

К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ Я.Б. ЗЕЛЬДОВИЧА

Чёрные дыры в двойных звёздных системах и ядрах галактик

А.М. Черепашук

В течение последних 40 лет, начиная со времени появления пионерских работ Я.Б. Зельдовича и Э.Э. Солпитера, предсказавших в 1964 г. мощное энерговыделение при несферической аккреции вещества на чёрную дыру, ведутся активные наблюдательные исследования чёрных дыр во Вселенной. К настоящему времени измерены массы нескольких десятков чёрных дыр звёздных масс ($M_{\text{BH}} = (4-20) M_{\odot}$) в рентгеновских двойных системах и массы нескольких сотен сверхмассивных чёрных дыр ($M_{\text{BH}} = (10^6-10^{10}) M_{\odot}$) в ядрах галактик. Оценённые радиусы этих массивных и компактных объектов не превышают нескольких гравитационных радиусов. Примерно для десяти чёрных дыр звёздных масс и нескольких десятков сверхмассивных чёрных дыр измерены значения безразмерного параметра углового момента вращения a_ , которые, в соответствии с теоретическими предсказаниями, не превышают предела $a_* = 0,998$. Развивается новая область астрофизики — демография чёрных дыр, изучающая рождение, рост чёрных дыр и их эволюционную связь с другими объектами Вселенной — звёздами, галактиками и т.п. Помимо сверхмассивных чёрных дыр, в центрах галактик наблюдаются массивные звёздные скопления, эволюция которых отличается от эволюции сверхмассивных чёрных дыр. Выявляется эволюционная связь между сверхмассивными чёрными дырами в центрах галактик и их сфероидальными звёздными компонентами (балджами), а также с галактическими гало, состоящими из тёмной материи. Благодаря запуску на орбиту вокруг Земли космического интерферометра "Радиоастрон" появилась реальная возможность окончательного доказательства того, что открытые многочисленные массивные и чрезвычайно компактные объекты, свойства которых очень похожи на свойства чёрных дыр, действительно являются чёрными дырами в смысле общей теории относительности. Аналогичные доказательства существования чёрных дыр во Вселенной могут быть получены с помощью наземной межконтинентальной радиоинтерферометрии на коротких волнах, $\lambda \lesssim 1$ мм (международная программа Event Horizon Telescope).*

PACS numbers: 04.70.Bw, 97.60.Jd, **98.54**. – h

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404d.0387

Содержание

1. Введение (387).
 2. Экзотика чёрных дыр (388).
 3. Чёрные дыры звёздных масс в рентгеновских двойных системах (389).
 4. Сверхмассивные чёрные дыры в ядрах галактик (394).
 5. Демография звёздных и сверхмассивных чёрных дыр (397).
 6. Эксперименты с высоким угловым разрешением (402).
 7. Заключение (405).
- Список литературы (405).

1. Введение

Начиная со времени появления пионерских работ Я.Б. Зельдовича [1] и Э.Э. Солпитера [2], предсказавших

в 1964 г. мощное энерговыделение от аккрецирующих чёрных дыр, астрономы занимаются наблюдательными исследованиями этих удивительных объектов Вселенной.

Чёрные дыры постепенно завоёвывают "права гражданства" среди классических объектов астрофизики: звёзд, галактик и т.п. Из наблюдений следует, что число чёрных дыр звёздных масс ($M = (8-10) M_{\odot}$) в нашей Галактике не менее 10 млн, т.е. их общая масса составляет 0,1 % от массы барионного вещества (звёзд, газа и пыли). 0,1 % — это значительная величина ($\sim 10^8 M_{\odot}$), поэтому можно говорить об открытии нового состояния материи в Галактике в виде чёрных дыр (коллапсирующее состояние вещества, наряду с газообразным, жидким, твёрдым и плазменным состояниями). Выяснилось, что в центрах большинства галактик присутствуют сверхмассивные чёрные дыры ($M = (10^6-10^{10}) M_{\odot}$). В частности, в центре нашей Галактики существует чёрная дыра массой $(4,31 \pm 0,36) \times 10^6 M_{\odot}$. Масса этой чёрной дыры определена с точностью, лучшей, чем 10 %, по движению 28 звёзд, обращающихся вокруг неё по эллиптическим орбитам [3] (рис. 1). Свойства этих многочисленных и чрезвычайно компактных объектов очень похожи на свойства чёрных дыр, предсказываемые общей теорией относительности А. Эйнштейна (ОТО). Именно

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 9 октября 2013 г.

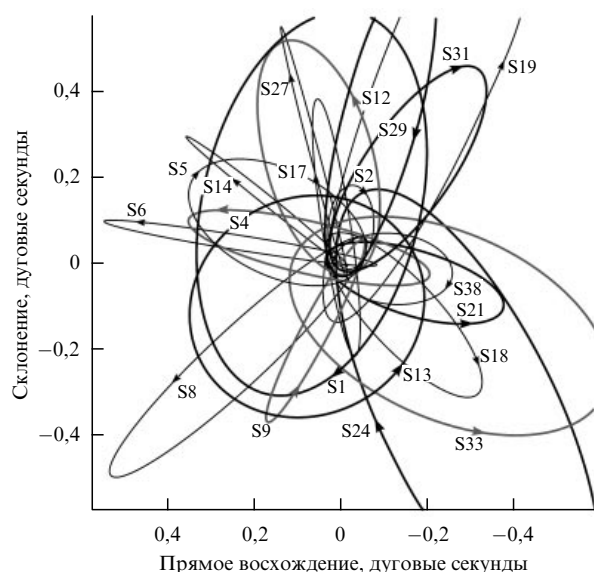


Рис. 1. Орбиты звёзд вокруг сверхмассивной чёрной дыры в центре нашей Галактики, по которым с использованием третьего закона Кеплера оценивается масса чёрной дыры $M_{\text{ВН}} = (4,31 \pm 0,36) \times 10^6 M_{\odot}$. (Из работы [3].)

поэтому в настоящее время астрономы называют эти объекты (с некоторой натяжкой) чёрными дырами (а не кандидатами в чёрные дыры, как это было принято, скажем, лет 30 тому назад).

Хотя следует признать, что, строго говоря, до сих пор не получено окончательных доказательств того, что эти компактные объекты являются чёрными дырами в смысле ОТО. Дело в том, что главная особенность чёрной дыры — это отсутствие у неё наблюдаемой поверхности; вместо наблюдаемой поверхности у чёрной дыры существует горизонт событий — световая поверхность в пространстве-времени, на которой с точки зрения далёкого наблюдателя ход времени останавливается. Между тем доказать отсутствие наблюдаемой поверхности у объекта гораздо сложнее, чем доказать её присутствие (как это делается, например, для нейтронных звёзд на основе наблюдений феноменов рентгеновского пульсара, радиопулсара или рентгеновского барстера I типа (см., например, [4])). Следует, однако, подчеркнуть, что весь комплекс наблюдательных данных по многочисленным кандидатам в чёрные дыры (около 30 объектов звёздных масс и много сотен сверхмассивных объектов) находится в великолепном согласии с предсказаниями ОТО для чёрных дыр. По очень точному высказыванию В.Л. Гинзбурга, современные наблюдательные данные укрепляют нашу уверенность в реальном существовании чёрных дыр во Вселенной.

