

## Наблюдения звёздных и сверхмассивных чёрных дыр

А.М. Черепашук

На протяжении последних 50 лет достигнут большой прогресс в наблюдательных исследованиях чёрных дыр (ЧД) звёздных масс в двойных системах и сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик. В 1964 г. Я.Б. Зельдович и Э.Э. Солпитер показали, что при несферической аккреции вещества на ЧД выделяется огромная энергия. Теория дисковой аккреции вещества на ЧД была развита в 1972–1973 гг. в работах Шакуры и Сюняева, Прингла и Риса, Новикова и Торна. К настоящему времени, спустя 100 лет после создания Эйнштейном общей теории относительности, которая предсказывает существование ЧД, измерены массы нескольких десятков звёздных чёрных дыр ( $M_{\text{ВН}} = (4-30) M_{\odot}$ ) и многих сотен сверхмассивных ЧД ( $M_{\text{ВН}} = (10^6-10^{10}) M_{\odot}$ ). Развивается новая область астрофизики — демография ЧД. Недавнее открытие гравитационных волн от слияния чёрных дыр в двойных системах открывает новую эру в исследованиях ЧД.

**Ключевые слова:** чёрные дыры, двойные звёзды, ядра галактик, горизонт событий, аккреция

PACS numbers: 04.70. -s, 97.60.Lf, 98.62.Js

DOI: 10.3367/UFNr.2015.12.037736

## Содержание

1. Введение (778).
2. Чёрные дыры звёздных масс в двойных системах (778).
3. Сверхмассивные чёрные дыры в ядрах галактик (785).
4. Заключение (788).

Список литературы (788).

## 1. Введение

Астрономические исследования чёрных дыр (ЧД) во Вселенной ведутся на протяжении последних 50 лет. Начало наблюдательным исследованиям ЧД было положено в 1964 г. пионерскими работами Я.Б. Зельдовича [1] и Э.Э. Солпитера [2], в которых было показано, что при несферической аккреции вещества на ЧД выделяется огромная энергия. Теория дисковой аккреции вещества на ЧД развита в работах Шакуры и Сюняева [3], Прингла и Риса [4] и Новикова и Торна [5]. Замечательно то, что в 2015 г. исполнилось 100 лет со времени создания Эйнштейном общей теории относительности (ОТО), которая предсказывает возможность существования ЧД — компактных объектов (точнее, областей пространства-времени), гравитационное поле которых настолько сильно, что никакой сигнал, даже свет, не может из них вырваться на пространственную бесконечность.

К настоящему времени достигнут большой прогресс в наблюдательных исследованиях как чёрных дыр звёздных масс в рентгеновских двойных системах ( $M_{\text{ВН}} \approx (4-20) M_{\odot}$ ), так и сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик ( $M_{\text{ВН}} = (10^6-10^{10}) M_{\odot}$ ).

А.М. Черепашук, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Университетский просп. 13, 119991 Москва, Российская Федерация  
E-mail: cherepashchuk@gmail.com

Статья поступила 16 февраля 2016 г.

С 11 февраля 2016 г. начался качественно новый этап в исследованиях чёрных дыр звёздных масс, связанный с открытием гравитационных волн от сливающихся ЧД в двойных системах [6]. Кроме того, реализуется продвинутый наземный интерферометр со сверхдлинной базой (Very Long Baseline Interferometry — VLBI) на коротких волнах ( $\lambda \lesssim 1,3$  мм) телескопа ЕНТ (Event Horizon Telescope) с угловым разрешением лучше  $10^{-5}$  секунды [7–10], на котором планируется получить изображения тёмных "теней" на фоне аккреционных дисков и релятивистских джетов от сверхмассивных ЧД в ядрах ближайших галактик (центр нашей Галактики,  $M_{\text{ВН}} \approx 4,3 \times 10^6 M_{\odot}$ , и центр галактики М87,  $M_{\text{ВН}} \approx 6 \times 10^9 M_{\odot}$ ).

Большие надежды возлагаются на исследования ближайших окрестностей сверхмассивных ЧД в ядрах галактик с борта космического радиоинтерферометра "Радиоастрон" и планируемого космического радиоинтерферометра на коротких волнах "Миллиметрон" [11].

Консервативная оценка числа ЧД звёздных масс в нашей Галактике, основанная на анализе наблюдательных данных по ЧД с учётом эффектов наблюдательной селекции, приводит к значению  $\sim 10^7$ . При средней массе ЧД в  $\sim 9-10 M_{\odot}$  это составляет  $\sim 10^8 M_{\odot}$ , или около 0,1 % от полного количества барионной материи в Галактике. Кроме того, в центре Галактики расположена сверхмассивная ЧД с массой  $4,3 \times 10^6 M_{\odot}$ , определяющая движения близких к ней звёзд по эллиптическим орбитам, которые наблюдаются с помощью современных продвинутых средств астрономических наблюдений (см., например, [12]).

В нашем обзоре [13] мы изложили основные накопленные наблюдательные данные по звёздным и сверхмассивным ЧД. В настоящей статье мы опишем новейшие наблюдательные результаты по исследованию звёздных и сверхмассивных ЧД.

## 2. Чёрные дыры звёздных масс в двойных системах

11 февраля 2016 г. коллаборация LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) (в которую входят

учёные из нескольких стран, в том числе из России) объявила об открытии гравитационных волн от слияния ЧД в двойной системе. Это великое открытие было сделано 14 сентября 2015 г. на двух американских лазерных гравитационно-волновых антеннах LIGO, разнесённых на расстояние  $\approx 3000$  км [6]. На обеих антеннах был зарегистрирован гравитационно-волновой сигнал GW150914 продолжительностью около двух десятых секунд. Сигнал представляет собой квазисинусоидальные колебания с уменьшающимся периодом и нарастающей амплитудой с последующим резким затуханием. Наблюдаемый гравитационно-волновой сигнал хорошо описывается теоретической функцией ("кривой блеска"), рассчитанной в рамках ОТО [14] для модели слияния ЧД в двойной системе. Соответствующие начальные массы ЧД составляют  $36_{-4}^{+5} M_{\odot}$  и  $29_{-4}^{+4} M_{\odot}$ . Результирующая масса ЧД после слияния равна  $62_{-4}^{+4} M_{\odot}$ ; при этом  $3,0_{-0,5}^{+0,5} M_{\odot}$  излучилось в виде энергии гравитационных волн. Источник гравитационных волн расположен на расстоянии  $410_{-180}^{+160}$  Мпк от Земли (соответствующее красное смещение  $z = 0,09_{-0,04}^{+0,03}$ ). Приведённые значения ошибок соответствуют доверительным интервалам на уровне 90 %. Авторы этой замечательной работы [6] делают вывод о том, что их наблюдения демонстрируют существование двойных систем, состоящих из двух ЧД звёздных масс. Они также подчёркивают, что им удалось впервые осуществить прямое детектирование гравитационных волн и впервые реализовать наблюдение процесса слияния ЧД.

Интересно отметить, что теоретическое предсказание того, что первые гравитационно-волновые сигналы должны быть зарегистрированы от процесса слияния чёрных дыр, а не нейтронных звёзд, было сделано в работах [15, 16].

Важно подчеркнуть, что публикация работы [6] открывает новый метод поиска чёрных дыр звёздных масс во Вселенной и даёт уникальную возможность исследований в области геометродинамики — нелинейной динамики искривлённого пространства-времени [14].

Рассмотрим теперь современные накопленные данные по ЧД звёздных масс в рентгеновских двойных системах.

Из 26 рентгеновских двойных систем с ЧД 17 являются маломассивными транзиентными рентгеновскими двойными (Low-Mass X-ray Binary — LMXB), содержащими в качестве оптических звёзд маломассивные звёзды спектральных классов K–M–A (типичная масса  $M_v = (0,3–2) M_{\odot}$ ). Девять систем являются массивными квазистационарными рентгеновскими двойными (High-Mass X-ray Binary — HMXB) с массивными оптическими спутниками спектральных классов O, B, WR (типичные массы  $M_v = (5–70) M_{\odot}$ ). Таблица параметров рентгеновских двойных систем с ЧД приведена в работах [13, 17], а также в монографии [18], где дано описание основных свойств этих систем.

Эволюционные пути LMXB и HMXB с ЧД существенно различаются [19]. LMXB эволюционируют, проходя стадию эволюции с общей оболочкой. В этом случае массивная ( $M > 25 M_{\odot}$ ) звезда — предшественник ЧД — в результате эволюционного увеличения радиуса заполняет свою полость Роша и перетекает на спутник — маломассивную звезду ( $M_v \approx M_{\odot}$ ), образуя общую оболочку в системе. Образование общей оболочки связано с тем, что время тепловой релаксации маломассивного ( $M_v \approx M_{\odot}$ ) спутника  $T_K = GM^2/(RL)$  много больше времени тепловой релаксации массивной звезды, поэтому вещество этой звезды не успевает прийти в тепловое

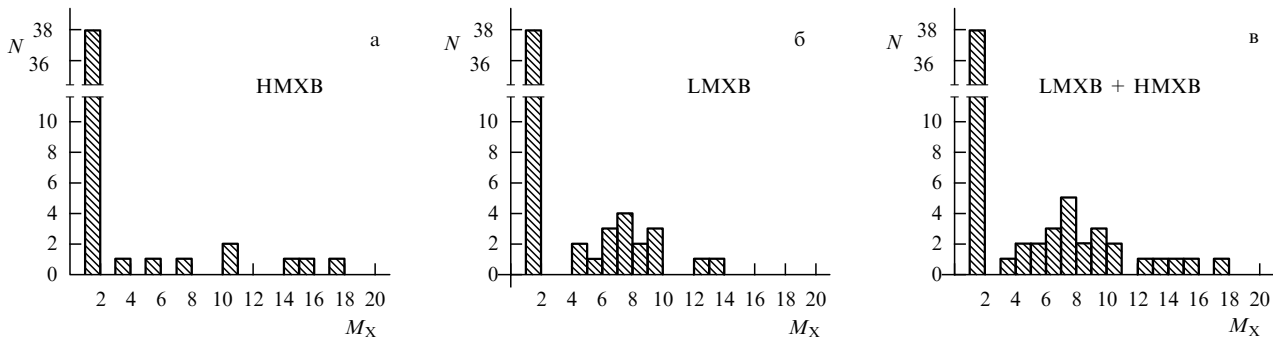
равновесие с маломассивным спутником, что приводит к формированию общей оболочки в системе.

Из-за динамического трения в общей оболочке маломассивный спутник быстро теряет орбитальный угловой момент и энергию, передавая их общей оболочке, которая рассеивается во внешнее пространство. Орбитальный период двойной системы сильно сокращается, на месте первоначально массивной звезды образуется звезда Вольфа–Райе массой  $\sim 10 M_{\odot}$ , которая, взрываясь как сверхновая типа Ib/c, образует чёрную дыру. Если при взрыве сверхновой сбрасывается менее половины суммарной массы системы, то образуется гравитационно связанная тесная двойная система, состоящая из ЧД и маломассивного ( $M_v \approx M_{\odot}$ ) спутника. Дальнейшая эволюция этой системы приводит к перетеканию вещества с маломассивного спутника на чёрную дыру, формированию аккреционного диска и образованию LMXB.

