

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Моменты импульсов чёрных дыр в сливающихся двойных системах

К.А. Постнов, А.Г. Куранов, Н.А. Митичкин

Дается краткий обзор современных астрофизических методов определения моментов импульсов (спинов) вращающихся чёрных дыр звёздной массы в тесных двойных системах и сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик. Отдельно обсуждаются эффективные спины сливающихся двойных чёрных дыр по данным наблюдений интерферометрами LIGO/Virgo. Для двух моделей образования чёрных дыр при коллапсах ядер массивных звёзд (в отсутствие или при наличии дополнительной аккреции из оболочки) рассчитываются ожидаемые распределения эффективных спинов сливающихся двойных чёрных дыр с учётом эволюции темпа звездообразования и металличности звёзд во Вселенной. Показано, что теоретические модели не противоречат данным наблюдений LIGO/Virgo. Рассчитываются ожидаемые распределения эффективных спинов пока не открытых двойных систем из чёрных дыр в паре с нейтронными звёздами. Показано, что аккреционная раскрутка компонентов первичных двойных чёрных дыр звёздной массы может приводить к эффективным спинам на уровне нескольких сотых перед слиянием.

Ключевые слова: гравитационные волны, чёрные дыры

PACS numbers: 04.30.-w, 97.60.Lf

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.04.038593>

Содержание

- 1. Введение (1230).
    - 1.1. Метрика Керра. 1.2. Спины чёрных дыр в рентгеновских двойных системах и ядрах галактик.
  - 2. Спины сливающихся двойных чёрных дыр (1232).
    - 2.1. Эффективные спины по данным наблюдений LIGO/Virgo.
    - 2.2. Модельные предположения. 2.3. Результаты расчётов.
  - 3. Моменты импульса сливающихся нейтронной звезды и чёрной дыры (1235).
  - 4. Моменты импульсов сливающихся первичных чёрных дыр (1236).
  - 5. Заключение (1238).
- Список литературы (1238).

1. Введение

1.1. Метрика Керра

Хорошо известно, что в общей теории относительности (ОТО) Эйнштейна структура пространства-времени вокруг стационарной вращающейся чёрной дыры (ЧД) в вакууме полностью описывается аксиально-симметричной стационарной метрикой Керра [1]. Параметрами метрики являются масса чёрной дыры  $M$  и момент импульса  $J$ , который удобно выражать в безразмерных единицах удельного момента импульса  $a = J/(GM/c)$ . В координатах Бойера – Линдквиста [2], минимизирующих число недиагональных компонентов метрики, метрика Керра выражается в виде<sup>1</sup>:

$$ds^2 = - \left( 1 - \frac{2Mr}{\Sigma} \right) dt^2 - \frac{4Mar \sin^2 \theta}{\Sigma} dt d\phi + \frac{\Sigma}{\Delta} dr^2 + \Sigma d\theta^2 + \left( r^2 + a^2 + \frac{2Ma^2 r \sin^2 \theta}{\Sigma} \right) \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (1)$$

$$\Delta \equiv r^2 - 2Mr + a^2, \quad \Sigma \equiv r^2 + a^2 \cos^2 \theta.$$

Богатству математической структуры и физических эффектов в метрике Керра посвящены отдельные монографии (см., например, [3]). Условие наличия горизонта событий ( $g_{rr} \rightarrow \infty$ ) и отсутствия "голой" сингулярности у вращающейся ЧД требует выполнения соотношений  $-M \leq a \leq M$ . При измерении массы в единицах массы ЧД  $M$  параметр  $a$  становится безразмерным,  $|a^*| \leq 1$ .

К.А. Постнов<sup>(1,2,3,\*), А.Г. Куранов<sup>(1,4), Н.А. Митичкин<sup>(1,2)</sup></sup></sup>

<sup>(1)</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Университетский просп. 13, 119234 Москва, Российская Федерация

<sup>(2)</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы 1, 119991 Москва, Российская Федерация

<sup>(3)</sup> Новосибирский государственный университет, физический факультет, ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российская Федерация

<sup>(4)</sup> Академия внешней торговли, ул. Пудовкина 4а, 119285 Москва, Российская Федерация  
E-mail: <sup>(\*)</sup>kpostnov@gmail.com

Статья поступила 13 июня 2019 г.

<sup>1</sup> Используются геометрические единицы  $G = c = 1$ , если не оговорено особо.

Ниже мы часто будем использовать безразмерный параметр  $a^*$ , называя его "спином ЧД".

При  $|a| \rightarrow 0$  метрика Керра (1) переходит в метрику Шварцшильда, а на больших расстояниях метрика Керра *асимптотически*<sup>2</sup> переходит в метрику для стационарно вращающегося тела в вакууме, полученную в 1918 г. Лензе и Тиррингом [4] в приближении слабого поля из уравнений Эйнштейна. С астрофизической точки зрения любое небесное тело вращается, поэтому коллапс звёзд в общем случае должен приводить именно к вращающимся ЧД с отличным от нуля параметром  $a$ .

Важным понятием, которое понадобится нам в дальнейшем, является так называемая последняя устойчивая орбита пробных частиц в метрике Керра (ISCO — от англ. Innermost Stable Circular Orbit). Именно такие орбиты определяют границу внутреннего радиуса аккреционного диска вокруг вращающейся ЧД и оцениваются из астрофизических наблюдений. В экваториальной плоскости  $\theta = \pi/2$  радиус последней устойчивой орбиты  $r_{\text{ISCO}}$  зависит от спина ЧД  $a$  [5]: для шварцшильдовской ЧД ( $a = 0$ )  $r_{\text{ISCO}} = 6M = 3r_g$  (шварцшильдовский гравитационный радиус  $r_g = 2M \approx 3$  км ( $M/M_\odot$ )) [6]. При  $a > 0$ , т.е. в случае ковращающихся со спином ЧД орбит, радиус последней устойчивой круговой орбиты частиц уменьшается:  $r_{\text{ISCO}} \approx 3r_g - (4\sqrt{6}/3)a$  при  $a \ll M$  — и в случае  $a = M(1 - \delta)$ ,  $\delta \ll 1$ , приближается к величине  $r_{\text{ISCO}} \approx (r_g/2)(1 + (4\delta)^{1/3})$ , оставаясь над внешним горизонтом ЧД, имеющим радиус  $r_+ \approx (r_g/2)(1 + (2\delta)^{1/2})$  [7]. Так, для аккрецирующей из диска ЧД в тесной двойной системе (ТДС) или в ядре галактики максимальный спин  $a \approx 0,9981$  (предел Торна, обусловленный балансом момента вращения аккрецирующей из диска ЧД в фотонном поле) [8], радиус последней устойчивой круговой орбиты частицы  $r_{\text{ISCO}}(0,998) \approx 1,23M$ .

Таким образом, масса  $M$  и спин  $a^*$  ЧД — важнейшие параметры, которые можно измерить или оценить из астрофизических наблюдений. Эти наблюдения различны для ЧД звёздных масс ( $\sim (3-60)M_\odot$ ) в ТДС и для сверхмассивных ЧД (СМЧД) с  $M > 10^6 M_\odot$  в ядрах галактик.

Методы оценки параметров ЧД из астрономических наблюдений неоднократно обсуждались в литературе (см., например, обзоры [9, 10] и приведённые там ссылки). Наиболее надёжно массы ЧД звёздных масс определяются динамически по движению второго компонента (оптической звезды) для ЧД в ТДС. Орбиты звёзд в таких системах с большой точностью являются круговыми. В этом случае, определяя амплитуду лучевых скоростей оптической звезды из спектроскопических наблюдений  $K_v = V_v \sin i$  ( $i$  — наклонение орбиты, т.е. угол между лучом зрения и орбитальным моментом импульса) и орбитальный период системы  $P_b$ , по стандартным формулам классической задачи двух тел, непосредственно получаем величину с размерностью массы — так называемую "функцию масс" невидимого компонента системы с массой  $M_x$ , которая для круговой орбиты имеет вид

$$f(M_x) = \frac{K_v^3 P_b}{2\pi G} = \frac{M_x \sin^3 i}{(1+q)^2}, \quad (2)$$

<sup>2</sup> Отметим, что пространство-время вокруг невращающегося сферически-симметричного тела в вакууме точно описывается шварцшильдовской метрикой (теорема Бирхгофа).