В нашем обзоре [4], опубликованном в *УФН* в 2003 г., были описаны методы и результаты наблюдений сверхмассивных чёрных дыр и чёрных дыр звёздных масс. Сейчас, спустя более 10 лет, имеет смысл вернуться к рассмотрению проблемы чёрных дыр по следующим соображениям.

1. В июле 2011 г. произведён успешный запуск российского космического радиоинтерферометра "Радиоастрон". Руководителем этого уникального эксперимента является Н.С. Кардашёв. С помощью "Радиоастрона" можно наблюдать ядра галактик с угловым разреше-

нием, лучшим, чем 10^{-5} с дуги. Это даёт принципиальную возможность исследовать процессы, происходящие вблизи горизонтов событий сверхмассивных чёрных дыр в ядрах ближайших галактик, и, более того, "увидеть" изображение сверхмассивной чёрной дыры, точнее говоря изображение тёмной "тени" от чёрной дыры на ярком фоне аккреционного диска вокруг неё. Тем самым появляется реальная возможность окончательного доказательства существования чёрных дыр во Вселенной.

2. В 2012 г. исполнилось 40 лет с момента открытия "кандидата № 1" в чёрные дыры — компактного рентгеновского источника в двойной системе Суг X-1. Как известно, за открытие этого источника и исследования в области рентгеновской астрономии Риккардо Джаккони в 2002 г. был удостоен Нобелевской премии.

В настоящем обзоре мы опишем современный наблюдательный статус чёрных дыр и расскажем о перспективах дальнейших исследований этих экстремальных объектов.

2. Экзотика чёрных дыр

Напомним основные свойства чёрных дыр [5].

Чёрные дыры образуются при коллапсах (сжатии) массивных тел. По современным представлениям с учётом эффектов ОТО, если масса ядра звезды, затронутого термоядерными реакциями, превышает $3M_{\odot}$, то при коллапсе ядра образуется чёрная дыра. Если масса ядра звезды менее $3M_{\odot}$, то в конце её эволюции образуется нейтронная звезда или белый карлик.

Под чёрной дырой понимается объект (точнее, область пространства-времени), гравитационное поле которого настолько сильно, что никакой сигнал, даже свет, не может вырваться из него на пространственную бесконечность. То есть вторая космическая скорость для чёрной дыры равна скорости света в вакууме $c = 300000 \text{ км с}^{-1}$. Физической границей чёрной дыры, как отмечалось во введении, является горизонт событий — световая поверхность в пространстве-времени. Любому сколь угодно малому промежутку времени на горизонте событий соответствует сколь угодно большой промежуток времени на пространственной бесконечности. Следует подчеркнуть, что у чёрных дыр, образовавшихся в нашу эпоху, горизонт событий ещё не успел сформироваться из-за релятивистского замедления хода времени для внешнего наблюдателя. Однако уже в первые секунды коллапса радиус сжимающегося объекта становится очень близким к горизонту событий. Все процессы на его поверхности для внешнего наблюдателя очень сильно растягиваются во времени и практически застывают. Поэтому поверхность такого компактного объекта становится ненаблюдаемой. Для астрономов это "практически" горизонт событий.

В центре чёрной дыры находится сингулярность с формально бесконечной плотностью, куда коллапсировала (в сопутствующей системе отсчёта) материя, образовавшая чёрную дыру. В этой сингулярности царят пока не известные нам законы квантовой гравитации, там отсутствуют классические пространство и время. Однако, поскольку сингулярность расположена в будущем по отношению к горизонту событий, неизвестность законов квантовой гравитации не мешает исследователям описывать горизонт событий и основную часть внутренности чёрной дыры с помощью классической ОТО. Харак-

терный размер чёрной дыры задаётся гравитационным (шварцшильдовским) радиусом

$$r_g = \frac{2GM}{c^2}, \quad (1)$$

где M — масса тела, G — гравитационная постоянная, c — скорость света. Величина шварцшильдовского радиуса $r_g = 9$ мм для Земли, $r_g = 3$ км для Солнца и $r_g = 40$ а.е. (астрономических единиц), что равно расстоянию от Солнца до Плутона (т.е. радиусу Солнечной системы) для объекта в 2 млрд солнечных масс (такие чёрные дыры встречаются в ядрах галактик).

Для невращающейся, шварцшильдовской, чёрной дыры радиус горизонта событий r_h равен гравитационному радиусу, $r_h = r_g$. Для вращающейся чёрной дыры радиус горизонта событий меньше гравитационного радиуса, $r_h < r_g$. В этом случае горизонт событий погружён внутрь эргосферы, содержащей вихревое гравитационное поле. Тело, попавшее в эргосферу, подхватывается вращающимся пространством-временем и будет вращаться вокруг центральной чёрной дыры. Из эргосферы чёрной дыры можно извлекать энергию, причём с огромной эффективностью, во много раз превышающей эффективность выделения энергии при термоядерных реакциях.

Особенности на горизонте событий, возникающие, например, в метрике Шварцшильда, могут быть устранены выбором соответствующей системы отсчёта. Например, для наблюдателя, свободно падающего на чёрную дыру, горизонта событий не возникает. Поэтому свободно падающий наблюдатель может проникнуть внутрь чёрной дыры и достичь центральной сингулярности, где он будет разорван огромными приливными силами.

Уникальные свойства горизонта событий чёрной дыры описаны в обзоре И.Д. Новикова и В.П. Фролова [6]. Горизонт событий — это граница между различными сигналами, движущимися со скоростью света. Одни из них могут уйти на пространственную бесконечность, другие не могут. Сможет ли сигнал навсегда покинуть чёрную дыру, зависит от области пространства-времени, которая расположена в будущем по отношению к источнику сигнала. Таким образом, движение горизонта событий чёрной дыры зависит не от того, что произошло с ним в прошлом, а от того, что произойдёт с ним в будущем (!). Эту необычную особенность горизонта событий — его способность "чувствовать" будущее — учёные иногда называют "телеологической" природой горизонта [6].

Что касается внутренности чёрной дыры (так называемой Т-области [5]), то там с точки зрения внешнего наблюдателя пространственная и временная координаты меняются местами. Структура пространства-времени особенно сложна внутри вращающейся чёрной дыры. Здесь располагается так называемый горизонт Коши, который воспринимает информацию из формально бесконечного будущего нашей Вселенной. Поэтому структура пространства-времени внутри вращающейся чёрной дыры сильно зависит от судьбы самой чёрной дыры в бесконечном будущем внешнего наблюдателя, например от возможных столкновений с другими объектами, квантового испарения и даже от будущего всей Вселенной. Как отмечают Новиков и Фролов [6], в таких обстоятельствах физики-теоретики чувствуют себя весьма неуютно...

В существование таких, поистине экстремальных, объектов действительно трудно поверить. Именно поэтому, несмотря на наличие огромного наблюдательного материала по многочисленным кандидатам в чёрные дыры, который прекрасно согласуется с предсказаниями ОТО для чёрных дыр, учёные до сих пор ищут решающие доказательства существования чёрных дыр во Вселенной. Более того, предлагаются релятивистские теории гравитации, альтернативные ОТО, в которых отвергается возможность существования чёрных дыр. Например, как показано в работах А.А. Логунова [7] и Л.П. Гришука [8], если в уравнения, описывающие гравитационное поле, ввести члены, обусловленные ненулевой массой покоя гравитона, то горизонта событий не образуется и коллапсирующий объект с большой массой (более $3M_\odot$) может иметь наблюдаемую поверхность. Этот вывод радикально отличается от предсказания ОТО, что делает проблему поиска чёрных дыр особенно интригующей и интересной.