Эволюция HMXB происходит по-другому. Поскольку начальные массы компонентов исходной двойной системы сравнимы, при обмене масс общая оболочка не образуется и формирование HMXB проходит на стадии полуразделённой системы. Первоначально более массивная звезда первой заполняет свою полость Роша, передаёт через внутреннюю точку Лагранжа до 50 % своей массы спутнику и затем, после образования звезды Вольфа–Райе, взрывается как сверхновая типа Ib/c. Дальнейшая ядерная эволюция спутника (который увеличил свою массу) приводит к заполнению им своей полости Роша, перетеканию вещества на ЧД, формированию аккреционного диска и образованию HMXB. Как следует из гравитационно-волновых наблюдений [6], дальнейшая эволюция HMXB может приводить к образованию двойной системы, состоящей из двух звёздных ЧД. Примером такой HMXB может служить система IC10X-1 [20].

По-видимому, с различием эволюционных путей LMXB и HMXB с ЧД связан тот интересный наблюдательный факт, что распределения масс ЧД в LMXB и HMXB различны (рис. 1): ЧД в LMXB концентрируются к средней массе  $\sim 8 M_{\odot}$ , а ЧД в HMXB имеют широкое равномерное распределение по массам.

Первые детальные расчёты эволюции тесных двойных систем с общей оболочкой показали (см., например, [21–24]), что трудно сбросить массивную общую оболочку во внешнее пространство и обнажить двойную систему за счёт передачи общей оболочке кинетической энергии орбитального движения маломассивного спутника. В стандартном эволюционном сценарии с общей оболочкой для формирования LMXB с ЧД требуется, чтобы масса маломассивного спутника была достаточно велика, не менее  $M_{\odot}$ . В то же время, как следует из наблюдений LMXB с ЧД, средняя масса маломассивного спутника в этих системах составляет всего около  $0,6 M_{\odot}$ . В недавней работе [25] механизмы эволюции с общей оболочкой для LMXB с ЧД исследованы более детально. Проанализирована роль различных модельных предположений и параметров, таких как механизмы взрывов сверхновых с формированием ЧД, параметр энергии связи в общей оболочке, эффективность передачи кинетической энергии орбитального движения маломассивного спутника в общую оболочку, начальное распределение масс для маломассивных спутников в LMXB. Сравнивая рассчитанные параметры LMXB с ЧД с наблюдаемыми, авторы [25] наложили ряд ограничений на параметры модели эволюции с общей оболочкой. В частности, им удалось показать, что при учёте тепловой энергии общей оболочки можно сформировать LMXB с



**Рис. 1.** Распределение масс нейтронных звёзд и чёрных дыр: (а) в массивных рентгеновских двойных системах (HMXB) со спутниками — оптическими O–B- и WR-звёздами; (б) в маломассивных рентгеновских двойных системах (LMXB). (в) Суммарное распределение масс чёрных дыр и нейтронных звёзд (в массивных и маломассивных рентгеновских двойных системах). Высокие пики в левых частях рис. а–в соответствуют нейтронным звёздам.

ЧД с приемлемыми параметрами в рамках стандартного сценария эволюции с общей оболочкой, если ЧД в таких системах формировались из не очень массивных звёзд ( $M < 28 M_{\odot}$ ) в результате "тихого" коллапса гелиевых или углеродно-кислородных ядер этих звёзд без феномена взрыва сверхновой и сброса её оболочки (failed supernovae [25]). Однако из наблюдений следует, что по крайней мере в некоторых LMXB с ЧД чёрные дыры образовывались в результате "громкого" коллапса, сопровождающегося взрывом сверхновой и сбросом оболочки массивной звезды, в результате чего атмосфера маломассивного спутника оказывалась обогащённой  $\alpha$ -элементами, которые не могли синтезироваться в недрах маломассивной звезды.

Например, в работе [26] в спектре маломассивной оптической звезды в LMXB с ЧД GROJ1655-40 обнаружены усиленные линии поглощения  $\alpha$ -элементов: O, Si, Mg, что может свидетельствовать об обогащении атмосферы оптического спутника продуктами взрыва сверхновой при формировании ЧД. Кроме того, у этой системы наблюдается высокая пекулярная лучевая скорость центра масс  $v_{pec} = (-144 \pm 19) \text{ км с}^{-1}$  [27], что может быть связано с импульсом, полученным двойной системой при взрыве сверхновой. У другой LMXB, с ЧД SAXJ1819.3-2525, также наблюдается избыточное содержание  $\alpha$ -элементов в спектре оптического спутника, свидетельствующее о взрыве сверхновой [28]. У третьей LMXB, с ЧД XTEJ1118+480, наблюдаются очень большая высота над галактической плоскостью ( $z = 1,7 \text{ кпк}$  [29]) и большая пекулярная скорость центра масс ( $\sim 145 \text{ км с}^{-1}$ ) [30], что также может служить указанием на произошедший в системе взрыв сверхновой, который сообщил высокую начальную пространственную скорость центру масс двойной системы —  $v_{in} = (217 \pm 18) \text{ км с}^{-1}$  [30].

Таким образом, можно считать, что проблема масс оптических звёзд в маломассивных рентгеновских двойных системах с чёрными дырами к настоящему времени не является окончательно решённой. В связи с этим важно провести оценку точности определения масс  $M_v$  оптических спутников в LMXB, что мы выполнили в работах [31, 32].

На рисунке 2б приведён наблюдаемый оптический спектр LMXB в спокойном состоянии между вспышками, состоящий из большого числа линий поглощения оптической звезды позднего спектрального класса. В спектре видна также мощная двугорбая линия излучения от вращающегося вокруг ЧД аккреционного диска. Измеряя доплеровские смещения линий поглощения в спек-

тре оптической звезды, можно построить её кривую лучевых скоростей — зависимость от времени проекции вектора скорости орбитального обращения оптической звезды на луч зрения наблюдателя (рис. 2в). Измеряя оптический блеск LMXB, можно также построить её кривую блеска (рис. 2г). Оптическая переменность LMXB в спокойном состоянии обусловлена в основном эффектом эллипсоидальности оптической звезды [33, 34], заполняющей свою полость Роша, и вкладом оптического излучения аккреционного диска (см., например, [35]). Масса ЧД  $M_{BH}$  определяется выражением

$$M_{BH} = f_v(M) \left(1 + \frac{1}{q}\right)^2 \frac{1}{\sin^3 i}, \quad (1)$$

где  $q = M_{BH}/M_v$  — отношение масс ЧД и оптической звезды,  $i$  — наклонение плоскости орбиты рентгеновской двойной системы к картинной плоскости,  $f_v(M)$  — функция масс оптической звезды, которая находится по её наблюдаемой кривой лучевых скоростей (рис. 2в):

$$f_v(M) = \frac{M_{BH}^3 \sin^3 i}{(M_{BH} + M_v)^2} = 1,038 \times 10^{-7} K_c^3 P(1 - e^2)^{3/2}. \quad (2)$$

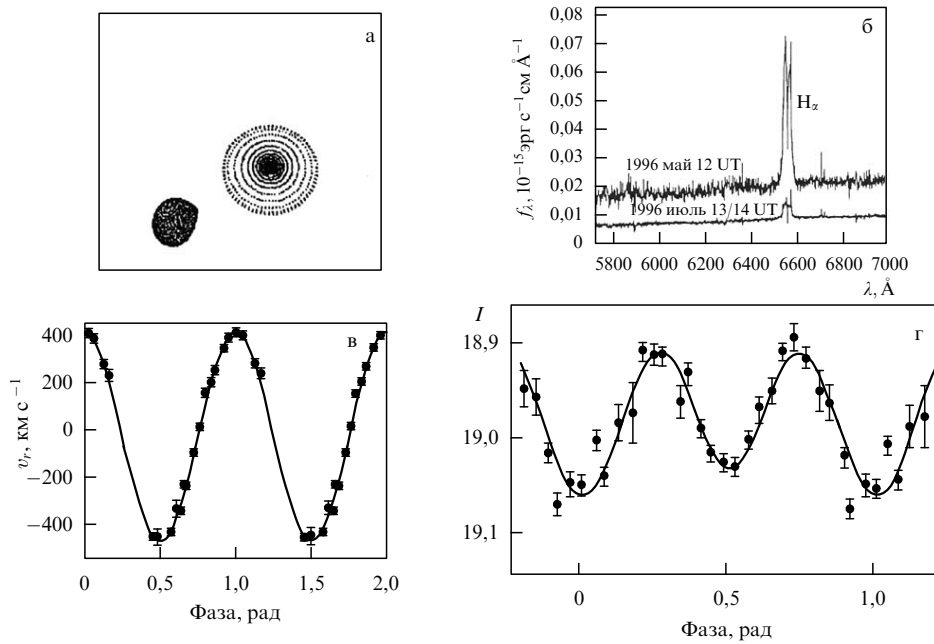
Здесь  $K_c$  — полуамплитуда кривой лучевых скоростей центра масс оптической звезды (в  $\text{км с}^{-1}$ ),  $P$  — орбитальный период (в сутках),  $M_{BH}$  и  $M_v$  — массы компонентов (в солнечных массах  $M_{\odot}$ ),  $e$  — эксцентриситет орбиты, определяемый по отличию наблюдаемой кривой лучевых скоростей системы от синусоиды.

Таким образом, функция масс  $f_v(M)$  находится по наблюдаемой кривой лучевых скоростей оптической звезды. Наклонение орбиты  $i$  определяется из анализа наблюдаемой кривой блеска (см., например, [18]). Отношение масс  $q = M_{BH}/M_v$  находится по вращательному доплеровскому уширению линий поглощения в спектре оптической звезды по формуле (см., например, [36])

$$v_{rot} \sin i = 0,468 K_c \frac{1}{q^{1/3}} \left(1 + \frac{1}{q}\right)^{2/3}, \quad (3)$$

где  $v_{rot}$  — скорость осевого вращения звезды на экваторе (величина  $v_{rot} \sin i$  определяется из анализа наблюдаемого профиля линии поглощения).

Формула (3) получена на основе следующих соображений. Оптическая звезда вращается синхронно с орбитальным обращением и заполняет свою полость Роша, размеры которой зависят от отношения масс компонентов  $q = M_{BH}/M_v$ . Чем больше размер оптической звезды



**Рис. 2.** Оптические наблюдательные данные, по которым определяется масса чёрной дыры в рентгеновской двойной системе: (а) компьютерная модель системы; (б) спектр рентгеновской двойной системы в спокойном состоянии (между вспышками); (в) кривая лучевых скоростей оптической звезды; (г) кривая блеска системы. В случае кривой блеска по оси ординат указаны звёздные величины объекта в фильтре I (меньшим значениям звёздных величин соответствуют большие интенсивности излучения).

