса (11):

$$\alpha_{SO} = \frac{3}{2\sqrt{8}} \left(2 + \frac{3}{2}q \right) \frac{\nu l}{q}, \quad \alpha_2 = \frac{42 - 43\nu}{64}. \quad (16)$$

Также нам понадобятся их безразмерные производные по массе НЗ:

$$\alpha_{SO}^M \equiv \frac{d\alpha_{SO}}{dM_{NS}} M_{NS} = \frac{9}{4\sqrt{8}} (1+q)\nu l - \frac{3}{2\sqrt{8}} \frac{4q+3q^2}{2(1+q)} i \sqrt{\frac{2}{z}} (\cos\theta_{BH} + \sin^2\theta_{BH}), \quad (17)$$

$$\alpha_2^M \equiv \frac{d\alpha_2}{dM_{NS}} M_{NS} = -\frac{43}{64} (1-q)\nu. \quad (18)$$

При выводе формулы (17) мы учли изменение проекции спина ЧД, $l = \chi_{BH} \cos\theta_{BH}$, воспользовавшись формулой аккреционной раскрутки (12) для $\Delta\chi_{BH} \sim \Delta J_{BH}$, а также выражением $\Delta \cos\theta_{BH} = \sin^2\theta_{BH} \frac{\Delta J_{BH}}{J_{BH}}$. С учетом введенных выше обозначений критерий устойчивости перетекания вещества в 2ПН приближении запишется как:

$$\begin{aligned} \frac{d \ln R_{NS}}{d \ln M_{NS}} \geq (1+q) & \left[\frac{d \ln f_{Egg}}{d \ln q} + \frac{zq}{1+zf_z} \frac{df_z}{dq} \right] - \\ & - \frac{2[(1-q)(1+z-\alpha_{SO}z^{1.5}+\alpha_2z^2)]}{1-z+2\alpha_{SO}z^{1.5}-3\alpha_2z^2} \left[\frac{1}{1+zf_z} \right] \\ & + \frac{2[j(1+q)+\alpha_{SO}^M z^{1.5}-\alpha_2^M z^2]}{1-z+2\alpha_{SO}z^{1.5}-3\alpha_2z^2} \left[\frac{1}{1+zf_z} \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

В 1ПН приближении это выражение переходит в формулу (14) из основной части статьи.