Окончательное слово в решении данного спора принадлежит астрономическим наблюдениям (мы не рассматриваем здесь возможность рождения микроскопических чёрных дыр при столкновении элементарных частиц с очень высокими энергиями, которая может быть реализована на Большом адронном коллайдере в Швейцарии).

В настоящем обзоре мы суммируем основные наблюдательные данные по чёрным дырам и опишем перспективы получения окончательных доказательств того, что эти многочисленные компактные объекты действительно являются чёрными дырами.

3. Чёрные дыры звёздных масс в рентгеновских двойных системах

Чёрные дыры встречаются в рентгеновских двойных системах ($M_{\text{ВН}} \simeq (4-20) M_\odot$) и ядрах галактик ($M_{\text{ВН}} \simeq (10^6-10^{10}) M_\odot$).

Рентгеновская двойная система состоит из нормальной оптической звезды типа нашего Солнца (донора вещества) и релятивистского объекта — нейтронной звезды или чёрной дыры, — находящегося в режиме аккреции вещества, поставляемого спутником. Приливные воздействия гравитационного поля релятивистского объекта на оптическую звезду вызывают её деформацию и истечение из неё вещества, что приводит к формированию вокруг релятивистского объекта аккреционного диска с высокой температурой в его центральных частях. Поэтому окрестности релятивистского объекта светятся в рентгеновском диапазоне спектра. В транзиентных (вспыхивающих) рентгеновских двойных со спутниками — быстро вращающимися массивными звёздами спектральных классов О–В — аккреция на релятивистский объект идёт из экваториального звёздного ветра, стимулированного осевым вращением оптической звезды. В так называемых WR + С-рентгеновских двойных, а также в некоторых симбиотических системах аккреция на релятивистский объект осуществляется из радиально истекающего звёздного ветра звезды Вольфа–Райе (WR) или красного гиганта.

К настоящему времени с бортов специализированных спутников (Uhuru, Einstein, ROSAT (сокр. от нем. Röntgensatellit), "Мир–Квант", Granat, Ginga, Chandra, XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror Mission – Newton),

INTEGRAL (INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) и др.) открыто свыше тысячи рентгеновских двойных систем, которые стали мощным инструментом для обнаружения и исследования чёрных дыр звёздных масс (звёздных чёрных дыр).

Как отмечалось во введении, в 1964 г. Я.Б. Зельдович [1] и Э.Э. Солпитер [2] показали, что при несферической аккреции вещества на чёрную дыру выделяется гигантская энергия вследствие наличия огромного гравитационного потенциала окрестностей чёрной дыры. Теория дисковой аккреции вещества на релятивистский объект была развита в 1972–1973 гг. в работах Шакуры и Сюняева [9], Прингла и Риса [10], Новикова и Торна [11]. Подробнее с исследованиями рентгеновских двойных систем можно ознакомиться в обзорах [4, 12–14] (см. также монографию [15]).

Идея измерять массы чёрных дыр в двойных звёздных системах по функции масс оптической звезды, выводимой из спектроскопических доплеровских наблюдений, впервые была высказана в работе Я.Б. Зельдовича и О.Х. Гусейнова [16].

Рентгеновские и оптические наблюдения рентгеновских двойных систем прекрасно дополняют друг друга. Наблюдения в рентгеновском диапазоне спектра с бортов космических аппаратов (земная атмосфера непрозрачна для квантов рентгеновского излучения) позволяют судить о наличии компактного объекта в двойной системе и по быстрой переменности рентгеновского излучения на временах Δt до 10^{-3} с оценивать его характерные размеры: $r \lesssim c\Delta t$. Эти оценки показывают, что характерные размеры компактных рентгеновских источников не превышают нескольких гравитационных радиусов. В то же время оптические спектральные и фотометрические наблюдения с помощью наземных телескопов позволяют изучать движение нормальной оптической звезды в рентгеновской двойной системе и, используя эту звезду как "пробное тело", определять массу чёрной дыры или нейтронной звезды на основе закона тяготения Ньютона. Поскольку размеры орбиты рентгеновской двойной системы в несколько миллионов раз больше гравитационных радиусов её компонентов, применение закона тяготения Ньютона в данном случае вполне оправданно. Отсюда следует, что массы звёздных чёрных дыр, найденные из оптических наблюдений рентгеновских двойных систем, не зависят от типа релятивистской теории гравитации, потому что все теории гравитации (в том числе и альтернативные ОТО, в которых отвергается существование чёрных дыр) на больших расстояниях от тяготеющего центра переходят в теорию Ньютона. Забегая вперёд, отметим, что это утверждение справедливо и для масс сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик, найденных с помощью оптических методов исследования движения "пробных тел" (звёзд, газовых дисков, газовых облаков и т.п.).

Если измеренная масса рентгеновского источника превышает $3M_\odot$, то он может считаться кандидатом в чёрные дыры. Это и определяет стратегию поиска чёрных дыр звёздных масс в двойных системах.

Первые оптические отождествления рентгеновских двойных систем и исследования их оптических проявлений (эффектов эллипсоидальности и отражения) были выполнены в 1972–1973 гг. в работах [17–20]. На основе этих исследований были развиты надёжные методы определения масс чёрных дыр в рентгеновских двойных

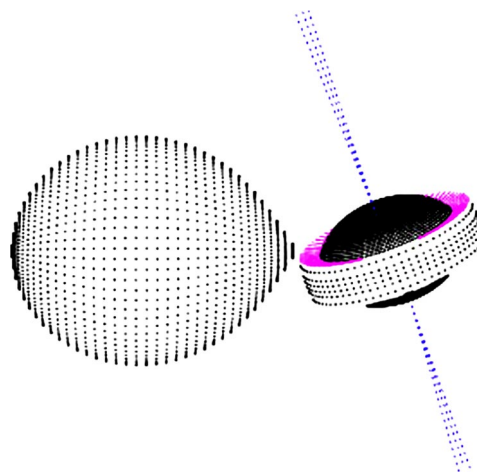


Рис. 2. Схематическое изображение, на основе которого строится математическая модель рентгеновской двойной системы с прецессирующим сверхкритическим аккреционным диском вокруг релятивистского объекта и коллимированными выбросами — джетами.

системах (см., например, [15, 21]). Были разработаны методы интерпретации кривых блеска, профилей линий и кривых лучевых скоростей рентгеновской двойной системы в предположении, что оптическая звезда является не точечным объектом, а имеет ненулевые размеры, эллипсоидальную или грушевидную форму со сложным распределением температуры по поверхности (рис. 2, 3). Применение такой реалистичной модели рентгеновской двойной системы и современных математических методов решения обратных параметрических задач в статистической постановке позволяет проверять адекватность модели наблюдательным данным и делать надёжные оценки параметров рентгеновских двойных систем.

К настоящему времени рядом научных групп (из США, Англии, Германии, Голландии, Франции, России и др.) измерены массы 26 звёздных чёрных дыр ($M_{\text{BH}} \simeq (4-20) M_\odot$), а также массы более 50 нейтронных звёзд ($M_{\text{NS}} \simeq (1-2) M_\odot$) в двойных системах (рис. 4).