(равный размеру полости Роша), тем больше при прочих равных условиях линейная скорость вращения на её экваторе. Отсюда получаем формулу (3) для величины  $v_{\text{tot}} \sin i$ .

Как следует из формул (1)–(3), точность определения масс  $M_{\text{ВН}}$  и  $M_v$  при заданной точности наблюдений и фиксированном наклонении орбиты  $i$  зависит в основном от точности определения величин  $K_c$  и  $q$ .

Рассмотрим систематические ошибки определения  $K_c$  и  $q$ . Величина  $K_c$  соответствует центру масс оптической звезды, которая не является материальной точкой, имеет грушевидную форму со сложным распределением температуры по её поверхности, обусловленным эффектами гравитационного потемнения и рентгеновского прогрева. Поэтому наблюдаемая полуамплитуда кривой лучевых скоростей  $K_v$  не совпадает с полуамплитудой кривой лучевых скоростей центра масс звезды  $K_c$ . В работах [31, 32] вычислены и представлены в виде таблиц  $K$ -поправки к наблюдаемым кривым лучевых скоростей для LMXB и NMXB:

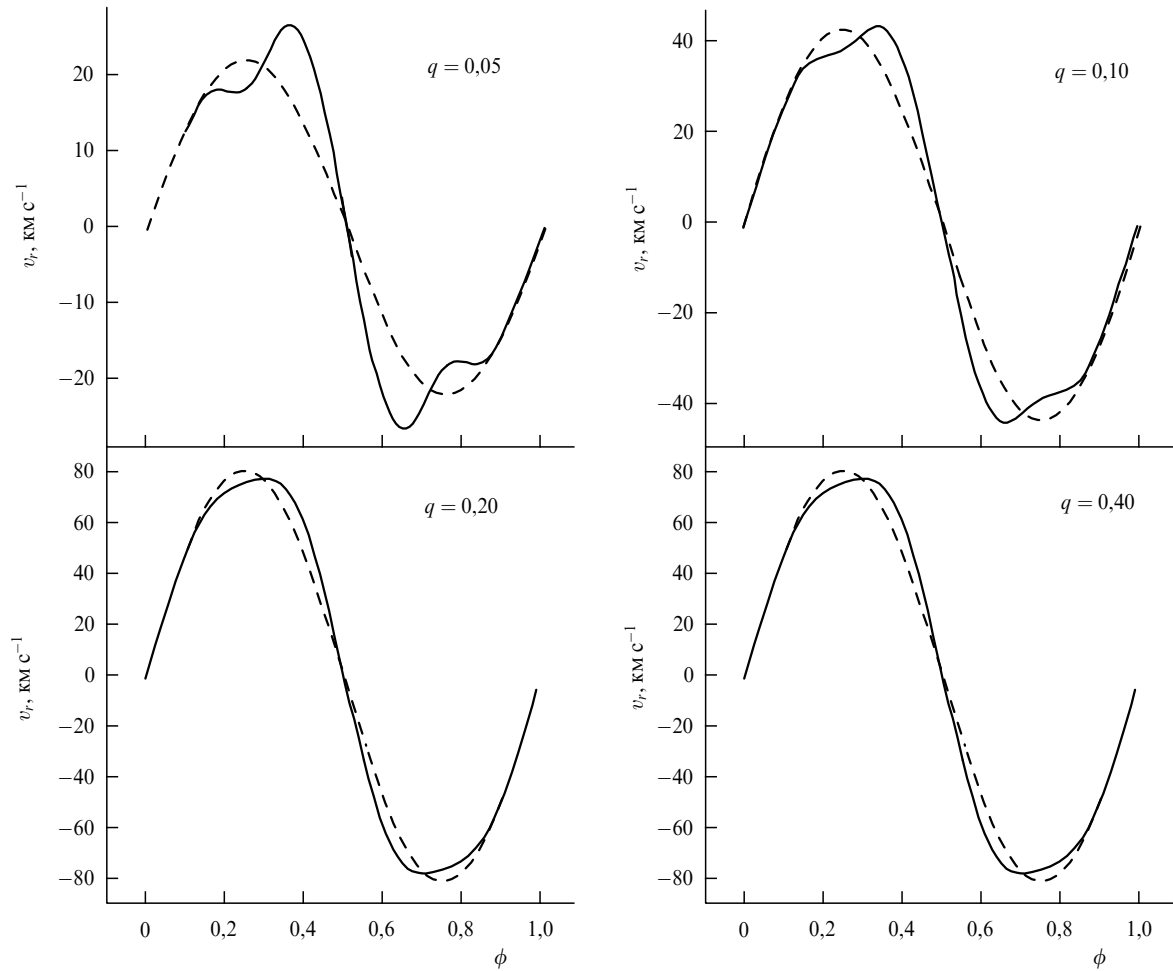
$$K_{\text{согг}} = \frac{K_v}{K_c},$$

где  $K_v$  — максимальная наблюдаемая полуамплитуда кривой лучевых скоростей реальной звезды в модели Роша,  $K_c$  — полуамплитуда кривой лучевых скоростей центра масс звезды. При этом величина  $K_v$  обязательно относится к квадратурам в случае, когда орбитальные фазы составляют  $\phi_{\text{orb}} = 0,25$  и  $0,75$  (рис. 3). Величины  $K_{\text{согг}}$  вычислены с использованием комплекса программ, реализующего метод синтеза профилей линий и кривых лучевых скоростей оптических звёзд в рентгеновских двойных системах, развитый в работах [37–39].

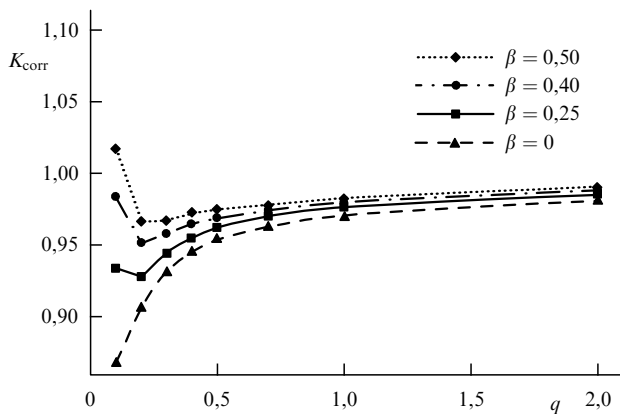
На рисунке 4 приведена зависимость  $K$ -поправок от  $q$  для NMXB. Видно, что в случае NMXB для малых  $q$  величина  $K_{\text{согг}}$  примерно на 5% меньше единицы. Поэтому учёт  $K$ -поправки для NMXB в случае незначительного рентгеновского прогрева приводит к увеличе-

нию  $M_{\text{ВН}}$  примерно на 10%. В случае LMXB отношение масс  $q = M_{\text{ВН}}/M_v$  много больше единицы ( $q = 2,3–26$ ), а при больших  $q$ , как следует из формулы (1), масса ЧД  $M_{\text{ВН}}$  очень слабо зависит от  $q$ . Поэтому в случае LMXB  $K$ -поправка незначительно влияет на величину  $M_{\text{ВН}}$ . Наиболее существенной в случае LMXB с ЧД является неточность определения  $q$  по формуле (3), учитывающей вращательное уширение линий. На рисунке 5 приведены профили линий поглощения в спектре оптической звезды в LMXB с ЧД в разных фазах орбитального периода, рассчитанные нашим методом в рамках реалистичной модели оптической звезды. Учтены приливно-вращательная деформация звезды, эффекты потемнения к краю и гравитационное потемнение, а также эффект рентгеновского прогрева оптической звезды излучением аккрецирующей ЧД. Видно, что в рамках реалистичной модели профиль линии поглощения существенно изменяется с изменением фазы орбитального периода. Меняется полная ширина линии на половинной интенсивности (full width at half maximum, FWHM), и в фазах, близких к квадратурам, у линий поглощения появляется эмиссионный компонент, обусловленный эффектом рентгеновского прогрева. Варьируя величину  $q$  и сравнивая полученные спектры (см. рис. 5) с наблюдаемыми, можно определить искомое значение  $q$  в рамках адекватной модели.

В действительности всё выглядит сложнее [40]. Мало-массивные оптические звёзды в LMXB в спокойном состоянии весьма слабы ( $V \approx 19–25$ ), поэтому даже на крупных телескопах надёжно наблюдать профили отдельных линий не удаётся и для повышения точности приходится проводить усреднение профилей всех линий по фазам орбитального периода. Кроме того, на практике профили линий уширены под влиянием инструментального профиля спектрографа. Если орбитальный период системы мал (порядка нескольких часов), то за время экспозиции происходят заметные доплеровские смещения линий, обусловленные орбитальным обраще-



**Рис. 3.** Зависимость формы кривой лучевых скоростей оптической звезды в массивной рентгеновской двойной системе от отношения масс  $q = M_{\text{BH}}/M_v$ . Сплошная линия — кривая лучевых скоростей реальной приливо деформированной звезды, штриховая линия — кривая лучевых скоростей центра масс звезды. Орбита двойной системы круговая. (Из работы [31].)



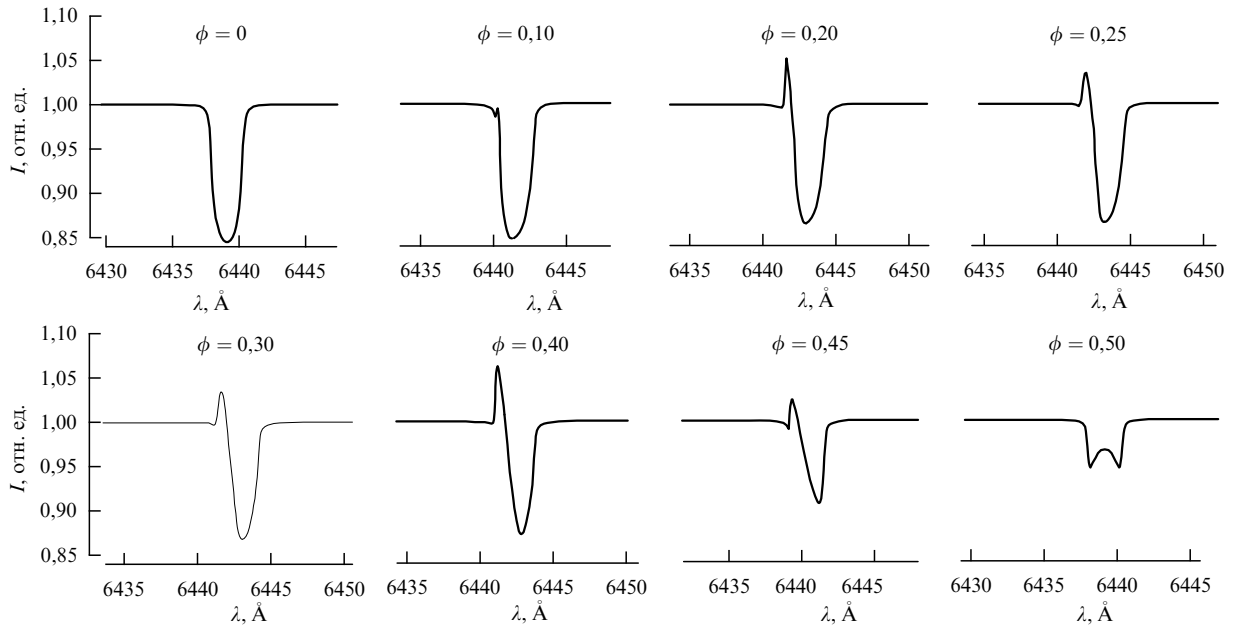
**Рис. 4.**  $K$ -поправки для массивных рентгеновских двойных систем в зависимости от отношения масс компонентов  $q = M_{\text{BH}}/M_v$  при различных значениях коэффициента гравитационного потемнения  $\beta$ , указанных на рисунке. Для горячих О–В-звёзд обычно принимается  $\beta = 0,25$ . (Из работы [31].)