где  $q = M_v/M_x$  — отношение масс видимого и невидимого компонентов двойной системы. Очевидно, что функция масс является нижним пределом массы невидимого компонента, так как определение угла наклона орбиты требует независимых измерений<sup>3</sup>. Общепринято считать, что условие  $M_x \gtrsim 3M_\odot$  для массы невидимого компонента в ТДС является необходимым признаком ЧД [12, 13]. Этот предел массы невидимого релятивистского компонента без признаков наличия поверхности соблюдается у двух десятков тесных рентгеновских двойных систем [10, 14].

С наступлением эры гравитационно-волновой (ГВ) астрономии [15] появилась совершенно новая возможность оценивать массы и спины компонентов двойных ЧД в сливающихся двойных системах — источниках ГВ-излучения, регистрируемых детекторами LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory)/Virgo [16–18].

## 1.2. Спины чёрных дыр

### в рентгеновских двойных системах и ядрах галактик

Измерение спинов ЧД является гораздо более трудной задачей, чем измерение их масс, и остаётся модельно-зависимым. В рентгеновских ТДС вокруг ЧД образуется аккреционный диск из вещества второго компонента (гравитационно захваченного звёздного ветра массивной звезды раннего спектрального класса, например в Суг X-1, или при переполнении оптической звездой полости Роша в системах GRS 1915+105, A0620-00 и др.). Из-за наличия сил вязкого трения в дифференциально вращающемся аккреционном диске газ нагревается до высоких температур, а вещество в вязкой шкале времени теряет момент импульса и постепенно приближается к ЧД. Внутренний радиус аккреционного диска определяется радиусом  $r_{\text{ISCO}}$  последней устойчивой орбиты частиц вокруг ЧД — частицы, попавшие в область  $r < r_{\text{ISCO}}$ , свободно падают в ЧД. Структура и свойства стационарных аккреционных дисков вокруг ЧД определяются темпом аккреции  $\dot{M}$  вещества в диске, физическими параметрами газа (непрозрачность, коэффициент вязкости и т.д.) и граничными условиями на внутреннем радиусе [19–22].

Таким образом, измерение спектральных и временных характеристик излучения от аккреционных дисков вокруг ЧД позволяет косвенно оценивать их массу и спин. Обзор современного состояния проблемы и список источников можно найти в [23].

В источниках с аккрецирующими ЧД в рентгеновских ТДС и ядрах галактик спин ЧД может быть оценён различными способами (см. недавний обзор [24] и критический комментарий в [25]).

#### 1.2.1. Форма непрерывного спектра аккреционного диска.

Через граничное условие на внутренней границе диска спин ЧД влияет на форму непрерывного спектра теплового излучения от аккреционного диска. Многочисленные модельные параметры (тип аккреционного диска, масса ЧД, расстояние до источника, наклонение к лучу зрения, параметры горячей короны над диском и т.д.),

<sup>3</sup> В рамках ньютоновской динамики наклонение орбиты невозможно получить только из спектроскопических наблюдений. Однако это возможно сделать с учётом релятивистских эффектов в очень тесных двойных системах с нейтронными звёздами — пульсарами [11].

однако, не позволяют оценивать спины ЧД таким способом с высокой точностью (см. в [23] табл. 2 для рентгеновских двойных систем).

**1.2.2. Спектроскопия флуоресцентной линии железа.** Спины аккрецирующих ЧД также оцениваются из рентгеновской спектроскопии флуоресцентной  $K_\alpha$ -линии железа (от 6,4 кэВ для нейтрального железа до 6,9 кэВ для водородоподобного иона Fe XXVI). Эта линия возникает при отражении жёсткого рентгеновского излучения, которое может генерироваться в горячей рассеивающей короне над диском, от относительно холодного вещества ( $< 10^7$  К) [26]. Отражённая линия имеет эквивалентную ширину  $\sim 150$  эВ. Вследствие релятивистских эффектов при отражении на внутреннем крае диска её профиль растягивается в красную сторону и имеет ширину  $\sim 1$  кэВ [27]. В зависимости от угла зрения и принятой модели излучения, синяя граница профиля линии резко обрывается на смещённой из-за гравитационного красного смещения частоте. Флуоресцентная линия железа от внутренних частей аккреционного диска вокруг СМЧД впервые наблюдалась в галактике MCG-6-30-15 [28]. Для СМЧД в ядрах галактик метод оценки спина ЧД по линии  $K_\alpha$  является единственным доступным (кроме прямого наблюдения ЧД в ядре М87 телескопом ЕНТ (см. раздел 1.2.4)). Профили флуоресцентных  $K_\alpha$ - и  $L_\alpha$ -линий железа измерены с высокой точностью в спектрах ряда источников, в частности в спектре сейфертовской галактики 1H0707-495 [29]. (Список СМЧД с измеренными спинами по линии железа см., например, в обзоре [23] в табл. 3.) В отличие от метода спектральной подгонки континуума, анализ профиля флуоресцентной линии железа при отражении от диска не требует, чтобы были известны масса ЧД, расстояние до источника и наклонение диска к лучу зрения. Отметим, что оба метода дают совместимые оценки параметра  $a^*$  для аккрецирующих ЧД в рентгеновских ТДС (см. табл. 2 в [23]).

**1.2.3. Рентгеновские квазипериодические осцилляции (КПО).** Третий модельный способ оценки спина аккрецирующих ЧД — по наблюдениям КПО потока излучения в рентгеновском диапазоне [30]. В источниках с ЧД КПО наблюдаются на различных частотах — в низкочастотном (от доли герца до нескольких десятков герц) и в высокочастотном (несколько сотен герц) диапазонах. Высокочастотные КПО близки к некоторым характеристическим частотам (кеплеровской  $f_K$ , радиальной  $f_r \sim f_K$  и вертикальной  $f_\theta \sim f_K$  эпизиклической частоте) для ЧД звёздных масс [31, 32]:

$$f_K(r) \simeq 220 \text{ Гц} \left( \frac{10M_\odot}{M} \right) \left( \frac{6M}{r} \right)^{3/2} \left[ 1 \pm a^* \left( \frac{M}{r} \right)^{3/2} \right]^{-1}. \quad (3)$$

С применением этой модели из наблюдений рентгеновских КПО с борта обсерватории RXTE (Rossi X-ray Timing Explorer) с высокой точностью были оценены массы и спины ЧД в источниках GRO J1655-40 ( $M = (5,31 \pm 0,07)M_\odot$ ,  $a^* = 0,290 \pm 0,003$ ) [33] и XTE J1550-564 ( $a^* = 0,34 \pm 0,01$ ) [34]), которые совпали с оценками, полученными спектроскопическими методами. Отметим также, что наблюдаемые спектральные корреляции рентгеновских КПО в источниках с аккрецирующими ЧД могут быть использованы для независимого измерения масс ЧД [35].

**1.2.4. Наблюдения СМЧД в М87 Телескопом горизонта событий (Event Horizon Telescope, ЕНТ).** Недавно были опубликованы результаты интерферометрических наблюдений со сверхдлинной базой на длине волны 1,3 мм СМЧД ( $M = (6,5 \pm 0,7) \times 10^9 M_\odot$ ) в центре галактики М87 с активным ядром с рекордно высоким, 10-микросекундным, угловым разрешением, выполненные комплексом антенн ЕНТ [36]. Моделирование наблюдаемого асимметричного распределения радиояркостности в видимом "фотонном кольце" от излучения горячей оптически тонкой плазмы вокруг этой СМЧД в рамках релятивистской магнитной гидродинамики с учётом релятивистских эффектов при распространении света в гравитационном поле керровской ЧД позволило сделать вывод о спине ЧД:  $a^* \approx 0,5$  или  $a^* \simeq 0,94$  [37]. Отметим, что модели со шварцшильдовской ЧД отвергаются этими наблюдениями и фактом наличия релятивистского джета из ядра М87 с мощностью  $P_j \lesssim 10^{42}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Независимая оценка спина ЧД в М87  $a^* = 0,9 \pm 0,1$  получена в работе [38] методом анализа свойств "закрученного" света (twisted light) в метрике Керра.