Данные о массах 26 чёрных дыр в рентгеновских двойных системах приведены в табл. 1, в том числе и не вполне надёжные значения масс чёрных дыр, которые нуждаются в дальнейшем подтверждении. Обсуждение надёжности определения масс чёрных дыр проведено в монографии [15]. Там же приведены ссылки на соответствующие оригинальные статьи, посвящённые определению масс чёрных дыр.

Массы нейтронных звёзд лежат в пределах $(1-2) M_\odot$, средняя масса нейтронной звезды составляет $\sim 1,4 M_\odot$. Уже найдены тонкие различия в массах нейтронных звёзд разных типов. Оказалось, что массы быстро вращающихся нейтронных звёзд (периоды вращения $\gtrsim 10^{-3}$ с), которые увеличили свой угловой момент за счёт аккреции вещества на стадии обмена масс в тесных двойных системах [22], в среднем на $\sim 0,15 M_\odot$ больше, чем массы медленно вращающихся нейтронных звёзд (периоды ~ 1 с) [23], что согласуется с соответствующими теоретическими предсказаниями [24]. Все нейтронные звёзды с измеренными массами показывают явные признаки наблюдаемой поверхности — являются либо радиопулсарами, либо рентгеновскими пульсарами, либо рентгеновскими барстерами I типа.

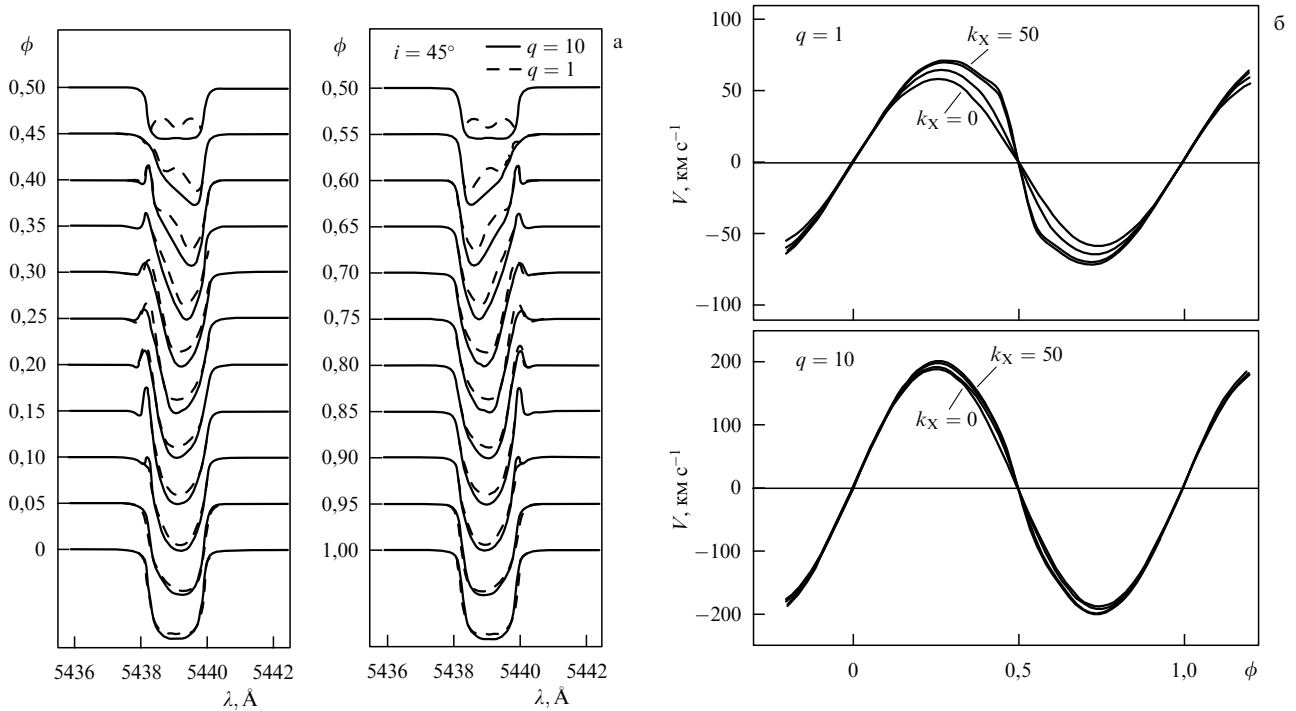


Рис. 3. (а) Изменения формы профиля линии поглощения CaI в оптическом спектре рентгеновской двойной системы с фазой орбитального периода, вызванные приливной деформацией звезды и влиянием прогрева её поверхности рентгеновским излучением аккрецирующего релятивистского объекта. Для удобства сравнения профилей доплеровские смещения линий, обусловленные орбитальным обращением, устранены. ϕ — фаза орбитального периода системы, i — наклонение орбиты системы (угол между плоскостью орбиты системы и картинной плоскостью). (б) Соответствующие кривые лучевых скоростей для различных значений отношения масс компонентов q и параметра рентгеновского прогрева k_X . Орбита системы круговая.

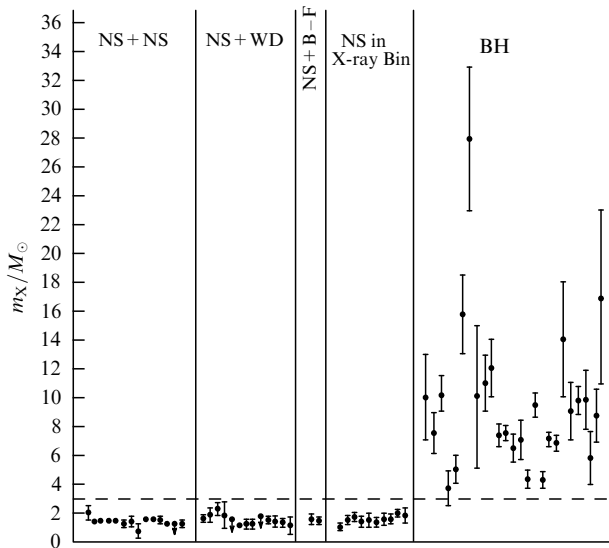


Рис. 4. Измеренные массы нейтронных звёзд (NS) и чёрных дыр (BH) в двойных системах. NS + NS — радиопульсар в паре с нейтронной звездой, NS + WD — радиопульсар в паре с белым карликом, NS + B–F — радиопульсар в паре с невырожденной звездой спектрального класса B–F, NS in X-ray Bin — рентгеновский пульсар в двойной системе. Штриховая горизонтальная прямая отсекает значение $3M_\odot$ — абсолютный верхний предел массы нейтронной звезды, предсказываемый ОТО.

Напомним, что феномен рентгеновского пульсара отражает наличие горячих рентгеновских областей (ударных волн) вблизи магнитных полюсов быстровращающейся сильно намагниченной аккрецирующей нейтрон-

ной звезды. Феномен радиопульсара связан с быстрым осевым вращением и сильным магнитным полем нейтронной звезды, "привязанным" к её поверхности. Феномен рентгеновского барстера I типа обусловлен термоядерными взрывами вещества, накопленного в процессе аккреции на поверхности нейтронной звезды со слабым магнитным полем. Очевидно, все эти три феномена были бы невозможны, если бы нейтронные звёзды не обладали наблюдаемыми поверхностями. Подчеркнём, что быстрое вращение и сильное магнитное поле нейтронной звезды — это естественные следствия сильного сжатия звезды до очень малых размеров, ~ 10 км. Таким образом, во всех случаях, когда компактный объект демонстрирует явные признаки наблюдаемой поверхности, его измеренная масса составляет $(1-2)M_\odot$ и не превышает $3M_\odot$, что находится в полном согласии с предсказанием ОТО о существовании верхнего предела масс нейтронных звёзд (!). Напомним, что число измеренных масс нейтронных звёзд уже превышает полсотни, так что статистика в данном случае является весьма надёжной.