нием звезды, что приводит к некоторому "размазыванию" линий поглощения. Поэтому при определении  $q$  по формуле (3) используется дифференциальная методика. Сначала снимается спектр исследуемой LMXB, а потом с помощью того же спектрографа снимается спектр стандартной невращающейся звезды. Затем линии в получен-

ном спектре стандартной звезды искусственно уширяются для разных значений  $v_{\text{rot}} \sin i$  и минимизируется разность между интенсивностями спектров исследуемой LMXB и стандартной звезды с искусственно уширенным спектром. По минимуму этой разности (по критерию  $\chi^2$ ) определяется искомое значение  $v_{\text{rot}} \sin i$ . Поскольку применялся один и тот же спектрограф, в этом методе влияние инструментального профиля исключается. Кроме того, так как в методе используется много линий поглощения, даже при не очень высоком спектральном разрешении ( $R = \lambda/\Delta\lambda \approx 5000$ ) удаётся оценить величину  $v_{\text{rot}} \sin i$  с весьма высокой точностью, а по формуле (3) найти  $q$ .

Искусственное уширение профилей линий поглощения в спектре невращающейся стандартной звезды проводится в модели классического вращательного уширения (classical rotational broadening) (см., например, [41]). В этой модели оптическая звезда заменяется плоским кругом с радиусом, равным радиусу сферы, объём которой равняется объёму полости Роша звезды. Предполагается, что локальный профиль линии поглощения является не уширенным и постоянным во всех точках круга, который потемнён по линейному закону. Это позволяет применить для расчёта доплеровского уширения профилей многих линий простое уравнение типа свёртки.

В действительности звезда имеет объёмную структуру, грушевидную форму со сложным распределением



**Рис. 5.** Изменение профилей линии CaI,  $\lambda = 6439 \text{ \AA}$ , в спектре маломассивной рентгеновской двойной системы с изменением фазы  $\phi$  орбитального периода. Принято  $q = M_{\text{ВН}}/M_v = 5$ , коэффициент рентгеновского прогрева  $k_X = 10$ , наклонение орбиты  $i = 90^\circ$ . (Из работы [32].)

температуры по поверхности, что приводит к сильной зависимости локального профиля линии поглощения от положения точки на поверхности звезды. Возникает вопрос: насколько сильно описанные упрощения (плоский круг, постоянство локального профиля, линейный закон потемнения) искажают искомую величину  $v_{\text{rot}} \sin i$  и как это сказывается на величине отношения масс  $q$ , определяемой по формуле (3)?

В работе [32] данный вопрос детально исследован и сделан вывод о том, что описанные упрощающие предположения приводят к занижению величины  $q$  по сравнению с таковой в реалистичной модели (рис. 6). Это занижение особенно значительно для больших  $q$  (что характерно для ЛМХВ с ЧД) — оно может достигать нескольких десятков процентов. На массе ЧД это сказывается слабо (см. формулу (1)), однако занижение  $q$  существенно влияет на массу оптической звезды:

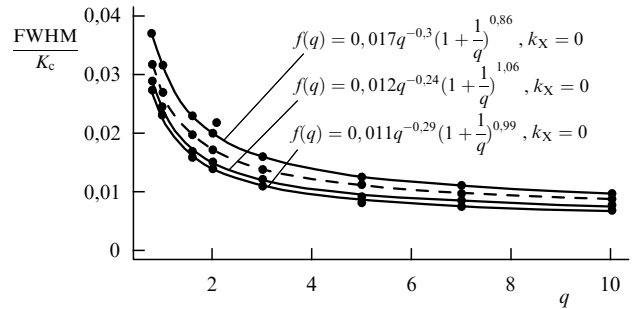
$$M_v = \frac{M_{\text{ВН}}}{q}.$$

Для того чтобы перейти от приближённых значений  $q$  к уточнённым значениям, мы должны увеличить величины  $q$ , найденные во многих работах по упрощённой методике (см., например, [40]), в соответствии с данными рис. 6. При этом уточнённое значение массы оптической звезды  $M_v$  значительно уменьшается.

Например, для ЛМХВ с ЧД, рентгеновской новой V404Суг, приближённые значения составляют:  $q = 16$ ,  $M_{\text{ВН}} = 8,4 M_\odot$ ,  $M_v = 0,53 M_\odot$  [40], а уточнённые значения [32] —  $q = 23$ ,  $M_{\text{ВН}} = 8,4 M_\odot$ ,  $M_v = 0,36 M_\odot$ . Здесь мы использовали величину  $i = 67^\circ$  [42].

Таким образом, применение более совершенной методики анализа спектров оптических звёзд в ЛМХВ с ЧД приводит не к увеличению, а к значительному (примерно в 1,5 раза) уменьшению масс оптических звёзд в ЛМХВ с ЧД, что усугубляет трудности, связанные с решением проблемы теоретического рассмотрения эволюции ЛМХВ с ЧД в рамках модели общей оболочки.

Один из возможных путей преодоления этих трудностей может быть связан с учётом значительной потери массы оптической звездой в ЛМХВ с ЧД вследствие



**Рис. 6.** Значения  $f(q) = \text{FWHM}/K_c$  в зависимости от отношения масс  $q = M_{\text{ВН}}/M_v$ . Здесь FWHM — полуширина линии поглощения в спектре оптической звезды. Вычисления проведены в модели реальной приливо деформированной звезды при различных значениях коэффициента рентгеновского прогрева:  $k_X = 0, 10, 50$ . Орбитальная фаза  $\phi = 0,25$ . Штриховой кривой показаны результаты для равнообъёмной сферической звезды с постоянным по диску локальным профилем линии. (Из работы [32].)

истечения звёздного ветра с её поверхности, стимулированного рентгеновским прогревом со стороны аккрецирующей ЧД [43–45]. Можно предполагать, что во время стадии эволюции с общей оболочкой маломассивный оптический спутник имел достаточно большую начальную массу (более  $M_\odot$ ) для того, чтобы за счёт передачи кинетической энергии орбитального обращения спутника общей оболочке последняя смогла рассеяться и обнажить двойную систему с ЧД. Однако в дальнейшем, при обмене масс и формировании аккреционного диска вокруг ЧД, масса спутника значительно уменьшилась в основном в результате его интенсивного "испарения" под действием облучения мощным рентгеновским потоком со стороны аккрецирующей ЧД (согласно [44, 45] звёздный ветер спутника, индуцированный рентгеновским прогревом, уносит из двойной системы вещества на порядок больше, чем перетекает вещества через внутреннюю точку Лагранжа от спутника на ЧД). Мощный звёздный ветер спутника, индуцированный рентгеновским прогревом, может приводить к формированию околосвёздной оболочки, взаимодействие которой с

LMXB должно вызывать заметное вековое укорочение орбитального периода LMXB. Такое укорочение орбитального периода недавно было открыто у двух LMXB с ЧД [46]: XTEJ1118+480 ( $\dot{P} = -1,90 \pm 0,57$  мс год<sup>-1</sup>) и A06200-00 ( $\dot{P} = -0,60 \pm 0,08$  мс год<sup>-1</sup>). Значительная потеря массы оптическим спутником в LMXB с ЧД может приводить к превышению его эффективной температуры над температурой обычных маломассивных звёзд [25]. Поэтому начальная масса спутника не должна сильно превышать  $M_{\odot}$ .

Другие интересные аспекты проблемы звёздных ЧД отражены в обзорах [13, 17]. Приведём также краткий перечень некоторых опубликованных в последнее время важных работ, посвящённых исследованиям звёздных ЧД.

В работе Фабрики и др. [47] с помощью оптической спектроскопии показано, что большинство ультраярких рентгеновских источников (Ultra-Luminous X-ray source — ULX) в других галактиках, которые в рентгеновском диапазоне излучают в несколько тысяч раз сильнее, чем ЧД нашей галактики, представляют собой сверхкритические аккреционные диски в двойных системах с ЧД, подобные сверхкритическому аккректору-микроквасару нашей Галактики SS433 [48]. Этот вывод подтверждается детальными доплеровскими спектроскопическими наблюдениями ряда ULX в оптическом диапазоне. Например, в работе [49] показано, что ULX P13 в галактике NGC7793 является двойной системой с орбитальным периодом около 64 сут. Спутником-донором вещества в этой двойной системе является звезда-сверхгигант спектрального класса B9Ia, прогреваемая мощным рентгеновским излучением аккрецирующей ЧД, масса которой не превосходит  $15 M_{\odot}$ . Авторы [49] приходят к выводу, что мягкий тепловой рентгеновский спектр и его форма у этого объекта свидетельствуют о наличии сверхкритической аккреции вещества на ЧД звёздной массы. Чёрная дыра промежуточной массы ( $M_{\text{ВН}} \simeq 10^3 M_{\odot}$ ) в этой системе не обнаружена. В работе [50] в качестве оптического спутника-донора вещества в ULX J004722-252051 в галактике NGC253 обнаружен красный сверхгигант, обращающийся вокруг ЧД с массой предположительно в несколько десятков  $M_{\odot}$ . В работе [51] ULX X-2 в галактике M82 был зарегистрирован как рентгеновский пульсар. Показано, что источником рентгеновского излучения в данном случае является аккреция вещества в двойной системе на сильно намагниченную нейтронную звезду.

В работе [52] ULX в голубой компактной карликовой галактике UGC6456 (VIIZw403) был обнаружен как транзитный источник.

В работе [53] у ULX X-1 в галактике M82 были обнаружены квазипериодические осцилляции рентгеновского излучения с отношением квазипериодов 3:2 и дана оценка массы аккрецирующей чёрной дыры  $400 M_{\odot}$ .