Таким образом, наблюдения аккрецирующих ЧД в рентгеновских ТДС и ядрах галактик свидетельствуют о наличии заметного спина у этих объектов. Это обстоятельство, по-видимому, связано с продолжительной аккрецией вещества на ЧД и с историей роста массы СМЧД в ядрах галактик при предшествующих слияниях галактик.

## 2. Спины сливающихся двойных чёрных дыр

### 2.1. Эффективные спины по данным наблюдений LIGO/Virgo

Наблюдения ГВ-событий от слияний двойных ЧД детекторами LIGO/Virgo [16] открывают новый независимый канал информации о массах и спинах сливающихся ЧД. В квадрупольном приближении форма и амплитуда ГВ-сигнала от слияний компактных объектов зависит от комбинации масс  $M_1$  и  $M_2$ , называемой "чирп-массой" (chirp-mass):  $M \equiv (M_1 M_2)^{3/5} / M^{1/5} = M_1 [q^2(1+q)]^{-1/5}$ , где  $q = M_1/M_2$  — отношение масс компонентов,  $M = M_1 + M_2$  — полная масса системы. Параметр  $M$  наиболее точно определяется из ГВ-наблюдений (см. [16]). Спины компонентов сливающейся двойной системы определить гораздо труднее, однако из анализа формы наблюдаемого ГВ-сигнала удаётся получить так называемый эффективный спин — взвешенную по массам комбинацию проекций спинов компонентов на орбитальный момент импульса:

$$\chi_{\text{eff}} = \frac{M_1 a_1^* \cos \theta_1 + M_2 a_2^* \cos \theta_2}{M}, \quad (4)$$

где  $\theta_i$  — угол между вектором спина  $i$ -го компонента и орбитальным моментом импульса двойной системы.

У большинства зарегистрированных детекторами LIGO/Virgo сливающихся двойных ЧД (кроме двух источников — GW151226 и GW170729) эффективный спин в пределах ошибок оказался близким к нулю [16]. Последнее обстоятельство на первый взгляд кажется необычным — коллапсирующие ядра массивных звёзд должны вращаться [39] и приводить к образованию ЧД с ненулевым спином. Быстровращающиеся ЧД, образо-

ванные в результате коллапса массивных звёзд, рассматриваются в качестве "центральных машин", обеспечивающих генерацию узконаправленных релятивистских джетов из окрестностей ЧД для объяснения феномена длинных гамма-всплесков [40]. Поэтому интересно выяснить, можно ли получить близкие к нулю эффективные спины сливающихся двойных ЧД в стандартном астрофизическом сценарии происхождения двойных ЧД при эволюции массивных звёзд [41–43].

## 2.2. Модельные предположения

Вращение ядер звёзд трудно определить из наблюдений. Теория эволюции вращающихся звёзд привлекает также много различных представлений и понятий для описания вращения ядра, например, гипотезу о связи ядра с оболочкой через магнитное поле [44], различные физические механизмы передачи момента импульса, в частности посредством внутренних гравитационных волн [45] и др. (см. подробнее в [39]). Для описания сложной эволюции вращения ядра массивной звезды в работе [46] был предложен полуфеноменологический подход, в котором звезда разбивалась на две части: ядро и оболочку, связь между вращениями которых описывалась одним эффективным параметром — характерным временем передачи момента импульса  $\tau_c$ . В этой двузонной модели изменение момента импульса ядра выражается в виде

$$\frac{dJ_c}{dt} = -\frac{I_c I_e}{I_c + I_e} \frac{\Omega_c - \Omega_e}{\tau_c}, \quad (5)$$

где  $I_c$ ,  $\Omega_c$  и  $I_e$ ,  $\Omega_e$  — моменты инерции и угловые скорости вращения ядра и оболочки соответственно. В работе [46] показано, что для описания выводимого из наблюдений распределения молодых пульсаров по периодам вращения характерное время связи вращения ядра и оболочки массивных звёзд должно быть порядка  $\tau_c \simeq 5 \times 10^5 - 10^6$  лет, т.е. примерно соответствовать времени эволюции массивной звезды после главной последовательности.

Если ЧД рождается в ТДС, то вращение ядра звезды перед коллапсом будет также определяться приливным влиянием на вращение оболочки звезды со стороны другого компонента системы. С привлечением результатов [46] в статье [47] были представлены результаты серии расчётов эффективных спинов сливающихся двойных ЧД для различных сценариев образования таких систем с учётом изменения металличности и темпа звездообразования в зависимости от времени (красного смещения) в галактиках. В этих расчётах использовалась стандартная схема эволюции массивных двойных звёзд [42], дополненная трактовкой эволюции вращения ядер звёзд с учётом связи (5). Ключевым неизвестным элементом образования двойных ЧД из массивных двойных систем остаётся стадия общей оболочки (common envelope — CE), эффективность которой определялась параметром  $\alpha_{CE}$  — долей энергии, выделившейся при сжатии орбиты двойной системы в общей оболочке, которая передаётся в оболочку:  $\Delta E_{env} = \alpha_{CE} \Delta E_{orb}$  (где  $E_{env}$  — энергия связи оболочки и ядра звезды) [48, 49].

Недостаточно известная физика образования ЧД в конце эволюции массивных звёзд параметризовалась двумя моделями. В первой модели в ЧД коллапсировало всё СО-ядро звезды, образовавшееся после глав-

ной последовательности, масса чёрной дыры  $M_{BH} = 0,9M_{CO}$  (с учётом 10%-ного гравитационного дефекта массы), так что полная масса двойной ЧД  $M = 0,9(M_{CO,1} + M_{CO,2})$ . Момент импульса ЧД в этой модели равен моменту импульса СО-ядра:  $J_{BH} = J_{CO}$ .