Рассмотрим теперь наблюдаемые свойства кандидатов в чёрные дыры (см. табл. 1). Измеренные массы 26 кандидатов лежат в пределах $(4-20)M_\odot$, среднее значение массы порядка $9M_\odot$. Поскольку чёрная дыра не имеет наблюдаемой поверхности, она не должна проявлять феноменов радиопульсара, рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера I типа. Именно так и обстоит дело с изученными 26 кандидатами в чёрные дыры: ни один (!) из этих 26 массивных ($M > 3M_\odot$) компактных (радиус не превышает нескольких r_g) объектов — рентгеновских источников — не

Таблица 1. Параметры рентгеновских двойных систем с чёрными дырами *

Система	Спектр оптической звезды	P_{orb} , сут	$f_v(m)/M_{\odot}$	$v_{\text{rot}} \sin i$, км с ⁻¹	i , град	$q = m_X/m_v$	$m_X/M_{\odot}$	$m_v/M_{\odot}$	a_*
Cyg X-1 (V1357Cyg)**	O9.7Iab	5,59983(2)	0,244±0,005	95±6	27,06±0,76	0,77±0,1	14,81±0,98	19,16±1,9	>0,95
LMCX-3 **	B3Ve	1,70479(4)	2,29±0,32	130±20	67±3	1,6±0,4	7,6±1,6	5±1	0,3±0,1
LMCX-1 **	O(7–9)III	3,90917(5)	0,14±0,05	129,9±2,22	37,0±1,87	0,34±0,07	10,3±1,3	30,6±3,2	0,92 ^{+0,05} _{-0,07}
RX J1826.2-1450 (LS5039) **	O6.5V((f))	3,90603(17) ($e = 0,35 \pm 0,04$)	0,0053±0,009	113±8	24,9±2,8	0,16±0,09	3,7±1,1	22,9±3,1	—
SS433 **	A7I	13,08211(10)	0,268±0,043	—	78,81±0,06	0,30±0,05	5±1****	15±3****	—
M33X-7 **	O(7–8)III	3,453014(20)	0,46±0,08	250±7	74,6±1,0	0,224	15,55±3,20	70,0±6,9	0,84±0,05
IC10X-1 **	WNE	1,4554	7,64±1,26	—	~ 90	~1,1	28±5****	26±9****	—
CygX-3 **	WN3-7	0,19968462(6)	0,027	—	> 60	—	~ 10****	≤ 70****	—
NGC300X-1 **	WN5	1,346(8)	2,6±0,3	—	68±7	~0,87±0,2	17±6****	22±10	—
A0620-00 (V616Mon)***	K5V	0,3230160(5)	2,72±0,06	83±5	51,0±0,9	16,5±3,0	6,60±0,25	0,40±0,045	0,12±0,19
GS2023+338 (V404Cyg)***	K0IV	6,4714(1)	6,08±0,06	38,8±1,1	56±4	17,5±1,4	12±2	0,7±0,2	—
GRS1124-68 (GU Mus)***	K(2–4)V	0,432606(3)	3,01±0,15	106±13	54±2	6,8±2	7,3±0,8	1,0±0,2	—
GS2000+25 (QZ Vul)***	K5V	0,3440915(9)	5,01±0,12	86±8	64±1,3	24±5	7,5±0,3	0,3±0,1	—
GRO J1655-40 (XN Scol 1994)***	F5IV	2,6219(2)	2,73±0,09	93±3	70,2±1,2	2,5±0,1	6,3±0,3	2,5±0,2	0,7±0,1
H1705-250 (V2107 Oph)***	K5V	0,5222(44)	4,86±0,13	≤ 79	> 60	> 18,9	7,0±1,3	0,4±0,1	—
GRO J0422+32 (V518 Per)***	M2V	0,2121600(2)	1,19±0,02	90±2,5	44±2	10±5	4,3±0,6	0,4±0,1	—
4U1543-47 (HL Lup)***	A2V	1,116407(3)	0,25±0,01	46±2	20,7±1,5	3,6±0,4	9,4±1,0	2,6±0,3	0,8±0,1
GRS1009-45 (MM Vel)***	(K6-M0)V	0,285206(2)	3,17±0,12	—	~ 67****	7,2±0,9	4,2±0,6	0,6±0,1	—
SAXJ1819.3-2525 (V4641) Sgr***	B9III	2,81730(1)	3,13±0,13	98,9±1,5	75±2	2,30±0,08	7,1±0,3	3,1±0,2	—
XTE J1118+480***	(K7-M0)V	0,169930(4)	6,1±0,3	114±4	81±2	26±3	6,8±0,4	0,3±0,02	—
GRS1915+105***	KIII	33,5	9,5±3,0	26±3	66±1	18±1,0	14±4	0,8±0,5	0,975±0,025
GX339-4 (V821Aql)***	—	1,7557(4)	~ 6,5	—	—	~ 15	9±2	0,6±0,4	—
XTE J1550-564***	G8IV–K4III	1,5435(5)	6,86±0,71	90±10****	72±5	> 12	9,6±1,2	0,5±0,2	0,34±0,24
XTE J1859+226***	~G5	0,382(3)	7,4±1,1	—	—	—	9,8±2,2	~ 1	—
XTE J1650-500***	K4V****	0,3205(7)	2,73±0,56	—	> 50	~ 10****	≤ 7,3 (4,0–7,3)	~(0,4–0,7)****	—
GS1354-64*** (BWCir)	G(0–5)III	2,54451(8)	5,73±0,29	69±8	≤ 79	8,3±3	≥ 7,6	~ 1****	—

* P_{orb} — орбитальный период системы, $f_v(m)$ — функция масс, v_{rot} — скорость вращения, i — угол наклона плоскости обреты системы к картинной плоскости, m_X — масса чёрной дыры, m_v — масса оптической звезды, a_* — безразмерный параметр вращения чёрной дыры, $a_* = cJ/(GM^2)$.

** Стационарная.

*** Транзиентная.

**** Значения параметров, которые нуждаются в подтверждении дальнейшими исследованиями. Ссылки на оригинальные работы приведены в монографии [15].

является ни радиопульсаром, ни рентгеновским пульсаром, ни рентгеновским барстером I типа. Все они показывают лишь иррегулярную или квазипериодическую (но не строго периодическую) переменность рентгеновского излучения на временах вплоть до $\sim 10^{-3}$ с. В модели, учитывающей колебания внутренних частей аккреционного диска или орбитальное движение горячих пятен во внутренних частях диска, удаётся показать [25], что столь быстрая рентгеновская переменность кандидатов в чёрные дыры обусловлена их очень малыми размерами, которые не превышают нескольких гравитационных радиусов.