В работе [54] обнаружены барионные джеты от предполагаемой ЧД в рентгеновской двойной системе 4U1630-70, которая может быть аналогом объекта SS433 [48].

В работе [55] выполнены квазисинхронные рентгеновские (орбитальная обсерватория Chandra) и оптические (космический телескоп Хаббла) наблюдения рентгеновской двойной системы NGC300X-1, содержащей звезду WR и ЧД. Отмечено, что в квадрате ошибок рентгеновского источника X-1 в галактике NGC300 находятся как массивная звезда WR, так и сравнительно маломассивная звезда, принадлежащая к асимптотической ветви гигантов (AGB-star). Поэтому не исключено, что двойная система NGC300X-1 является не WR + ВН-системой,

а системой AGB + ВН. В модели WR + ВН авторами [55] показано, что затменному минимуму рентгеновского потока от NGC300X-1 соответствует максимум лучевых скоростей, измеренных по эмиссионной линии HeII4686. Таким образом, показано, что эта линия не отражает орбитального движения компонентов. Поэтому оценка массы ЧД в модели WR + ВН ( $M_{\text{ВН}} = 17 \pm 6 M_{\odot}$ ) в этой системе, сделанная ранее [56], может быть ненадёжной. Ещё одна такая рентгеновская двойная система, WR + ВН IC10X-1, недавно была исследована на предмет фазировки кривой лучевых скоростей по эмиссионной линии HeII4686 и середины рентгеновского затмения [57]. В этой системе, расположенной в галактике IC10, так же как и в системе NGC300X-1, середине рентгеновского затмения соответствует максимум лучевой скорости по эмиссионной линии HeII4686, т.е. кривая лучевых скоростей, построенная по этой эмиссии, скорее всего, не отражает орбитального движения звезды WR и полученная в работе [58] оценка массы ЧД ( $M_{\text{ВН}} = (28 \pm 5) M_{\odot}$ ) ненадёжна. О такой возможности по отношению к системам NGC300X-1 и IC10X-1 упоминается в нашей книге [18].

К настоящему времени известны 184 рентгеновские двойные системы, содержащие в качестве оптической звезды-донора быстро вращающуюся звезду спектрального класса Ве [59]. Аккрецирующими релятивистскими объектами в таких системах в подавляющем большинстве случаев являются нейтронные звёзды. В работе [60] была открыта чёрная дыра ( $M_{\text{ВН}} \simeq 5 M_{\odot}$ ) в паре с Ве-звездой ( $M_{\text{Ве}} \simeq 13 M_{\odot}$ ) (рентгеновская двойная система MWC656 с орбитальным периодом около 60 сут). Наличие ЧД в паре с быстро вращающейся Ве-звездой ставит новые проблемы перед теорией эволюции тесных двойных систем. Конечной стадией эволюции таких Ве + ВН-двойных систем является слияние ЧД с нейтронной звездой, что должно приводить к всплеску излучения гравитационных волн [60]. Оценённый темп детектирования таких всплесков на современных продвинутых лазерных гравитационно-волновых антеннах LIGO и Virgo может достигать одного слияния за пять лет [60].

В работе [61] в центре массивного ( $M = 6,5 \times 10^5 M_{\odot}$ ) шарового звёздного скопления 47Tuc обнаружен стационарный компактный радиоисточник, связанный с рентгеновским источником X9. Сделано обоснованное предположение о том, что этот источник является маломассивной рентгеновской двойной системой с ЧД.

В работе [62] по аномалиям химического состава открыт первый надёжный кандидат в объекты Торна – Житков [63] — полностью конвективный красный сверхгигант с нейтронной звездой в центре.

В работе [64] измеренные угловые моменты вращения чёрных дыр в LMXB интерпретируются в модели раскрутки ЧД при аккреции на них вещества оптического спутника — маломассивной ( $M \simeq (1-2) M_{\odot}$ ) звезды. Показано, что наблюдаемые угловые моменты чёрных дыр звёздных масс могут быть легко объяснены накоплением углового момента переносимого от оптической звезды вещества, аккрецируемого чёрной дырой. Показано также, что наблюдаемые массы ЧД в LMXB в среднем на  $1,3 M_{\odot}$  больше (за счёт накопления массы при аккреции), чем их начальные массы.

Отметим также последние данные по вспышкам рентгеновских новых с чёрными дырами — LMXB с ЧД. В 2015 г. после 25-летнего "молчания" вспыхнула рентгеновская новая V404Cyg — маломассивная рентгеновская двойная система с чёрной дырой [65, 66]. Эта система ранее вспыхивала многократно — у неё зарегистрированы по крайней мере три вспышки: в 1938 г., 1956 г. (по

старым архивным фотографическим наблюдениям) и в 1989 г. по наблюдениям с бортов рентгеновских обсерваторий в рентгеновском диапазоне спектра [67], а также по оптическим наземным фотоэлектрическим наблюдениям [68]. Вспышка V404Cyg в 2015 г. оказалась очень необычной — кривые блеска в рентгеновском и оптическом диапазонах показывают быстрые и нерегулярные изменения [66]. Этим вспышка 2015 г. сильно отличается от вспышек V404Cyg, наблюдавшихся в 1938 и 1989 гг. Поскольку вспышки рентгеновских новых связаны с нестабильностями в аккреционном диске, результаты наблюдений вспышки 2015 года у системы V404Cyg представляют большой интерес для теории нестационарной дисковой аккреции вещества на ЧД.

В работе [69] выполнены квазисинхронные рентгеновские и оптические наблюдения вспышки рентгеновской новой с ЧД MAXI1828-249. Показано, что оптическое и инфракрасное излучение этой рентгеновской новой в значительной мере определяется продолжением степенной компоненты, ответственной за её жёсткое рентгеновское излучение. Вклад внешних холодных областей аккреционного диска, даже с учётом рентгеновского прогрева его поверхности, оказывается умеренным во время "высокого" состояния системы (когда в рентгеновском спектре наблюдается мягкая чернотельная компонента излучения) и практически отсутствует во время "низкого" ("жёсткого") состояния.

### 3. Сверхмассивные чёрные дыры в ядрах галактик

С помощью наиболее надёжных методов (метод разрешённой кинематики, включая динамику звёзд, газа и лазерных источников [70], а также метод эхокартирования [71–74]) к настоящему времени проведены высококачественные измерения масс нескольких сотен сверхмассивных ЧД в ядрах галактик.

Следует отметить, что первые оценки масс сверхмассивных ЧД в очень активных ядрах галактик — квазаров — были выполнены в 1964 г. в пионерской работе Я.Б. Зельдовича и И.Д. Новикова [75] при разумном предположении о том, что светимости квазаров — аккрецирующих ЧД — близки к критической эддингтоновской светимости.

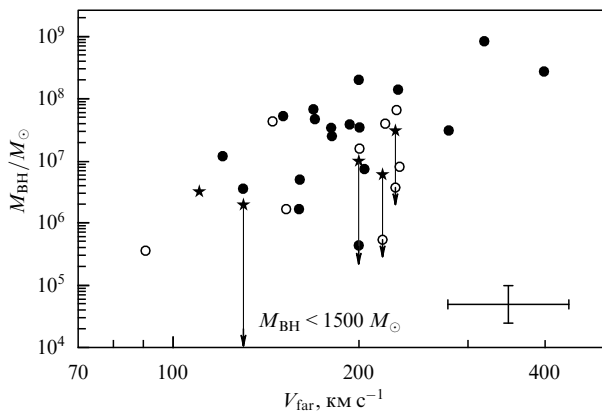
Наиболее надёжные значения масс сверхмассивных ЧД в 44 эллиптических галактиках и 41 спиральной галактике, определённые главным образом методом разрешённой кинематики с использованием наблюдений ядер галактик с помощью космического телескопа Хаббла приведены в прекрасном обзоре Корменди и Хо [70]. Эти значения находятся в диапазоне от  $(0,94 - 1,34) \times 10^6 M_{\odot}$  до  $(0,49 - 3,66) \times 10^{10} M_{\odot}$  (величины в скобках характеризуют ошибку определения массы). Надёжные значения масс сверхмассивных ЧД и центральных звёздных скоплений для 82 галактик с известными скоростями вращения (т.е. с известными полными массами, включая массу тёмной материи) суммированы в работе [76]. Авторы работы [77] на основе наблюдательных данных о квазарах Слоуновского цифрового небесного обзора (Sloan Digital Sky Survey, SDSS), скорректированных с учётом эффекта их неполноты, построили для 9886 квазаров функцию распределения сверхмассивных ЧД по массам (функцию масс ЧД) в зависимости от красного смещения  $z$  в диапазоне  $1 < z < 4,5$ . Массы ЧД определялись экспресс-методом на основе данных о наблюдаемых светимостях квазаров, а также о ширинах и интенсивностях эмиссионных линий в их спектрах.

Оказалось, что найденная таким образом (с учётом эффектов наблюдательной селекции) функция масс сверхмассивных ЧД при увеличении  $z$  (т.е. при уменьшении собственного возраста квазара) смещается в сторону больших масс. В работе [78] сделан вывод о том, что масса центральной сверхмассивной ЧД по отношению к массе балджа галактики возрастает с увеличением её красного смещения. Открытие свыше десяти квазаров с огромным красным смещением,  $z > 6$  (собственный возраст квазара не превышает 1 млрд лет), и с большими массами центральных сверхмассивных ЧД ( $M_{\text{ВН}} \simeq (10^8 - 10^9) M_{\odot}$ ) свидетельствует о том, что время формирования сверхмассивных ЧД относительно мало, менее 1 млрд лет. Например, в работе [79] измерена масса сверхмассивной ЧД в квазаре с очень большим красным смещением —  $z = 7,085$  (собственный возраст квазара 770 млн лет), которая оказалась очень велика:  $M_{\text{ВН}} \simeq (2,0_{-0,7}^{+1,5}) \times 10^9 M_{\odot}$ .