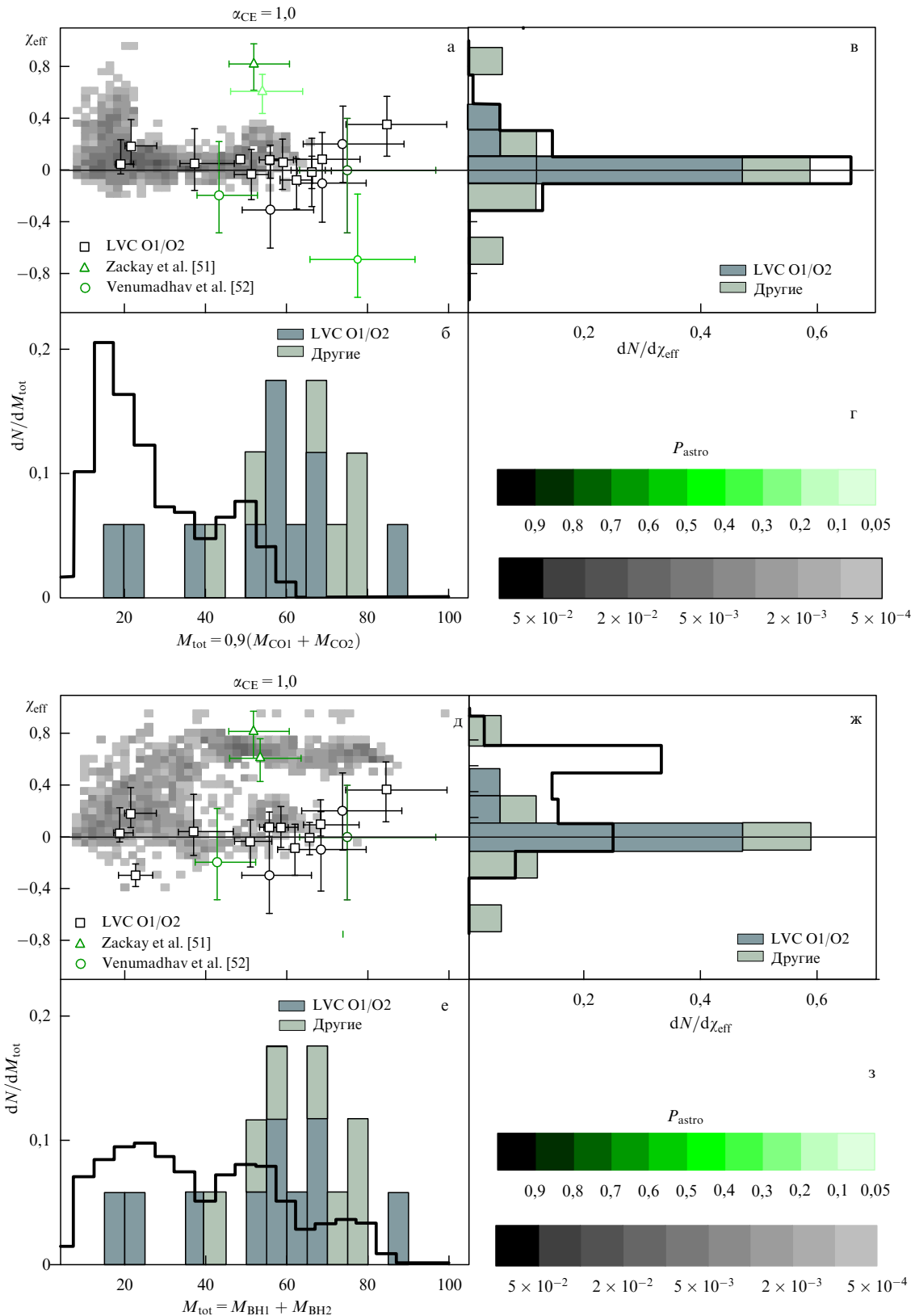
Во второй модели часть массы звёздной оболочки над СО-ядром  $\Delta M_{fb}$  попадала в ЧД, образованную при коллапсе железного ядра звезды с массой  $M_{Fe}$  (в англоязычной литературе — fallback), при этом масса ЧД рассчитывалась согласно работе [50]:  $M_{BH} = 0,9(M_{Fe} + \Delta M_{fb})$ ,  $\Delta M_{fb} = \max(M_{BH} - 0,9M_{CO}, 0)$ . Момент импульса ЧД при этом изменялся из-за выпадения части оболочки на ЧД,  $J_{BH} = J_{CO} + \Delta J_{fb}$ , где  $\Delta J_{fb} = j_{fb} \Delta M_{fb}$ . Удельный момент импульса вращающейся оболочки, аккрецирующей на ЧД, предполагался равным  $j_{fb} = \delta M_{BH}$  с коэффициентом  $\delta = 2$  (среднее значение между моментом импульса частиц на ISCO для шварцшильдовской ЧД,  $\delta = 2\sqrt{3}$ , и предельно вращающейся керровской ЧД,  $\delta = 2/\sqrt{3}$ ).

Для расчёта эффективных спинов сливающихся двойных ЧД должен быть известен угол между вектором вращения ЧД и орбитальным моментом импульса (см. формулу (4)). Этот угол рассчитывался для двух предельных случаев: 1) когда начальные моменты импульса компонентов звёзд на главной последовательности параллельны орбитальному моменту импульса системы; 2) когда они независимы и случайно ориентированы в пространстве. В первом случае ненулевого значения угла  $\theta_i$  при слиянии ЧД можно ожидать, только если ЧД при коллапсе приобрела дополнительный момент импульса (как в случае нейтронных звёзд (см. обсуждение в [42])). При случайной ориентации осей вращения компонентов начальной двойной системы угол  $\theta_i$  может быть произвольным (см. более подробно в [47]).

## 2.3. Результаты расчётов

Результаты модельных расчётов сливающихся двойных ЧД с учётом эволюции вращения ядер массивных звёзд представлены на рис. 1 (см. детали расчётов и соответствующие формулы в [47]). На рисунке приведено ожидаемое распределение эффективных моментов импульса  $\chi_{eff}$  сливающихся двойных ЧД, которые могут быть зарегистрированы детекторами LIGO/Virgo с чувствительностью O3<sup>4</sup>, в зависимости от полной массы системы  $M$  (рис. 1а и д) для двух моделей образования ЧД, описанных выше. Принят параметр общей оболочки  $\alpha_{CE} = 1$ . Оси вращения компонентов начальных двойных систем ориентированы случайно. Оттенками серого цвета показана плотность вероятности образования сливающихся двойных ЧД, свёрнутая с зависимостью металличности звёзд и темпа звездообразования в галактиках от времени. Квадраты с отрезками ошибок показывают параметры наблюдаемых двойных ЧД из каталога [16]. Кружки зелёного цвета различных оттенков показывают дополнительные ЧД + ЧД, обнаруженные по результатам независимой обработки данных LIGO O1/O2 в работе [52] — более светлые символы соответствуют большей вероятности случайного (не астрофизического) детектирования. Видно, что результаты расчё-

<sup>4</sup> В текущих наблюдениях O3 горизонт детектирования систем типа H3+H3 с чирп-массой  $1,2M_{\odot}$  для усреднённой ориентации орбиты относительно наблюдателя около 120 Мпк. Горизонт детектора для сливающихся двойных зависит от чирп-массы как  $D_h \sim M^{5/6}$  [53].



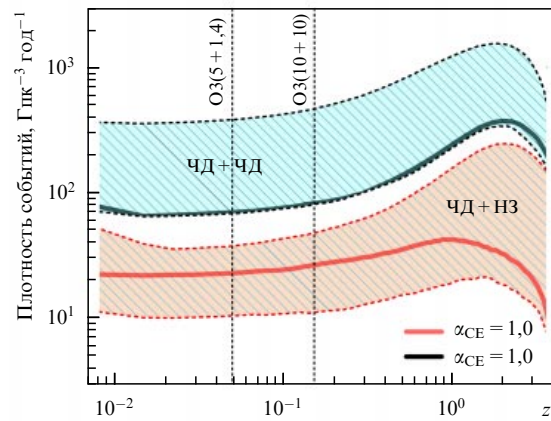
**Рис. 1.** (В цвете онлайн.) Модельные распределения (нормировано на единицу) сливающихся двойных ЧД по полной массе систем  $M_{\text{tot}}$  и эффективному спину  $\chi_{\text{eff}}$ , которые могут быть зарегистрированы детекторами LIGO/Virgo с учётом истории звездообразования и чувствительности детекторов ОЗ. (а–г) Случай прямого коллапса СО-ядра в ЧД (без участия звёздной оболочки):  $M_{\text{tot}} = 0.9(M_{\text{CO}1} + M_{\text{CO}2})$ . (д–з) Часть оболочки коллапсирует в ЧД: массы ЧД определяются согласно модели [50]. Распределения построены для значения эффективности общей оболочки  $\alpha_{\text{CE}} = 1.0$  и параметра  $\tau_c = 5 \times 10^3$  лет. Указаны события (с цветовой градацией вероятности детектирования  $P_{\text{astro}}$ ) из каталога O1/O2 LIGO/Virgo Collaboration (LVC) (квадраты), а также дополнительные события из работ [51, 52] (треугольники и кружки).

тов в модели образования ЧД при коллапсе СО-ядра звезды без дополнительного выпадения оболочки (рис. 1а, б) примерно соответствуют узкому распределению эффективных спинов вблизи нулевого значения (за исключением выбросов ненадёжных точек из анализа [52]) (рис. 1в), однако не воспроизводят распределения по суммарной массе компонентов сливающихся двойных ЧД (рис. 1б). В модели дополнительного выпадения оболочки на ядро при образовании ЧД (рис. 1д–з) распределение по суммарным массам сливающихся ЧД больше соответствует наблюдениям, а распределение по эффективным спинам сливающихся двойных ЧД предсказывает существование быстро вращающихся компонентов (большое значение  $\chi_{\text{eff}}$ ), которые пока достоверно не наблюдались. Очевидно, что успешная работа детекторов LIGO/Virgo в наблюдательном сете ОЗ, начавшаяся в апреле 2019 года<sup>5</sup>, позволит значительно увеличить статистику и провести более точное сравнение с моделями.