Отметим, что помимо описанных ярких различий в наблюдательных проявлениях нейтронных звёзд и кандидатов в чёрные дыры имеются и более тонкие различия, связанные с формой и характером изменения во времени спектров их рентгеновского излучения (см., например, [26]). Эти тонкие различия также свидетельствуют о том, что нейтронные звёзды обладают наблюдаемыми поверхностями, а кандидаты в чёрные дыры ими не обладают (!).

Таким образом, по мере накопления сведений о массах релятивистских объектов постепенно выявляется замечательный результат: нейтронные звёзды и кандидаты в чёрные дыры различаются не только по массам, но и по своим наблюдательным проявлениям, в полном количественном согласии с ОТО. В случае масс, близких к теоретически предсказанному значению $3M_{\odot}$ (абсолютный верхний предел массы нейтронной звёзды, согласно ОТО), наблюдается разрыв в наблюдательных проявлениях релятивистских объектов. У компактных объектов с массами более $3M_{\odot}$ не наблюдается, в полном согласии с ОТО, признаков поверхностей, а в тех случаях, когда такие признаки поверхности есть, масса объектов всегда оказывается не превышающей $3M_{\odot}$.

Таким образом, все необходимые условия, накладываемые ОТО на наблюдательные проявления аккрецирующих чёрных дыр, выполняются. К сожалению, мы до сих пор не имеем достаточных критериев для отбора реальных чёрных дыр из найденных кандидатов. Дело в том, что некоторые нейтронные звёзды, так же как и чёрные дыры, могут не проявлять признаков наблюдаемой поверхности. Например, феномен рентгеновского пульсара может не наблюдаться из-за соосности магнитного диполя нейтронной звезды и её вращения. В этом случае тяжёлую нейтронную звезду можно ошибочно принять за чёрную дыру. Поэтому, учитывая описанные выше почти фантастические свойства чёрных дыр, мы, соблюдая осторожность, должны заключить, что если ОТО верно в случае экстремально сильных гравитационных полей, то чёрные дыры, безусловно, открыты. Но если мы хотим проверять ОТО в экстремально сильных гравитационных полях, то необходимо прямыми наблюдениями убедиться в отсутствии у кандидатов в чёрные дыры наблюдаемых поверхностей, а также в наличии у них горизонтов событий и эргосфер.

В связи с этим автор настоящего обзора иногда слышит упреки в излишней осторожности и консерватизме. Однако опыт применения ОТО к описанию Вселенной на больших масштабах оправдывает нашу осторожность. Действительно, до 1998 г. мы были уверены в том, что ОТО без Λ -члена правильно описывает структуру и динамику Вселенной на больших масштабах. Однако после

1998 г. было сделано неожиданное открытие, удостоенное в 2011 г. Нобелевской премии. Оказалось, что Вселенная расширяется с ускорением и для её описания на больших масштабах требуется либо ввести в ОТО аналог Λ -члена (новый вид материи, называемый тёмной энергией), либо обобщить ОТО, введя, например, так называемую $F(R)$ -гравитацию, в последнем случае гравитация отождествляется уже не с кривизной пространства-времени, а с некоторой функцией этой кривизны. Возникает вопрос: если с такими неожиданностями при применении ОТО мы столкнулись, идя в "макромир", то где гарантия того, что, стремясь проникнуть в "микромир", мы не встретимся с новыми неожиданностями? Поэтому в выводах об открытии чёрных дыр мы пока действительно должны соблюдать осторожность. Необходимо подождать результатов эксперимента "Радиоастрон", который обеспечивает реальную возможность получения окончательного доказательства существования чёрных дыр в ядрах ближайших галактик.

В последнее время в связи с введением в строй новых крупных, 8–10-метровых, оптических телескопов началось изучение рентгеновских двойных систем, находящихся в других галактиках [27, 28], что может привести к значительному росту числа измеренных масс нейтронных звёзд и чёрных дыр. Это улучшит статистическую значимость выводов о различии в наблюдательных проявлениях этих двух классов релятивистских объектов.

Новые результаты получены в последние годы в исследованиях вращения звёздных чёрных дыр. Как мы отмечали в обзоре [4], возможность определения углового момента чёрной дыры связана с тем, что если чёрная дыра вращается в том же направлении, что и аккреционный диск, то внутренний край диска подходит к ней значительно ближе, чем в случае невращающейся чёрной дыры, поскольку радиус горизонта событий у вращающейся чёрной дыры меньше. Поэтому при аккреции гравитационное энерговыделение, а следовательно, светимость и температура тепловой компоненты рентгеновского излучения у вращающихся чёрных дыр должны быть больше, чем у невращающихся. Это отмечалось ещё в классической работе И.Д. Новикова и К.С. Торна [11], которые построили теорию дисковой аккреции вещества с учётом эффектов ОТО.

В обзоре [13] описано несколько методов определения углового момента чёрных дыр, включая поляризационные наблюдения в рентгеновском диапазоне аккрецирующих чёрных дыр. Если масса чёрной дыры известна с достаточно высокой точностью, то метод, основанный на описании рентгеновского спектра аккрецирующей чёрной дыры с помощью модели релятивистского тонкого аккреционного диска, развитой Новиковым и Торном [11], является наиболее доступным и весьма надёжным.

К настоящему времени угловые моменты вращения определены для девяти звёздных чёрных дыр (см. табл. 1). Из них пять чёрных дыр находятся в маломассивных транзиентных рентгеновских двойных системах — рентгеновских новых (A0620-00, XTE J1550-564, GRO J1655-40, GRS 1915+105, 4U1543-47) [12] — и четыре чёрные дыры являются компонентами массивных квазистационарных рентгеновских двойных систем: LMCX-3 [29], M33 X-7 [30, 31], LMCX-1 [32], Cyg X-1 [33]. Измеренная величина безразмерного параметра углового момента

для этих девяти чёрных дыр лежит в пределах

$$a_* = \frac{cJ}{GM^2} = 0,98 \text{ (система GRS1915+105) — } \\ - 0,12 \text{ (система A0620-00)}.$$

Здесь J — угловой момент чёрной дыры, M — её масса, G — постоянная тяготения.

Замечательный результат недавно получен в работе Р. Нарайяна и Дж. Мак-Клинтока [34]. Ими найдена корреляция между радиопотоками от коллимированных выбросов — джетов от чёрных дыр — P_{jet} с величиной безразмерного параметра a_* , характеризующего угловой момент вращения чёрной дыры (рис. 5):

$$P_{\text{jet}} \sim a_*^2.$$

Это первое наблюдательное указание на то, что релятивистские джеты от аккрецирующих звёздных чёрных дыр могут формироваться посредством переработки энергии вращения чёрной дыры в энергию регулярного поступательного движения вещества коллимированных релятивистских джетов, когда скорости истечения близки к скорости света ("работает" известный механизм Блэнфорда — Знаека [35]).