Таким образом, выявляется удивительный факт: массы сверхмассивных ЧД в среднем тем больше, чем они моложе, а время формирования наиболее массивных сравнительно молодых ЧД (на больших красных смещениях) относительно невелико — менее 1 млрд лет, при возрасте Вселенной  $\sim 14$  млрд лет. Этот важный наблюдательный факт (если он не сильно отягощён эффектами наблюдательной селекции) требует специального теоретического исследования. Возможно, рост массы центральной сверхмассивной ЧД, помимо всего прочего, стимулируется процессами слияния галактик, которые особенно интенсивно проходили в ранние эпохи существования Вселенной ( $z = 1 - 5$ ). Авторы работы [80] для объяснения найденного в [77] смещения функции масс сверхмассивных ЧД в сторону больших масс при увеличении красного смещения использовали модель роста сверхмассивной ЧД, основанную на идее иерархической структуры формирования, согласно которой рост сверхмассивной ЧД обусловлен слиянием ЧД меньших масс и аккрецией окружающего газа при фиксированном темпе аккреции, не превышающем темпа аккреции, соответствующего критической эддингтоновской светимости. Показано [80], что модель эволюции с маломассивным зародышем ЧД (ЧД-остаток звезды населения III массой в несколько сотен  $M_{\odot}$ ) не позволяет удовлетворительно описать наблюдаемую функцию масс сверхмассивных ЧД для  $M_{\text{ВН}} > 10^9 M_{\odot}$  в диапазоне  $1 < z < 4,5$ . В то же время модель с массивным зародышем,  $M_{\text{ВН}} = (10^5 - 10^6) M_{\odot}$  (ЧД, образовавшаяся в результате монолитного коллапса предгалактического водородно-гелиевого диска), позволяет описать наблюдаемую функцию масс сверхмассивных ЧД для  $M_{\text{ВН}} > 10^9 M_{\odot}$  в случае  $z > 2$  и поэтому является предпочтительной.

В последние годы выявляется важная роль в центрах галактик как сверхмассивных ЧД, так и массивных звёздных скоплений [76, 81–83]. Утверждается точка зрения, что сверхмассивные ЧД существуют в галактиках с массивными сфероидальными звёздными компонентами (например, в массивных эллиптических галактиках или спиральных раннего типа с массивными балджами,  $M_{\text{sph}} > 10^{10} M_{\odot}$ ). Однако в большинстве галактик без массивных звёздных сфероидов сверхмассивные ЧД встречаются весьма редко [84]. В галактиках со звёздными сфероидными промежуточных масс ( $10^8 M_{\odot} \lesssim M_{\text{sph}} \lesssim 10^{10} M_{\odot}$ ) существуют как сверхмассивные ЧД, так и массивные звёздные скопления, причём их массы сравнимы между собой [85]. Выявляется также важная корреляция между массами сверхмассивных ЧД, массами центральных звёздных скоплений и парамет-





**Рис. 7.** Зависимость предельной скорости вращения галактики  $V_{\text{far}}$  от массы центральной сверхмассивной чёрной дыры (из работы [81]). Тёмные кружки — чёрные дыры, светлые кружки — звёздные скопления, символы "звезда" соответствуют центральным массивным звёздным скоплениям. Стрелками отмечены верхние пределы масс.

рами сфероидальных компонентов галактик:

$$M \sim \sigma^\beta,$$

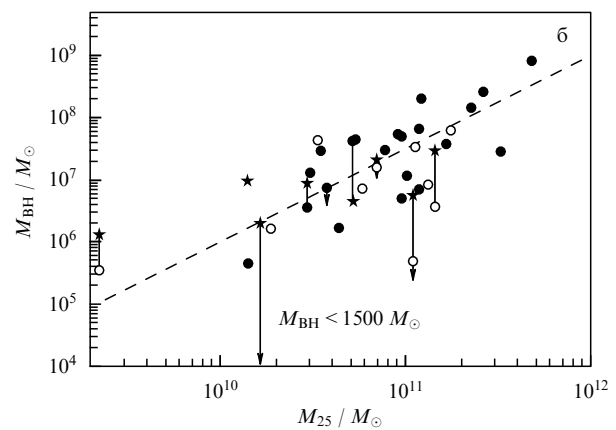
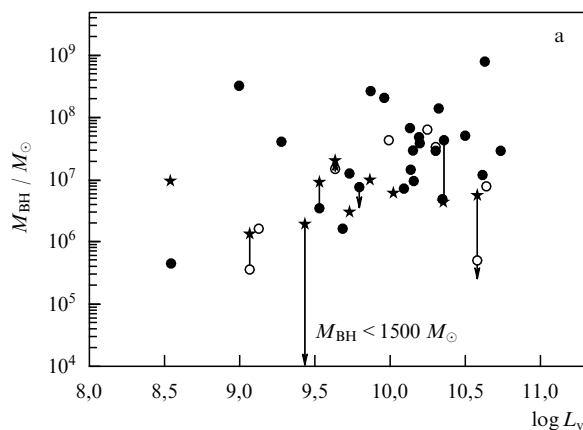
где  $M$  — масса сверхмассивной ЧД или звёздного скопления,  $\sigma$  — дисперсия скоростей звёзд сфероидального компонента. Показатель степени  $\beta = 4-5$  для сверхмассивных ЧД (см., например, [86]), и  $\beta$  лежит в диапазоне от  $1,57 \pm 0,24$  [86] до  $2,73 \pm 0,29$  [84] для центральных массивных звёздных скоплений. Таким образом, зависимость массы центрального звёздного скопления от дисперсии скоростей  $\sigma$  является менее сильной ( $\beta = 1,57-2,73$ ), чем та же зависимость в случае центральной сверхмассивной ЧД ( $\beta = 4-5$ ). Это позволяет предположить, что формирование и эволюция центральных сверхмассивных ЧД и массивных звёздных скоплений в ядрах галактик связаны с различными механизмами.

В недавнем обзоре Корменди и Хо [70] эти общие представления о формировании и эволюции сверхмассивных ЧД с привлечением новейших данных наблюдений получили дальнейшее развитие. Показано, что параметры сверхмассивных ЧД по-разному коррелируют с

различными галактическими компонентами. Массы сверхмассивных ЧД тесно коррелируют только с параметрами классических балджей и эллиптических галактик. В то же время массы сверхмассивных ЧД весьма слабо коррелируют с параметрами псевдобалджей и галактических гало, состоящих в основном из тёмной материи. Вместе с тем сверхмассивные ЧД совсем не коррелируют с параметрами дисков галактик. Напомним, что балдж — это центральная сферическая часть галактики, состоящая из старых маломассивных звёзд с большой дисперсией скоростей, а псевдобалдж — это утолщение в центральной части диска галактики с повышенной дисперсией скоростей звёзд ("разогретая" часть звёздного населения диска галактики).

Наши исследования скоростей вращения галактик с известными массами центральных сверхмассивных ЧД [76, 81, 87, 88] в целом находятся в соответствии с выводами, сделанными в обзоре [70], с той лишь разницей, что, по нашим данным, всё же выявляется, хотя и весьма опосредованная, связь между сверхмассивными ЧД в центрах галактик и тёмной материей в них.

На рисунке 7 приведена зависимость предельной скорости вращения галактики  $V_{\text{far}}$  от массы центральной сверхмассивной ЧД [81]. Эта зависимость является весьма "рыхлой", что свидетельствует о том, что связь между тёмной материей галактики и массой центральной сверхмассивной ЧД является весьма опосредованной, если вообще существует, — вывод, который согласуется с заключением, сделанным в обзоре [70]. Однако более тонкий анализ показывает, что такая связь всё-таки является существенной для галактик. На рисунке 8 приведены две зависимости из работы [81]: зависимость между массой центральной сверхмассивной ЧД и оптической светимостью галактики (барионной материей), которая практически отсутствует, а также для тех же галактик представлена зависимость массы сверхмассивной ЧД от индикативной массы галактики  $M_{25} = V_{\text{far}}^2 R_{25} / G$ , являющаяся весьма чёткой. Здесь  $R_{25}$  — радиус изофоты галактики, соответствующей поверхностной яркости 25-й звёздной величины с одной квадратной сек. дуги. Этот радиус определяет границу видимости галактики. Индикативная масса  $M_{25}$  включает в себя массу как барионного вещества, так и тёмной материи, вклад которой преобладает. Из рисунка 8 видно, что добавление тёмной материи к барионной



**Рис. 8.** Сравнение масс сверхмассивных чёрных дыр (а) с полной оптической светимостью родительской галактики  $L_v$ , характеризующей массу барионного вещества, и (б) с индикативной массой галактики (для тех же галактик)  $M_{25} = V_{\text{far}}^2 R_{25} / G$ , включающей в себя массу как барионного вещества, так и тёмной материи. Символы звезда соответствуют центральным звёздным скоплениям. Отрезки прямых соединяют кружки (чёрные дыры) и звёзды (скопления), соответствующие одной и той же галактике. Стрелками указаны верхние пределы масс. (Из работы [81].)

материи галактики существенно улучшает корреляцию. Это свидетельствует о том, что роль тёмной материи в формировании центральной сверхмассивной ЧД, хотя она и является весьма опосредованной (см. рис. 7), всё же существенна (см. рис. 8).

В работах группы А.В. Гуревича [89] показано, что под действием гравитационной неустойчивости в протогалактических сгущениях тёмной материи образуются глубокие и острые минимумы потенциала (каспы), в которые "сваливается" барионное вещество, образующее звёздное население формирующейся галактики. Такой процесс может стимулировать формирование центральной сверхмассивной ЧД. Поэтому связь между массой центральной сверхмассивной ЧД и массой галактического гало, состоящего в основном из тёмной материи, не является невероятной. Правда, ввиду слияния галактик на ранних стадиях их образования, а также процессов звездообразования в центрах галактик такая связь может быть весьма опосредованной, что и наблюдается (см. рис. 7). Связь между массой сверхмассивной ЧД и вириальной массой галактики предсказывается в ряде численных космологических исследований [89–92].

В обзоре [70] приведена аппроксимационная формула, описывающая связь между массой центральной сверхмассивной ЧД с массой балджа галактики  $M_{\text{bulge}}$ . Эта формула основана на наиболее надёжном наблюдательном материале (не учитываются псевдобалджи, для которых корреляция плохая, а также галактики, находящиеся в процессе слияния и т.п.):

$$\frac{M_{\text{BH}}}{10^9 M_{\odot}} = (0,49_{-0,05}^{+0,06}) \left( \frac{M_{\text{bulge}}}{10^{11} M_{\odot}} \right)^{1,17 \pm 0,08}.$$

Из этой формулы следует, что для массы балджа  $M_{\text{bulge}} = 10^{11} M_{\odot}$  связь между массами центральной сверхмассивной ЧД и балджа определяется выражением

$$\frac{M_{\text{BH}}}{M_{\text{bulge}}} = 0,49_{-0,05}^{+0,06} \%,$$

т.е. при массе балджа в  $10^{11} M_{\odot}$  примерно 0,5 % его массы составляет масса центральной сверхмассивной ЧД. В обзоре [70] приведена также уточнённая аппроксимационная формула, связывающая массу центральной сверхмассивной ЧД с дисперсией скоростей звёзд  $\sigma$  в балдже галактики:

$$\frac{M_{\text{BH}}}{10^9 M_{\odot}} = 0,310_{-0,033}^{+0,037} \left( \frac{\sigma}{200 \text{ км с}^{-1}} \right)^{4,38 \pm 0,29}. \quad (4)$$

В обзоре [70] описаны различные аспекты коэволюции сверхмассивных ЧД и хозяйских галактик. Под коэволюцией понимается эволюционное влияние друг на друга галактики и сверхмассивной ЧД. Слабая форма коэволюции предполагает влияние галактики на центральную сверхмассивную ЧД посредством процессов аккреции галактического газа и звёзд на ЧД, слияния галактик и т.п. Сильная форма коэволюции имеет место, например, в активных ядрах галактик и квазарах, когда при огромном темпе аккреции, близком к эддингтоновскому пределу, формируется мощный отток вещества от сверхкритического аккреционного диска вокруг центральной сверхмассивной ЧД (мощный ветер, релятивистские джеты и т.п.). Это приводит к выметанию газа из хозяйской галактики и прекращению роста массы ЧД, а также к уменьшению темпа звездообразования в галактике.