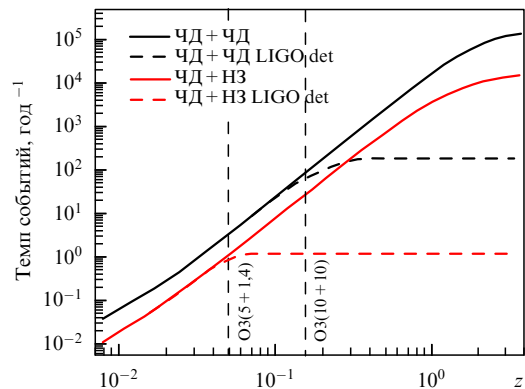
### 3. Моменты импульса сливающихся нейтронной звезды и чёрной дыры

Общепринятая схема эволюции массивных двойных систем [42] также предсказывает образование ТДС из чёрной дыры и нейтронной звезды (ЧД+НЗ). Если НЗ будет наблюдаться как пульсар, то появляется уникальная возможность "зондирования" пространства-времени вокруг ЧД методом прецизионного пульсарного тайминга. Эволюционные расчёты предсказывают примерно одну такую систему на несколько тысяч пульсаров в Галактике [54], однако поиски таких объектов в Галактике радиоастрономическими методами пока безуспешны. Есть надежда, что системы ЧД+НЗ будут впервые обнаружены методами гравитационно-волновой астрономии. Темп образования таких двойных систем при эволюции массивных звезд значительно уступает темпу образования двойных систем НЗ+НЗ и ЧД+ЧД, так как образование второго компактного объекта в двойной системе (НЗ) сопровождается значительной потерей массы и приобретением нейтронной звездой дополнительного момента импульса при вспышке сверхновой, что в большинстве случаев приводит к распаду двойной на отдельные компоненты (см. детальное обсуждение в обзорах [41, 42]).

На рисунке 2 приведены результаты расчётов пространственной плотности темпов слияния систем ЧД+ЧД и ЧД+НЗ (в год на  $1 \text{ Гпк}^3$ ) при принятых модельных предположениях (как в работе [47]) об эволюции химического состава и темпа звездообразования во Вселенной в зависимости от красного смещения  $z$  для параметра общей оболочки в интервале  $0,5 \leq \alpha_{\text{CE}} \leq 4$ . Предполагается, что дополнительный импульс (kick velocity) при образовании НЗ подчиняется максвелловскому распределению со средним значением  $265 \text{ км с}^{-1}$ . Видно, что темп слияния систем типа ЧД+НЗ в единице объёма не менее чем на порядок ниже темпа слияния систем типа ЧД+ЧД, что пока не противоречит наблю-



**Рис. 2.** Пространственная плотность темпа слияния двойных чёрных дыр (ЧД+ЧД) и слияния чёрных дыр с нейтронными звёздами (ЧД+НЗ) (в год на  $1 \text{ Гпк}^3$ ) в зависимости от космологического красного смещения  $z$  для различных значений параметра  $\alpha_{\text{CE}}$  (эффективности общей оболочки) с учётом эволюции среднего темпа звездообразования и металличности звезд во Вселенной. Верхние границы заштрихованных областей соответствуют значению  $\alpha_{\text{CE}} = 4,0$ , а нижние —  $\alpha_{\text{CE}} = 0,5$ ; жирные кривые соответствуют  $\alpha_{\text{CE}} = 1,0$ . Вертикальными пунктирными прямыми отмечены горизонты детектирования LIGO/Virgo O3 для сливающихся двойных систем с массами  $(5 + 1,4)M_{\odot}$  и  $(10 + 10)M_{\odot}$ .



**Рис. 3.** (В цвете онлайн.) Число слияний (событий) в год (интеграл темпа слияний в единице объёма до расстояния, соответствующего данному  $z$ ) в зависимости от предельного красного смещения (горизонта детектирования). Зависимость построена с учётом истории звездообразования во Вселенной при значении параметра эффективности общей оболочки  $\alpha_{\text{CE}} = 1$ . Сплошная чёрная кривая — системы ЧД+ЧД, сплошная красная кривая — системы ЧД+НЗ. Штриховые кривые — ожидаемое число детектируемых событий в год антеннами LIGO/Virgo с чувствительностью ОЗ для усреднённой ориентации орбит относительно луча зрения  $\mathcal{R}_{\text{ВННС}} \sim 2 \times 10^2 \text{ год}^{-1}$  для систем ЧД+ЧД и  $\mathcal{R}_{\text{ВННС}} \sim 1 \text{ год}^{-1}$  для систем ЧД+НЗ. Вертикальными штриховыми прямыми показаны горизонты детектирования LIGO/Virgo O3 для сливающихся двойных систем с массами  $(5 + 1,4)M_{\odot}$  и  $(10 + 10)M_{\odot}$ .

даемой статистике регистраций на интерферометрах LIGO/Virgo.

На рисунке 3 показано теоретически ожидаемое число слияний в год в объёме Вселенной до заданного предельного красного смещения (интеграл пространственной плотности темпа слияний в единице объёма до расстояния, соответствующего данному  $z$ ). Сплошными кривыми представлен темп слияния двойных чёрных дыр (ЧД+ЧД) и чёрных дыр с нейтронными звёздами

<sup>5</sup> На момент написания этой статьи обнаружено уже свыше 20 новых сливающихся двойных ЧД (см. онлайн-каталог на сайте <https://gracedb.ligo.org/latest/>). Предполагается, что параметры этих систем будут опубликованы после тщательного анализа в конце 2019 г.

(ЧД + НЗ) с учётом истории звездообразования во Вселенной для значения параметра эффективности общей оболочки  $\alpha_{CE} = 1$ . Штриховые кривые показывают ожидаемое число детектируемых событий в год антеннами LIGO/Virgo с актуальной чувствительностью в наблюдениях ОЗ:  $\mathcal{R}_{\text{ВНВН}} \sim 2 \times 10^2 \text{ год}^{-1}$  для систем ЧД + ЧД и  $\mathcal{R}_{\text{ВННС}} \sim 1 \text{ год}^{-1}$  для систем ЧД + НЗ. Удельные темпы слияния и детектирования систем типа НЗ + ЧД, представленные на рис. 2, 3, согласуются с независимыми расчётами других авторов (см., например, [55]).

На рисунке 4 представлены ожидаемые распределения эффективного спина сливающихся систем типа НЗ + ЧД (4) в зависимости от полной массы системы для двух моделей образования ЧД (как на рис. 1). Безразмерный спин НЗ определялся так же, как и для ЧД:  $a_{\text{NS}}^* = J_{\text{NS}}/M_{\text{NS}}^2$ , а момент импульса НЗ  $J = I\omega_{\text{NS}} = 2\pi I/P_{\text{NS}}$  ( $I$  — момент инерции НЗ) рассчитывался с учётом эволюции периода вращения НЗ  $P_{\text{NS}}$  в двойной системе (см. детали в [56]). В целом, ожидаемые распределения эффективных спинов систем типа НЗ + ЧД в различных моделях образования ЧД несколько шире, чем у двойных ЧД (см. рис. 1). Отрицательные значения  $\chi_{\text{eff}}$  для систем НЗ + ЧД связаны с наличием случайно ориентированного дополнительного момента импульса при рождении НЗ. Полная масса сливающихся двойных систем типа НЗ + ЧД не превышает  $27 M_{\odot}$ .

#### 4. Моменты импульсов сливающихся первичных чёрных дыр

Близость к нулевому значению эффективных спинов сливающихся двойных ЧД, обнаруженных ГВ-интерферометрами LIGO/Virgo, может быть связана с их происхождением и эволюцией, что широко обсуждается в литературе (см., например, [47, 58–62] и приведённые там ссылки). Как показано в разделе 3, узкое распределение эффективных спинов вблизи нулевого значения удаётся воспроизвести в стандартном астрофизическом сценарии происхождения двойных ЧД из массивных двойных систем [43] при предположении отсутствия дополнительной аккреции оболочки на образующуюся ЧД (первая модель, описанная в разделе 2 и представленная на рис. 1а–г). Кроме астрофизических сценариев образования двойных ЧД [63], в которых ЧД с массой  $(10–50)M_{\odot}$  являются результатом коллапса ядер массивных звёзд, активно дискутируется возможность существования двойных первичных ЧД, образовавшихся в ранней Вселенной из первичных возмущений [64–68]. Спины первичных ЧД должны быть близки к нулю (см. [69, 70]), следовательно, эффективный спин сливающейся двойной системы из первичных ЧД ожидается малым.