Большое значение безразмерного параметра a_* для некоторых чёрных дыр (например, для чёрной дыры массой $14M_\odot$ в рентгеновской двойной системе GRS 1915+105 $a_* = 0,98$) свидетельствует о том, что эти объекты не могут быть тяжёлыми нейтронными звёздами, поскольку при столь быстром осевом вращении они были бы разорваны центробежными силами. Следует, однако, иметь в виду, что величины a_* получены с использованием формул ОТО [11], в связи с чем этот вывод модельно-зависим. Релятивистские коллимированные джеты наблюдаются во многих рентгеновских двойных системах (см., например, обзор [4]). Такие рентгеновские двойные называются микрокварами. Исследования микрокваров представляют особый интерес, поскольку в них происходят процессы, которые в миниатюре

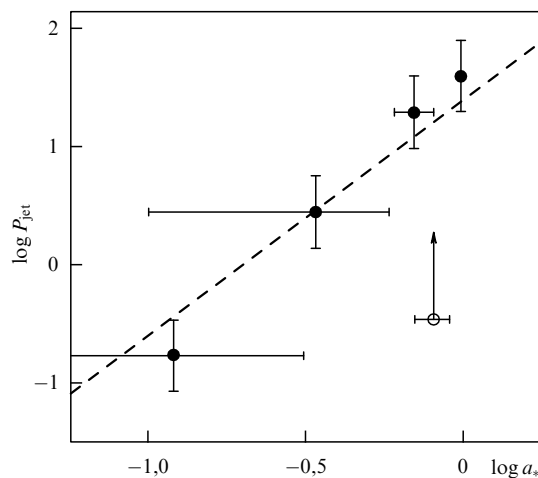


Рис. 5. Зависимость мощности релятивистских выбросов (джетов) P_{jet} от аккрецирующих звёздных чёрных дыр, оценённой по наблюдаемым радиопотокам, от безразмерного параметра a_* , характеризующего угловой момент вращения чёрной дыры (из работы [34]). Штриховая линия соответствует теоретической зависимости $P_{\text{jet}} \sim a_*^2$, которая следует из работы [35]).

воспроизводят физические процессы в квазарах — очень активных ядрах галактик, а также в ядрах ряда других галактик. В ядрах галактик часто наблюдаются релятивистские коллимированные джеты. Поскольку характерные времена нестационарных процессов в микрокварах сравнительно малы (от нескольких секунд до нескольких месяцев), эти процессы легко наблюдать и исследовать. Затем результаты этих исследований можно использовать при изучении квазаров и ядер галактик, для которых характерные времена нестационарности велики, и потому указанные объекты мы видим как бы в застывшем виде.

4. Сверхмассивные чёрные дыры в ядрах галактик

Первые оценки масс сверхмассивных чёрных дыр в очень активных ядрах галактик — квазарах — были выполнены ещё в 1964 г. в пионерской работе Я.Б. Зельдовича и И.Д. Новикова [36] при разумном предположении о том, что светимости квазаров близки к критической эддингтоновской светимости.

В настоящее время массы сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик определяются при предположении, что движение "пробных тел" (газовых дисков, газовых облаков, отдельных звёзд вблизи чёрной дыры) управляется гравитационным полем центральной чёрной дыры. Тогда, используя закон тяготения Ньютона и приравняв силу тяготения центростремительной силе, можно получить выражение для массы центральной сверхмассивной чёрной дыры:

$$M_{\text{ВН}} = \frac{\eta v^2 r}{G}, \quad (2)$$

где v — скорость пробного тела, r — его расстояние от центральной чёрной дыры, $\eta = 1-3$ — коэффициент, учитывающий характер движения пробных тел вокруг центральной чёрной дыры (для круговых движений $\eta = 1$). Масса пробного тела сокращается ввиду принципа эквивалентности — равенства инертной и тяготеющей масс. Поэтому для нахождения массы чёрной дыры достаточно знать v и r .

Существуют два наиболее надёжных метода определения масс сверхмассивных чёрных дыр в центрах галактик: метод разрешённой кинематики и метод эхокартирования.

Метод разрешённой кинематики, основанный на непосредственных наблюдениях движения пробных тел [37], применяется для наиболее близких галактик, для которых угловое разрешение телескопа позволяет "увидеть" пробные тела, находящиеся в ядре галактики, и непосредственно измерить их скорости и расстояния от центральной чёрной дыры. С помощью метода разрешённой кинематики определена масса чёрной дыры в центре нашей Галактики [3]. С использованием радиointерферометров со сверхдлинной базой методом разрешённой кинематики удалось надёжно измерить массу сверхмассивной чёрной дыры в центре галактики NGC 4257: $M_{\text{ВН}} = 3,9 \times 10^7 M_\odot$ [38]. (Более подробно результаты определений масс сверхмассивных чёрных дыр методом разрешённой кинематики представлены в обзоре [37] (см. также [4]).)

К сожалению, для большинства удалённых галактик угловое разрешение телескопов не позволяет увидеть

отдельные пробные тела; в этих случаях для определения масс сверхмассивных чёрных дыр в активных ядрах галактик применяется метод эхокартирования. В данном методе скорости и расстояния пробных тел определяются опосредованно. Скорость v оценивается по доплеровской ширине линий излучения, формирующихся в газовых облаках, которые движутся вокруг центральной чёрной дыры. Эти линии в спектре ядра галактики уширены вследствие эффекта Доплера, поэтому их полуширина характеризует среднюю скорость движения пробных тел — газовых облаков, излучающих в частотах эмиссионной линии. Характерное расстояние r газовых облаков от центральной чёрной дыры определяется по времени запаздывания переменности линий излучения относительно переменности непрерывного спектра (континуума) ядра галактики, который излучается в центральных частях ядра. Эффект запаздывания переменности линий излучения относительно переменности континуума в спектрах активных ядер галактик был открыт [39] в 1970–1972 гг. Оказалось, что хотя из-за нестационарных процессов в ядре галактики и линии, и континуум изменяются хаотически, между их изменениями наблюдается корреляция: изменения интенсивностей линий повторяют изменения интенсивности континуума, но с запаздыванием на время Δt , которое для разных галактик составляет от недели до нескольких месяцев (рис. 6). Поскольку из-за сравнительно высокой плотности газа в облаках время тепловой релаксации газа мало, как

отмечено в работе [39], величина Δt — это время пролёта квантов жёсткого излучения, формирующихся в процессе аккреции вблизи центрального компактного объекта, до газовых облаков — пробных тел, излучающих в частотах линий. Тогда характерное расстояние от пробных тел до центральной сверхмассивной чёрной дыры может быть оценено как $r \simeq c\Delta t$. По известным характеристикам скорости v и расстоянию r можно оценить массу чёрной дыры по формуле (2). Начиная с работ [40–42] использование метода эхокартирования для определения масс сверхмассивных чёрных дыр в активных ядрах галактик получило широкое распространение [37].

Существуют также косвенные, менее надёжные, методы оценки масс сверхмассивных чёрных дыр, например: по ширинам и абсолютным интенсивностям линий излучения в спектре активного ядра галактики [43]; по эмпирической зависимости между массой чёрной дыры и дисперсией скоростей звёзд в центральных частях галактики; по частоте, соответствующей излому в спектре мощности иррегулярной переменности рентгеновского излучения галактического ядра и т.п. Такие методы позволяют быстро оценивать массы большого числа сверхмассивных чёрных дыр, что важно для статистических исследований. Как правило, результаты, полученные этими методами, калибруются по значениям масс сверхмассивных чёрных дыр, измеренных наиболее надёжными методами разрешённой кинематики и эхокартирования. Следует особо отметить, что первые оценки масс сверхмассивных чёрных дыр в ядрах активных галактик с использованием спектроскопической информации о ширинах эмиссионных линий и их абсолютных интенсивностях были выполнены ещё в 1982–1984 гг. Э.А. Дибеем [43], который для оценки характерных размеров области формирования эмиссионных линий использовал фотоионизационную модель активного ядра галактики. Полученные Э.А. Дибеем оценки масс сверхмассивных чёрных дыр неплохо согласуются с современными оценками, найденными методом эхокартирования.