В работе [76] показано, что сильная коэволюция центральной сверхмассивной ЧД и родительской галактики, по-видимому, обусловила большие показатели цвета ( $B-V > 0,6-0,7$ ) галактик "красной" группы ("красной" последовательности), которые относятся в основном к галактикам ранних типов со слабым звездообразованием. "Красные" галактики существенно отличаются от голубых галактик, имеющих более высокие значения масс центральных сверхмассивных ЧД и центральных звёздных скоплений.

Перейдём теперь к описанию решающих экспериментов, которые обеспечивают наблюдения ядер галактик с очень высоким угловым разрешением (лучше  $10^{-5}$  сек. дуги). Результаты наблюдений радиоджетов от сверхмассивных ЧД в ядрах галактик с разрешением лучше  $10^{-5}$  сек. дуги на космическом радиоинтерферометре "Радиоастрон" были представлены в докладе Н.С. Кардашёва на Научной сессии Отделения физических наук РАН 23 декабря 2015 г. Эти результаты опубликованы, в частности, в работе [93], авторам которой удалось достичь рекордно высокого углового разрешения — 21 мкс дуги при наблюдениях объекта VL Lacertae (VL Lac). Н.С. Кардашёвым были также доложены перспективы исследования ближайших окрестностей горизонтов событий сверхмассивных ЧД в ядрах галактик с борта планируемого космического радиоинтерферометра "Миллиметрон" с огромным угловым разрешением, вплоть до  $10^{-8}$  сек.

В последние годы идёт создание наземного VLBI-интерферометра на коротких волнах ( $\lambda \lesssim 1,3$  мм) — ЕНТ, на котором учёные планируют получить изображение "тени" от чёрной дыры в центре нашей Галактики, а также галактики М87 [10, 94]. ЕНТ представляет собой глобальную наземную сеть субмиллиметровых радиотелескопов, включающую в себя радиотелескопы США, Германии, Японии, Чили, Тайваня. На длине волны 1,3 мм угловое разрешение ЕНТ будет достигать 23 мкс на частоте 230 ГГц ( $\lambda \approx 1,3$  мм) и 15 мкс на частоте 345 ГГц ( $\lambda \approx 0,9$  мм) [94]. Первые результаты наблюдений окрестностей сверхмассивных ЧД в центрах нашей Галактики и галактики М87, полученные с небольшим количеством радиотелескопов, уже опубликованы [7–9]. На длинах волн менее 1,3 мм рассеяние радиоизлучения на неоднородностях межзвёздной плазмы для сверхмассивных ЧД в нашей Галактике и галактике М87 малосущественно, поэтому в данном случае появляется возможность увидеть "тень" от сверхмассивной ЧД на фоне излучения аккреционного диска и релятивистских джетов. В случае шварцшильдовской ЧД линейный диаметр "тени"  $d_{\text{sh}}$  в  $\sim 2,6$  раза больше удвоенного шварцшильдовского радиуса ЧД ввиду сильного искривления траекторий фотонов (фотоны движутся по круговым траекториям [95]) вблизи горизонта событий ЧД:  $d_{\text{sh}} = 2\sqrt{27} GM/c^2$  (см., например, [94]). Для сверхмассивной ЧД в центре нашей Галактики ( $M_{\text{BH}} = 4,31 \times 10^6 M_{\odot}$ ), удалённой от нас на расстояние  $D = 8,33$  кпк, угловой диаметр "тени" составляет  $d_{\text{sh}} = 5,3 \times 10^{-5}$  сек. дуги; для ЧД в центре галактики М87 ( $M_{\text{BH}} = 6,6 \times 10^9 M_{\odot}$ ,  $D = 1,79 \times 10^4$  кпк) —  $d_{\text{sh}} = 3,78 \times 10^{-5}$  сек. дуги [94].

Таким образом, с помощью ЕНТ вполне реально "увидеть" изображения "теней" от ЧД в центрах нашей Галактики и галактики М87. Можно надеяться, что эта трудная, но чрезвычайно важная задача будет решена в ближайшие годы. Недавно были опубликованы [10] первые результаты по наблюдениям с помощью ЕНТ линейной поляризации радиоизлучения и структуры квазирегулярного магнитного поля на масштабе около шести

шварцшильдовских радиусов вблизи горизонта событий сверхмассивной ЧД в центре нашей Галактики. Авторы [10], кроме того, обнаружили переменность структуры магнитных полей в этой области на временах менее 1 ч. Авторы [10] также приходят к выводу о том, что оптимальная (по минимуму  $\chi^2$ ) модель гауссова кругового распределения яркости (без центрального понижения яркости) с полной шириной на половинной интенсивности (FWHM), равной  $5,2 \times 10^{-5}$  сек. дуги, уверенно опровергается наблюдениями на ЕНТ. Из моделей, удовлетворяющих наблюдениям на ЕНТ, наиболее простая модель представляет собой яркое кольцо с постоянной яркостью (внутренний диаметр кольца  $2,1 \times 10^{-5}$  сек. дуги, внешний —  $9,7 \times 10^{-5}$  сек. дуги). Таким образом, предварительные (по мнению авторов [10]) данные наблюдений распределения интенсивности излучения в ближайших окрестностях сверхмассивной ЧД в центре нашей Галактики не отвергают модели распределения яркости с тёмной "тенью" в центре. Как утверждают авторы [10], дальнейшие VLBI-наблюдения на ЕНТ с привлечением дополнительных субмиллиметровых радиотелескопов позволят не только уточнить распределение магнитных полей и изучить их переменность вблизи сверхмассивной ЧД, но и получить более надёжное распределение яркости, что даст возможность построить изображение "тени" вокруг ЧД в центре Галактики и, более того, протестировать справедливость ОТО в случае экстремально сильных гравитационных полей.

В обзоре [96] (см. также [94, 97]) суммированы задачи по проверке ОТО в случае сильных гравитационных полей при наблюдениях окрестностей сверхмассивной ЧД в центре Галактики. Это наблюдения релятивистского смещения перигелия для орбит звёзд, вращающихся вокруг сверхмассивной ЧД; точные наблюдения моментов прихода импульсов радиопульсаров, обращающихся вокруг сверхмассивной ЧД, которые могут позволить оценить угловой момент ЧД и её возможный квадрупольный момент; VLBI-наблюдения с помощью ЕНТ "тени" от сверхмассивной ЧД, размер и форма которой зависят от параметров обобщённой метрики Керра, а также от различных модификаций ОТО.

Недавно появился новый аспект в проблеме исследования сверхмассивных ЧД в ядрах галактик: исследование двойных сверхмассивных ЧД (см., например, [98–100]). Двойные сверхмассивные ЧД могли сформироваться в рамках иерархической модели формирования галактик, включающей в себя этапы их слияния (см., например, [101–103]).

Среди сверхмассивных компактных объектов в центрах галактик могут быть обнаружены не только ЧД, но и кротовые норы [11]. Поиск кротовых нор — туннелей в пространстве-времени — включён в программу наблюдений космических интерферометров "Радиоастрон" и "Миллиметрон" (см. также статью И.Д. Новикова [104]).

В заключение отметим недавнюю работу Бродерика и др. [105], в которой приведён важный наблюдательный аргумент в пользу наличия горизонта событий у сверхмассивной ЧД в центре галактики М87. От этой ЧД наблюдается мощный протяжённый релятивистский коллимированный выброс — джет. Кроме того, VLBI-наблюдения с ЕНТ позволили локализовать излучение у основания этого джета на угловом масштабе, сравнимом с размером горизонта событий ЧД [9]. Авторы [105] отмечают, что, независимо от механизма формирования джета, его наблюдаемая мощность должна обеспечиваться определённым минимальным темпом аккреции вещества на сверхмассивную ЧД. Если компактный

объект в центре галактики М87 не является ЧД и имеет наблюдаемую поверхность, то аккреция вещества должна приводить к значительному энерговыделению на этой поверхности и обуславливать заметную интенсивность излучения в ближнем инфракрасном и оптическом диапазонах спектра. Оценки наблюдаемых верхних пределов инфракрасного и оптического потоков от центра М87, выполненные авторами [105], оказались по крайней мере на порядок меньше нижних пределов тех потоков, которые должны были бы наблюдаться от центра М87 при наличии у центрального сверхмассивного компактного объекта наблюдаемой поверхности. Этот результат позволяет отвергнуть предположение о наличии наблюдаемой поверхности у сверхмассивного объекта, что может служить косвенным аргументом в пользу наличия у сверхмассивного объекта в центре галактики М87 горизонта событий.

#### 4. Заключение

Мы рассказали о наблюдательных исследованиях таких экстремальных объектов Вселенной, как чёрные дыры.

Поскольку гравитационные волны открыты [6], можно надеяться, что в ближайшие годы с помощью современных продвинутых гравитационно-волновых антенн с повышенной чувствительностью учёные смогут "услышать звон" от слияния чёрных дыр звёздных масс во многих двойных системах, а с помощью наземных и космических интерферометров (ЕНТ, "Миллиметрон") им удастся "увидеть" изображения сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик. Это придаст мощный импульс развитию такой интереснейшей области научных исследований, как физика и астрофизика чёрных дыр.