Для того чтобы проверить последнее утверждение, в работе [57] была исследована возможность раскрутки первичной ЧД в двойной системе при аккреции вещества из внешней среды.

Изначально невращающаяся ЧД при дисковой аккреции в предположении отсутствия уноса момента импульса излучением диска при аккреции массы  $\Delta M = M_f - M_0$ , где  $M_0$  и  $M_f$  — начальная и конечная массы ЧД, приобретает спин [7]:

$$a^* = \sqrt{\frac{2}{3}} \left( \frac{M_0}{M_f} \right) \left[ 4 - \sqrt{18 \left( \frac{M_0}{M_f} \right)^2 - 2} \right] \quad (6)$$

(формула верна для  $M_f/M_0 < \sqrt{6}$ , иначе  $a^* = a_{\text{max}}^* \simeq 0,998$  — предел Торна [8]). При  $\Delta M \ll M_0$  из (6) получаем оценку  $a^* \simeq 9/\sqrt{6} (\Delta M/M_0)$ .

Для одиночной ЧД с массой  $m$ , движущейся в среде со скоростью  $v$ , аккреция Бонди–Хойла–Литтлтона за время  $t_0$  приводит к увеличению массы:

$$\frac{\Delta M}{M_0} \approx \frac{4\pi\rho m}{(v^2 + c_s^2)^{3/2}} t_0, \quad (7)$$

где  $\rho$  — плотность среды,  $c_s \sim \sqrt{T} \approx 10^{-5} \sqrt{T/1 \text{ эВ}}$  — скорость звука среды с температурой  $T$ . Для ЧД с массой  $1 M_{\odot}$  в среде  $\rho \sim 10^{-24} \text{ г см}^{-3}$  и при условии  $v \gg c_s$  за хаббловское время  $t_0 = t_H = 4 \times 10^{17} \text{ с}$  можно получить оценку  $\Delta M/M_0 \simeq 1,7 \times 10^{-3} m \ll 1$ . Таким образом, возможный спин, приобретённый одиночной ЧД:  $a^* \simeq 3,76 \Delta M/M_0 \simeq 0,006 (m/M_{\odot})$ . Для  $m = (30–50)M_{\odot}$  спин становится уже заметным, но обнаружить его у одиночной ЧД непросто.

В двойной системе эффективный спин является измеряемой величиной при ГВ-наблюдениях. Интегрирование роста массы компонентов двойной ЧД по орбите при аккреции из внешней среды показывает [57], что для системы из двух точечных масс,  $m_1$  и  $m_2$  ( $q = m_1/m_2$ ,  $M = m_1 + m_2 = m_1(1 + 1/q)$  — полная масса), аккреционный прирост массы  $M_1$  за хаббловское время  $t_H$  составит

$$\left. \frac{\Delta M_1}{M_1} \right|_0 = \frac{5\pi\rho M^{1/2} a_0^{11/2}}{88m_2^4} = \frac{5}{88} \left( \frac{256}{5} \right)^{11/8} \pi\rho t_H^{11/8} m_1^{5/8} q^{3/4} (1+q)^{15/8}. \quad (8)$$

Здесь использована известная связь времени слияния двойной системы из-за излучения ГВ на круговой орбите с начальной полуосью орбиты  $a_0$ :  $t_0 = 5a_0^4/(256Mm_1m_2)$ . Численно для  $m_1 = 30M_{\odot}$  получаем крайне малую величину:  $\Delta M_1/M_1 \sim 10^{-6}–10^{-7}$ .

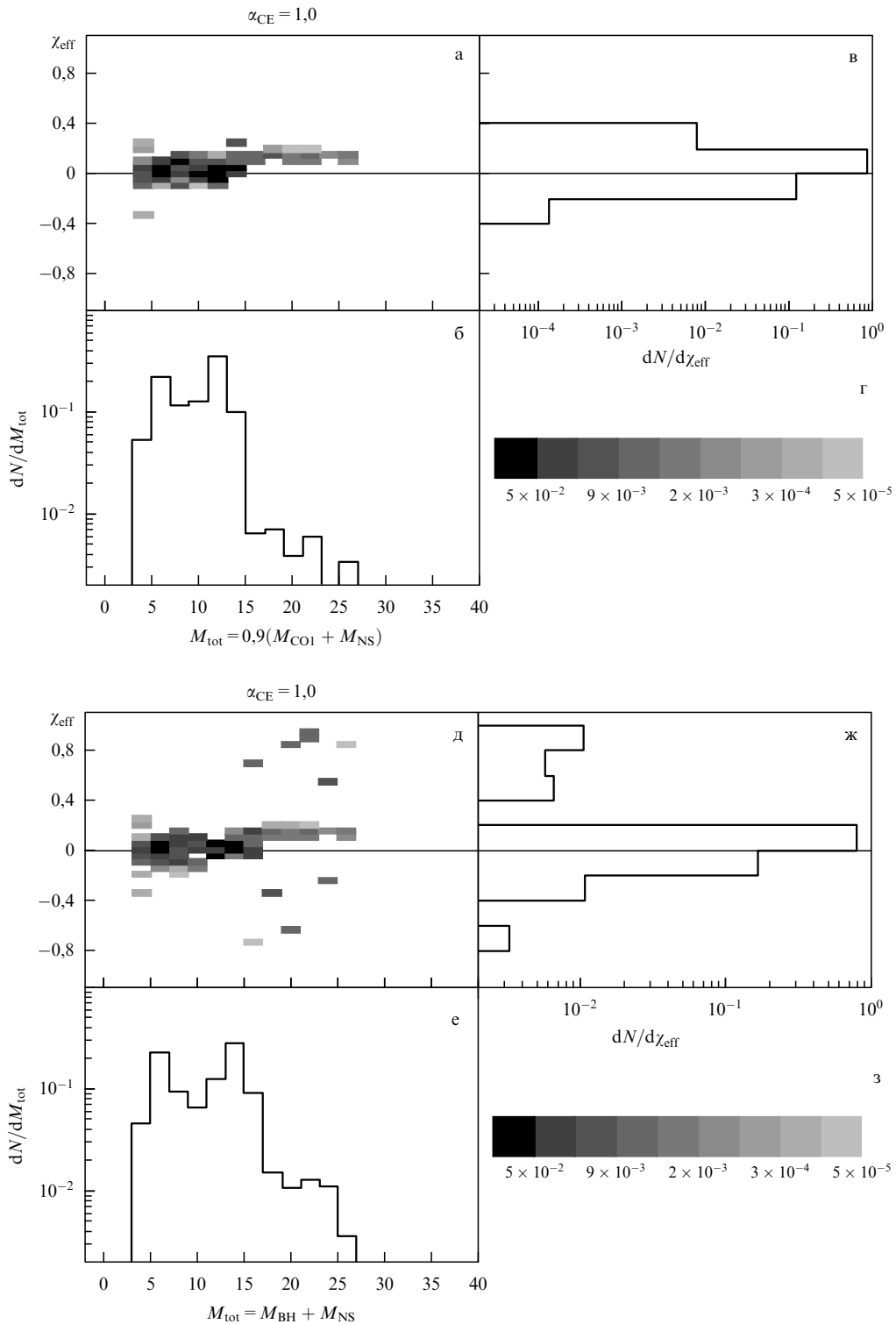
Оценка аккреционного роста массы ЧД в двойной системе значительно возрастает в случае изначально сильно вытянутой орбиты с эксцентриситетом  $e_0 \sim 1$ . В этом случае [57]

$$\begin{aligned} \left. \frac{\Delta M_1}{M_1} \right|_e &\approx 10^{-5} \left( \frac{\rho}{10^{-24} \text{ г см}^{-3}} \right) \left( \frac{M_1}{30M_{\odot}} \right)^{5/8} \times \\ &\times q^{3/4} (1+q)^{15/8} \left( \frac{0,1}{1-e_0^2} \right)^{2,58} \approx \\ &\approx 10^{-5} \left( \frac{\rho}{10^{-24} \text{ г см}^{-3}} \right) \left( \frac{M}{30M_{\odot}} \right)^{5/8} q(1+q)^2 \left( \frac{0,1}{1-e_0^2} \right)^{2,58}. \end{aligned} \quad (9)$$

В последнем равенстве введена чирп-масса двойной системы  $\mathcal{M} \equiv (M_1 M_2)^{3/5} / M^{1/5} = M_1 [q^2(1+q)]^{-1/5}$ , которая получается непосредственно из анализа формы ГВ-сигнала от сливающихся двойных точечных масс.

Эффективный спин пары первичных ЧД, аккрецирующих из внешней холодной среды, выражается как

$$\begin{aligned} \chi_{\text{eff}} &= \frac{q}{1+q} a_1^* + \frac{1}{1+q} a_2^* \approx 3,76 \times 10^{-5} \left( \frac{\rho}{10^{-24} \text{ г см}^{-3}} \right) \times \\ &\times \left( \frac{M}{30M_{\odot}} \right)^{5/8} \left( \frac{0,1}{1-e_0^2} \right)^{2,58} (1+q)(q^2 + q^{-3}) > \\ &> 5,3 \times 10^{-4} \left( \frac{\rho}{10^{-24} \text{ г см}^{-3}} \right) \left( \frac{M}{30M_{\odot}} \right)^{5/8} \left( \frac{0,1}{1-e_0^2} \right)^{2,58} \end{aligned} \quad (10)$$



**Рис. 4.** Модельные распределения сливающихся двойных ЧД + НЗ по эффективным спинам и полным массам. Параметры образования ЧД те же, что для ЧД + ЧД на рис. 1.

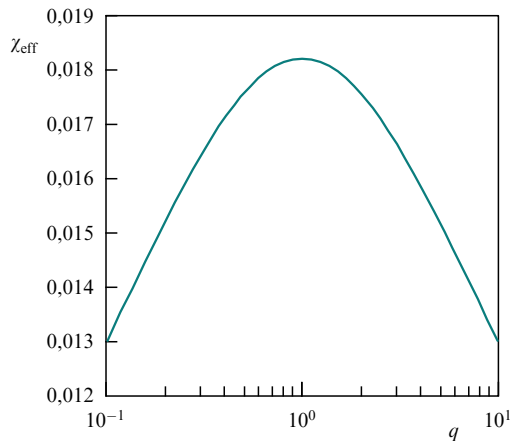
для любого отношения масс  $q$ , так как функция  $f(q) = (1 + q)(q^2 + q^{-3})$  имеет минимум  $f(q_{\min}) = 4$  при  $q_{\min} = 1$ . Учёт ограничений на максимально возможное значение начального эксцентриситета при заданной скорости звука  $c_s$  приводит к максимальной возможной оценке  $\chi_{\text{eff}}$ , показанной на рис. 5. Грубый верхний предел может быть представлен в

виде

$$\chi_{\text{eff, max}} \simeq 0,01 \left( \frac{\rho}{10^{-24} \text{ г см}^{-3}} \right) \left( \frac{\mathcal{M}}{30 M_{\odot}} \right)^{0,97} \left( \frac{c_s}{10^{-5}} \right)^{-2,75}$$

для широкого интервала отношений масс  $0,1 < q < 10$ . Эта оценка показывает, что эффективный спин сливаю-





**Рис. 5.** Максимальный эффективный спин сливающейся пары первичных ЧД с чирп-массой  $M = 30M_{\odot}$ , приобретённый благодаря аккреции в среде со скоростью звука  $c_s = 3 \text{ км с}^{-1}$  и плотностью  $\rho = 10^{-24} \text{ г см}^{-3}$  в зависимости от отношения  $q$  масс компонентов. (Из работы [57].)

щихся двойных первичных ЧД может быть измеряемой величиной порядка нескольких сотых из-за аккреции газа в холодной галактической межзвёздной среде. В таком механизме раскрутки первичных ЧД спины обоих компонентов должны быть параллельны орбитальному моменту импульса.

## 5. Заключение

Измерение вращения ЧД на основе астрономических наблюдений остаётся актуальной задачей современной астрофизики. Момент вращения (спин) ЧД является вторым после массы физическим параметром, определяющим структуру пространства-времени вокруг ЧД. Вращение ЧД в тесных двойных системах и ядрах галактик может быть необходимым условием образования и определять структуру релятивистских течений в активных ядрах галактик и микроквазарах (см. обзор [71]). Новые возможности непосредственной оценки спинов сливающихся двойных ЧД появились с началом эры гравитационно-волновой астрономии. Полученные на сегодня результаты [16] свидетельствуют о достаточно узком распределении эффективных спинов двойных ЧД  $\chi_{\text{eff}}$  вблизи нулевого значения, что может быть использовано для выяснения природы обнаруженных сливающихся двойных ЧД с массами  $(10-60)M_{\odot}$  [72, 73].

Мы показываем (см. [47] и рис. 2), что астрофизический сценарий образования двойных сливающихся ЧД на основе эволюции массивных двойных звёзд с учётом изменения со временем темпа звездообразования и металличности звёзд приводит к распределениям эффективных спинов и полных масс сливающихся пар ЧД, не противоречащим современным наблюдениям LIGO/Virgo [16]. Дополнительная аккреция оболочки (fallback) на ЧД, образовавшуюся при коллапсе железного ядра массивной звезды, может значительно раскручивать ЧД, приводя к более широкому распределению эффективных спинов сливающихся двойных ЧД (рис. 1д–з). Быстрое вращение компонентов сливающихся двойных ЧД пока надёжно не наблюдалось [16] — есть указания на существование таких объектов [51, 52], но это требует подтверждения.

Не обнаруженными до сих пор (июнь 2019 г.) остаются системы из нейтронной звезды и чёрной дыры, существование которых предсказывается современной теорией эволюции массивных двойных систем. Используя те же модельные предположения об образовании ЧД, мы рассчитываем темпы слияния двойных типа ЧД+НЗ (см. рис. 2) и темпы их детектирования на уровне чувствительности действующих ГВ-интерферометров LIGO/Virgo O3 (см. рис. 3). При стандартных предположениях о параметрах образования и эволюции массивных двойных звёзд темп регистрации слияний ЧД+НЗ в год оказывается более чем на два порядка ниже темпа слияний для систем типа ЧД+ЧД (см. штриховые кривые на рис. 3):  $\mathcal{R}_{\text{ВНН}} \sim 2 \times 10^2 \text{ год}^{-1}$  и  $\mathcal{R}_{\text{ВННС}} \sim 1 \text{ год}^{-1}$ . Перспективы регистрации двойных систем этого типа за время проводящихся сейчас наблюдений LIGO/Virgo O3 пока невелики. Мы также рассчитываем распределения эффективных спинов и полных масс систем типа ЧД+НЗ, зависящие от выбранной модели образования ЧД (см. рис. 4). Из-за наличия заметной анизотропной скорости НЗ при рождении эффективные спины систем типа ЧД+НЗ могут попадать в интервал  $-0,4 < \chi_{\text{eff}} < 0,4$  даже в модели коллапса ЧД без дополнительной аккреции из оболочки (рис. 4а–г).

Мы также рассмотрели возможную раскрутку компонентов двойных первичных ЧД при аккреции газа из холодной межзвёздной среды. Показано (см. [57] и рис. 5), что аккреционная раскрутка первичных ЧД может приводить к эффективным спинам перед слиянием на уровне нескольких сотых, поэтому малые положительные эффективные спины двойных ЧД не противоречат гипотезе о возможной первичной природе наблюдаемых сливающихся ЧД+ЧД звёздных масс.

## Благодарности

Работа К.А.П. поддержана грантом Российского научного фонда 19-42-02004 (разделы 1, 4 и общее редактирование). Работа А.Г.К. и Н.А.М. выполнена при поддержке Научной школы Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова "Физика звёзд, релятивистских объектов и галактик".

**Дополнение при корректуре.** 14 августа 2019 г. детекторы LIGO/Virgo зарегистрировали слияние двойной системы, с большой вероятностью состоящей из нейтронной звезды и чёрной дыры (S190814bv). О наблюдении электромагнитных сигналов от этого события пока не сообщалось.