#### Список литературы

1. Зельдович Я Б *ДАН СССР* **155** 67 (1964); Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. Dokl.* **9** 195 (1964)
2. Salpeter E E *Astrophys. J.* **140** 796 (1964)
3. Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
4. Pringle J E, Rees M J *Astron. Astrophys.* **21** 1 (1972)
5. Novikov I D, Thorne K S, in *Black Holes* (Eds C DeWitt, B S DeWitt) (New York: Gordon and Breach, 1973) p. 343
6. Abbott B P et al. (LIGO Sci. Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 061102 (2016)
7. Doeleman S S et al. *Nature* **455** 78 (2008)
8. Fish V L et al. *Astrophys. J.* **727** L36 (2011)
9. Doeleman S S et al. *Science* **338** 355 (2012)
10. Johnson M D et al. *Science* **350** 1242 (2015); arXiv:1512.01220
11. Кардашёв Н С и др. *УФН* **184** 1319 (2014); Kardashev N S et al. *Phys. Usp.* **57** 1199 (2014)
12. Gillessen S et al. *Astrophys. J.* **692** 1075 (2009)
13. Черепашук А М *УФН* **184** 387 (2014); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **57** 359 (2014)
14. Шил М А, Торн К С *УФН* **184** 367 (2014); Scheel M A, Thorne K S *Phys. Usp.* **57** 342 (2014)
15. Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *New Astron.* **2** 43 (1997)
16. Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **288** 245 (1997)
17. Casares J, Jonker P G *Space Sci. Rev.* **183** 223 (2014)
18. Черепашук А М *Тесные двойные звезды* Ч. 1 (М.: Физматлит, 2013); *Тесные двойные звезды* Ч. 2 (М.: Физматлит, 2013)
19. Масевич А Г, Тутуков А В *Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М.: Наука, 1988)
20. Абубекеров М К, Антохина Э А, Богомазов А И, Черепашук А М *Астрон. журн.* **86** 260 (2009); Abubekero M K, Antokhina E A, Bogomazov A I, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **53** 232 (2009)
21. Portegies Zwart S F, Verbunt F, Ergma E *Astron. Astrophys.* **321** 207 (1997)
22. Kalogera V *Astrophys. J.* **521** 723 (1999)
23. Podsiadlowski P, Rappaport S, Han Z *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **341** 385 (2003)
24. Kiel P D, Hurley J R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369** 1152 (2006)

25. Wang C, Jia K, Li X-D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **457** 1015 (2016); arXiv:1601.02721
26. Israelian G et al. *Nature* **401** 142 (1999)
27. Brandt W N, Podsiadlowski Ph, Sigurdsson S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **277** L35 (1995)
28. Orosz J A et al. *Astrophys. J.* **555** 489 (2001)
29. Wagner R M et al. *Astrophys. J.* **556** 42 (2001)
30. Mirabel I F et al. *Nature* **413** 139 (2001)
31. Петров В С, Антохина Э А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **90** 729 (2013); Petrov V S, Antokhina E A, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **57** 669 (2013)
32. Петров В С, Антохина Э А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **92** 386 (2015); Petrov V S, Antokhina E A, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **59** 346 (2015)
33. Лютый В М, Сюняев Р А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **50** 3 (1973); Lyutyi V M, Syunyaev R A, Cherepashchuk A M *Sov. Astron.* **17** 1 (1973)
34. Лютый В М, Сюняев Р А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **51** 1150 (1974); Lyutyi V M, Syunyaev R A, Cherepashchuk A M *Sov. Astron.* **18** 684 (1975)
35. Wu J et al., arXiv:1601.00616
36. Wade R A, Horne K *Astrophys. J.* **324** 411 (1988)
37. Антохина Э А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **71** 420 (1994); Antokhina E A, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **38** 367 (1994)
38. Антохина Э А *Астрон. журн.* **73** 532 (1996); Antokhina E A *Astron. Rep.* **40** 483 (1996)
39. Антохина Э А, Черепашук А М, Шиманский В В *Астрон. журн.* **82** 131 (2005); Antokhina E A, Cherepashchuk A M, Shimanskii V V *Astron. Rep.* **49** 109 (2005)
40. Casares J, Charles P A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **271** L5 (1994)
41. Collins G W (II), Truax R J *Astrophys. J.* **439** 860 (1995)
42. Khargharia J, Froning C S, Robinson E L *Astrophys. J.* **716** 1105 (2010)
43. Basko M M, Sunyaev R A, Titarchuk L G *Astron. Astrophys.* **31** 249 (1974)
44. Iben I (Jr.), Tutukov A V, Yungelson L R *Astrophys. J. Suppl.* **100** 217 (1995)
45. Iben I (Jr.), Tutukov A V, Yungelson L R *Astrophys. J. Suppl.* **100** 233 (1995)
46. González Hernández J I, Rebolo R, Casares J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **438** L21 (2014)
47. Fabrika S et al. *Nature Phys.* **11** 551 (2015)
48. Cherepashchuk A M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **194** 761 (1981)
49. Motch C et al. *Nature* **514** 198 (2014); arXiv:1410.4250
50. Heida M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **453** 3510 (2015)
51. Bachetti M et al. *Nature* **514** 202 (2014)
52. Brorby M, Kaaret P, Feng H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **448** 3374 (2015)
53. Pasham D R, Strohmayer T E, Mushotzky R F *Nature* **513** 74 (2014)
54. Díaz Trigo M et al. *Nature* **504** 260 (2013)
55. Binder B et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **451** 4471 (2015)
56. Crowther P A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **403** L41 (2010)
57. Laycock S G T, Cappallo R C, Moro M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **446** 1399 (2015)
58. Prestwich A H et al. *Astrophys. J.* **669** L21 (2007)
59. Ziolkowski J *Acta Polytech. CTU Proc.* **1** (1) 175 (2014); in *Proc. of the 10th Intern. Workshop on Multifrequency Behaviour of High Energy Cosmic Sources, Palermo, Italy, 2013*
60. Casares J et al. *Nature* **505** 378 (2014)
61. Miller-Jones J C A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **453** 3918 (2015)
62. Levesque E M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **443** L94 (2014); arXiv:1406.0001
63. Thorne K S, Zytkov A N *Astrophys. J.* **212** 832 (1977)
64. Fragos T, McClintock J E *Astrophys. J.* **800** 17 (2015)
65. Kuulkers E et al., Astronomer's Telegram. ATel (7647) (2015)
66. Bernardini F et al. *Astrophys. J.* **818** L5 (2016)
67. Сюняев Р А и др. *Письма в Астрон. журн.* **17** 291 (1991); Syunyaev R A et al. *Sov. Astron. Lett.* **17** 123 (1991)
68. Горанский В П и др. *Письма в Астрон. журн.* **22** 413 (1996); Goranskii V P et al. *Astron. Lett.* **22** 371 (1996)
69. Гребенев С А и др. *Письма в Астрон. журн.* **42** 88 (2016); Grebenev S A et al. *Astron. Lett.* **42** 69 (2016)
70. Kormendy J, Ho L C *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **51** 511 (2013)
71. Cherepashchuk A M, Lyutyi V M *Astrophys. Lett.* **13** 165 (1973)
72. Антохин И И, Бочкарев Н Г *Астрон. журн.* **60** 448 (1983); Antokhin I I, Bochkarev N G *Sov. Astron.* **27** 261 (1983)
73. Blandford R D, McKee C F *Astrophys. J.* **255** 419 (1982)
74. Gaskell C M, Sparke L S *Astrophys. J.* **305** 175 (1986)
75. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Докл. АН СССР* **158** 811 (1964); Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Sov. Phys. Dokl.* **9** 834 (1965)
76. Засов А В, Черепашук А М *Астрон. журн.* **90** 871 (2013); Zasov A V, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **57** 797 (2013)
77. Kelly B C et al. *Astrophys. J.* **719** 1315 (2010)
78. Decarli R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **402** 2453 (2010)
79. Mortlock D J et al. *Nature* **474** 616 (2011)
80. Natarajan P, Volonteri M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **422** 2051 (2012)
81. Засов А В, Черепашук А М, Катков И Ю *Астрон. журн.* **88** 648 (2011); Zasov A V, Cherepashchuk A M, Katkov I Yu *Astron. Rep.* **55** 595 (2011)
82. Ferrarese L et al. *Astrophys. J.* **644** L21 (2006)
83. Wehner E H, Harris W E *Astrophys. J.* **644** L17 (2006)
84. Leigh N, Böker T, Knigge C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **424** 2130 (2012)
85. Graham A W, Spitler L R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **397** 2148 (2009)
86. Graham A W *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **422** 1586 (2012)
87. Черепашук А М и др. *Астрон. журн.* **87** 634 (2010); Cherepashchuk A M et al. *Astron. Rep.* **54** 578 (2010)
88. Засов А В, Петrochenko Л Н, Черепашук А М *Астрон. журн.* **82** 407 (2005); Zasov A V, Petrochenko L N, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **49** 362 (2005)
89. Ильин А С, Зыбин К П, Гуревич А В *ЖЭТФ* **125** 5 (2004); Ilyin A S, Zybin K P, Gurevich A V *JETP* **98** 1 (2004)
90. Ferrarese L *Astrophys. J.* **578** 90 (2002)
91. Di Matteo T et al. *Astrophys. J.* **593** 56 (2003)
92. Booth C M, Schaye J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **405** L1 (2010)
93. Gómez J L et al. *Astrophys. J.* **817** 96 (2016); arXiv:1512.04690
94. Ricarte A, Dexter J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **446** 1973 (2015)
95. Zakharov A F et al. *New Astron.* **10** 479 (2005)
96. Johannsen T *Class. Quantum Grav.* **33** 113001 (2016); arXiv:1512.03818
97. Angélim R, Saha P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **444** 3780 (2014)
98. Graham M J et al. *Nature* **518** 74 (2015)
99. Graham M J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **453** 1562 (2015)
100. D'Orazio D J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **452** 2540 (2015)
101. Haehnelt M G, Kauffmann G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **336** L61 (2002)
102. Volonteri M, Madau P, Haardt F *Astrophys. J.* **593** 661 (2003)
103. Colpi M *Space Sci. Rev.* **183** 189 (2014)
104. Новиков И Д *УФН* **186** 790 (2016); Novikov I D *Phys. Usp.* **59** (7) (2016) DOI:10.3367/UFNe.2015.12.037768
105. Broderick A E et al. *Astrophys. J.* **805** 179 (2015); arXiv:1503.03873

### Observing stellar mass and supermassive black holes

**A.M. Cherepashchuk.** *Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Universitetskii prosp. 13, 119991 Moscow, Russian Federation. E-mail: cherepashchuk@gmail.com*

During the last 50 years, large progress has been made in observing stellar mass black holes (BH) in binary systems and supermassive BHs in galactic nuclei. In 1964, Ya.B. Zeldovich and E.E. Salpeter showed that in the case of nonspherical accretion of matter onto a BH, huge energy releases occur. Theory of disk accretion of matter onto BHs has been developed in 1972–1973 by Shakura and Sunyaev, Pringle and Rees and Novikov and Thorne. Up to now, 100 years after the creation of Albert Einstein's General Theory of Relativity that predicts the existence of BHs, masses for tens of stellar mass black holes ( $M_{\text{BH}} = (4-30) M_{\odot}$ ) and for many hundreds of supermassive BHs ( $M_{\text{BH}} = (10^6-10^{10}) M_{\odot}$ ) have been determined. A new field of astrophysics — the so-called BH demography — is developing. The recent discovery of gravitational waves from black hole mergers in binary systems opens a new era in BH studies.

**Keywords:** black holes, binary stars, galactic nuclei, event horizon, accretion

PACS numbers: **04.70.**–s, 97.60.Lf, 98.62.Js

Bibliography — 105 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **186** (7) 778–789 (2016)

DOI: 10.3367/UFNe.2015.12.037736

Received 16 February 2016

*Physics – Uspekhi* **59** (7) (2016)

DOI: 10.3367/UFNe.2015.12.037736