## Список литературы

1. Kerr R P *Phys. Rev. Lett.* **11** 237 (1963)
2. Boyer R H, Lindquist R W *J. Math. Phys.* **8** 265 (1967)
3. Wiltshire D L, Visser M, Scott S M *The Kerr Spacetime. Rotating Black Holes in General Relativity* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2009)
4. Lense J, Thirring H *Phys. Z.* **19** 156 (1918)
5. Bardeen J M, Press W H, Teukolsky S A *Astrophys. J.* **178** 347 (1972)
6. Каплан С А *ЖЭТФ* **19** 951 (1949)
7. Bardeen J M *Nature* **226** 64 (1970)
8. Thorne K S *Astrophys. J.* **191** 507 (1974)
9. Черепашук А М *УФН* **184** 387 (2014); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **57** 359 (2014)

10. Черепашук А М *УФН* **186** 778 (2016); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **59** 702 (2016)
11. Брумберг В А и др. *Письма в Астрон. журн.* **1** 5 (1975); Brumberg V A et al. *Sov. Astron. Lett.* **1** 2 (1975)
12. Rhoades C E (Jr.), Ruffini R *Phys. Rev. Lett.* **32** 324 (1974)
13. Lattimer J M, Prakash M *Phys. Rep.* **621** 127 (2016)
14. Remillard R A, McClintock J E *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **44** 49 (2006)
15. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 061102 (2016)
16. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. X* **9** 031040 (2019)
17. Черепашук А М *УФН* **186** 1001 (2016); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **59** 910 (2016)
18. Райтце Д *УФН* **187** 884 (2017); Reitze D H *Phys. Usp.* **60** 823 (2017)
19. Шакура Н И *Астрон. журн.* **49** 921 (1972); Shakura N I *Sov. Astron.* **16** 756 (1973)
20. Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
21. Novikov I D, Thorne K S, in *Black Holes (Les Astres Occlus)* (Eds C DeWitt, B DeWitt) (New York: Gordon and Breach, 1973) p. 343
22. Zhuravlev V, in *Accretion Flows in Astrophysics* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 454, Ed. N Shakura) (Cham: Springer, 2018) p. 115
23. Nampalliwar S, Bambi C, arXiv:1810.07041
24. Reynolds C S *Nature Astron.* **3** 41 (2019)
25. Laor A *Nature Astron.* **3** 374 (2019)
26. George I M, Fabian A C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **249** 352 (1991)
27. Laor A *Astrophys. J.* **376** 90 (1991)
28. Tanaka Y et al. *Nature* **375** 659 (1995)
29. Fabian A C et al. *Nature* **459** 540 (2009)
30. van der Klis M, astro-ph/0410551
31. Stella L, Vietri M, Morsink S M *Astrophys. J.* **524** L63 (1999)
32. Abramowicz M A, Kluźniak W *Astron. Astrophys.* **374** L19 (2001)
33. Motta S E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **437** 2554 (2014)
34. Motta S E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439** L65 (2014)
35. Shaposhnikov N, Titarchuk L *Astrophys. J.* **699** 453 (2009)
36. Akiyama K et al. (The Event Horizon Telescope Collab.) *Astrophys. J. Lett.* **875** L1 (2019)
37. Akiyama K et al. (The Event Horizon Telescope Collab.) *Astrophys. J. Lett.* **875** L5 (2019)
38. Tamburini F, Thidé B, Della Valle M, arXiv:1904.07923
39. Meynet G, Maeder A, in *Handbook of Supernovae* (Eds A W Alsabti, P Murdin) (Cham: Springer, 2017) p. 601
40. Woosley S E, Bloom J S *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **44** 507 (2006)
41. Гришук Л П и др. *УФН* **171** 3 (2001); Grishchuk L P et al. *Phys. Usp.* **44** 1 (2001)
42. Postnov K A, Yungelson L R *Living Rev. Relativ.* **17** 3 (2014)
43. Belczynski K et al. *Nature* **534** 512 (2016)
44. Spruit H C *Astron. Astrophys.* **381** 923 (2002)
45. Fuller J et al. *Astrophys. J.* **810** 101 (2015)
46. Postnov K A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **463** 1642 (2016)
47. Postnov K A, Kuranov A G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **483** 3288 (2019)
48. Webbink R F *Astrophys. J.* **277** 355 (1984)
49. Iben I (Jr.), Tutukov A V *Astrophys. J. Suppl.* **54** 335 (1984)
50. Fryer C L et al. *Astrophys. J.* **749** 91 (2012)
51. Zackay B et al. *Phys. Rev. D* **100** 023007 (2019)
52. Venumadhav T et al., arXiv:1904.07214
53. Abadie J et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.), LIGO-T0900499-v19; VIR-0171A-10; arXiv:1003.2481
54. Lipunov V M et al. *Astrophys. J.* **423** L121 (1994)
55. Vaibhav V et al. *Phys. Rev. D* **100** 064060 (2019)
56. Липунов В М и др. *Астрон. журн.* **86** 985 (2009); Lipunov V M et al. *Astron. Rep.* **53** 915 (2009)
57. Postnov K, Mitichkin N A *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2019** (06) 044 (2019)
58. Belczynski K et al. *Astron. Astrophys.* **615** A91 (2018)
59. Talbot C, Thrane E *Phys. Rev. D* **96** 023012 (2017)
60. Ng K K Y et al. *Phys. Rev. D* **98** 083007 (2018)
61. Piran T, Hotokezaka K, arXiv:1807.01336
62. Fernandez N, Profumo S *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2019** (08) 022 (2019)
63. Mandel I, Farmer A, arXiv:1806.05820
64. Nakamura T et al. *Astrophys. J.* **487** L139 (1997)
65. Bird S et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 201301 (2016)
66. Carr B, Kühnel F, Sandstad M *Phys. Rev. D* **94** 083504 (2016)
67. Blinnikov S et al. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2016** (11) 036 (2016)
68. Sasaki M et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 061101 (2016)
69. Mirbabayi M, Gruzinov A, Noreña J, arXiv:1901.05963
70. De Luca V et al. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2019** (05) 018 (2019)
71. Бескин В С *УФН* **180** 1241 (2010); Beskin V S *Phys. Usp.* **53** 1199 (2010)
72. Tiwari V, Fairhurst S, Hannam M *Astrophys. J.* **868** 140 (2018)
73. Gerosa D et al. *Phys. Rev. D* **98** 084036 (2018)

### Spins of black holes in coalescing compact binaries

K.A. Postnov<sup>(1,2,3,\*), A.G. Kuranov<sup>(1,4), N.A. Mitichkin<sup>(1,2)</sup></sup></sup>

<sup>(1)</sup> Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Universitetskii prosp. 13, 119234 Moscow, Russian Federation

<sup>(2)</sup> Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Leninskie gory 1, 119991 Moscow, Russian Federation

<sup>(3)</sup> Novosibirsk State University, Department of Physics, ul. Pirogova 2, 630090 Novosibirsk, Russian Federation

<sup>(4)</sup> All-Russian Academy of International Trade, ul. Pudovkina 4a, 119285 Moscow, Russian Federation

E-mail: (\*) kpostnov@gmail.com

Modern astrophysical methods of determination of spins of rotating stellar-mass black hole in close binaries and of supermassive black holes in active galactic nuclei are briefly discussed. Effective spins of coalescing binary black holes derived from LIGO/Virgo gravitational wave observations are specially addressed. The effective spins of coalescing astrophysical binary black holes and black holes with neutron stars are calculated for two plausible models of black hole formations from stellar core collapses (without or with an additional fallback from the stellar envelope) taking into account the stellar metallicity and star formation rate evolution in the Universe. The calculated distributions do not contradict the reported LIGO/Virgo observations. Distributions of the effective spins expected in yet undiscovered neutron star – black hole binaries have been calculated. The effective spins of primordial coalescing stellar-mass black holes can reach a few per cent due to the accretion spin-up in a cold external medium.

**Keywords:** gravitational waves, black holes

PACS numbers: **04.30. – w, 97.60.Lf**

Bibliography — 73 references

Received 13 June 2019

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **189** (11) 1230 – 1239 (2019)

*Physics – Uspekhi* **62** (11) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.04.038593>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.04.038593>