К настоящему времени методами разрешённой кинематики и эхокартирования измерены массы нескольких сотен сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик, которые лежат в пределах $(10^6 - 10^{10}) M_\odot$. Наиболее надёжные значения масс сверхмассивных чёрных дыр в 44 эллиптических галактиках и в 41 спиральной галактике, определённые методом разрешённой кинематики, приведены в недавнем обзоре Корменди и Ху [37]. Эти значения находятся в диапазоне от $(0,94 - 1,34) \times 10^6 M_\odot$ до $(0,49 - 3,66) \times 10^{10} M_\odot$ (значения в скобках характеризуют ошибку определения массы). Надёжные значения масс сверхмассивных чёрных дыр и центральных звёздных скоплений для 82 галактик с известными скоростями вращения (т.е. с известными полными массами, включая массу тёмной материи) приведены в недавней работе Засова и Черепашука [44].

Применение косвенных методов позволило оценить массы многих тысяч сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик. Например, с использованием данных специального спектrophотометрического обзора неба SDSS (Sloan Digital Sky Survey) косвенными методами удалось оценить массы сверхмассивных чёрных дыр в центрах около 60 тыс. квазаров (очень активных галактических ядер) и построить статистическую зависимость масс сверхмассивных чёрных дыр от красного смещения в

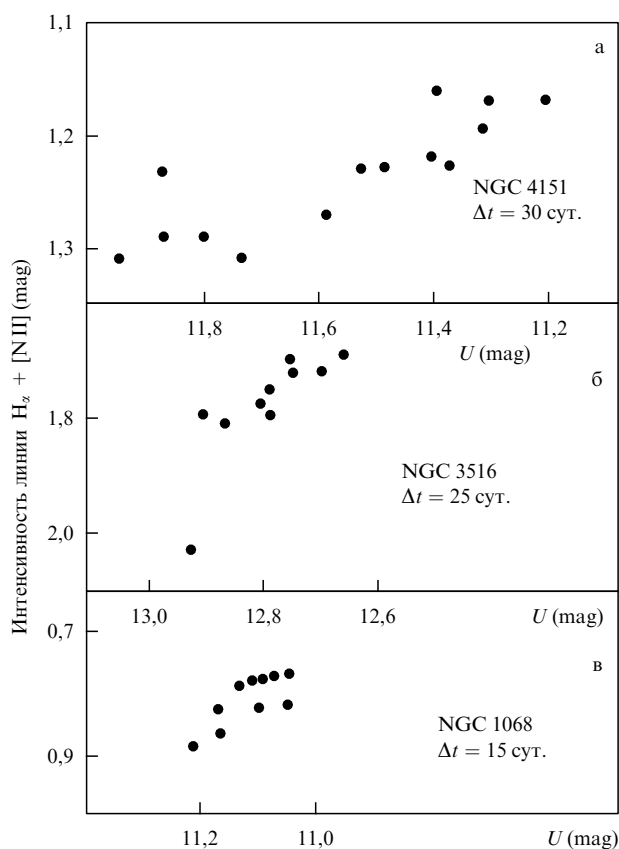


Рис. 6. Корреляция между интенсивностями эмиссионной линии $H_\alpha + [NII]$ и непрерывного спектра в ядрах сейфертовских галактик NGC 4151 (а), NGC 3516 (б), NGC 1068 (в) при учёте времени запаздывания Δt переменности линии относительно континуума. U (mag) — звёздная величина объекта в фильтре U (ультрафиолетовый диапазон). (Из работы [39].)

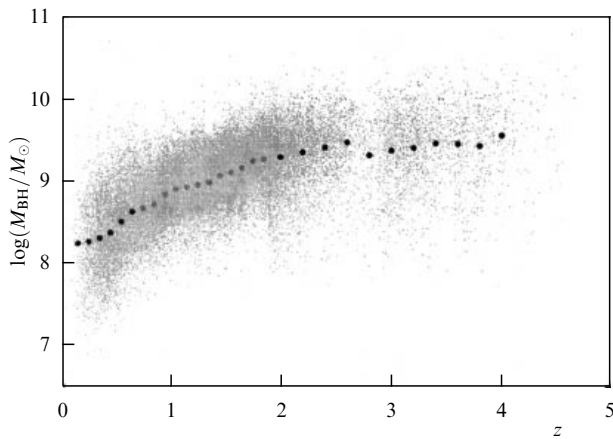


Рис. 7. Зависимость масс 60 тыс. сверхмассивных чёрных дыр в ядрах квазаров от красного смещения. (Из работы [45].)

диапазоне $z = 0,1-4,5$ [45] (рис. 7). Выяснилось, что в среднем намечается эффект возрастания масс сверхмассивных чёрных дыр с увеличением красного смещения (т.е. с уменьшением собственного возраста квазара). Если данный эффект не сильно отягощён наблюдательной селекцией, то его трудно объяснить в рамках модели наращивания массы сверхмассивной чёрной дыры за счёт аккреции вещества ядерной области квазара. Но особенно трудно объяснить тот факт, что открыто уже свыше десяти квазаров с огромным красным смещением, $z > 6$, собственный возраст которых составляет менее 1 млрд лет [46]. Как могли сформироваться столь массивные ($M_{\text{BH}} = (10^8 - 10^9) M_{\odot}$) чёрные дыры за время менее 1 млрд лет? Этот важный наблюдательный факт ставит серьёзную проблему перед теоретиками.

Недавно в работе [47] был выполнен тщательный учёт эффектов наблюдательной селекции и проведено исправление, учитывающее неполноту данных для 9886 квазаров в диапазоне красных смещений $1 < z < 4,5$. Авторы [47] подчёркивают, что такая коррекция необходима ввиду того, что спектрофотометрический обзор SDSS при $z > 1$ является сильно неполным для относительно маломассивных чёрных дыр ($M_{\text{BH}} \leq 10^9 M_{\odot}$). На основе скорректированных на эффект неполноты наблюдательных данных о 9886 квазарах авторы [47] построили функцию распределения сверхмассивных чёрных дыр по массам (функцию масс чёрных дыр) в зависимости от красного смещения z в диапазоне $1 < z < 4,5$. Оказалось, что найденная таким образом функция масс чёрных дыр при увеличении z смещается в среднем в сторону больших масс.

Сравнение наблюдаемой функции масс чёрных дыр, найденной в [47], с теоретическими моделями роста сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик выполнено в работе [48]. Авторы [48] использовали модель роста сверхмассивной чёрной дыры, основанную на идее иерархической структуры формирования, при которой рост сверхмассивной чёрной дыры обусловлен слиянием чёрных дыр меньших масс и аккрецией окружающего газа при фиксированном темпе аккреции, не превышающем темпа аккреции, соответствующего критической эддингтоновской светимости. При этом использовались два типа так называемых зародышей сверхмассивной чёрной дыры: маломассивный зародыш (чёрная дыра с

массой в несколько сотен солнечных масс, образовавшаяся при коллапсе ядра водородно-гелиевой звезды населения III, первого поколения) и массивный зародыш ($M = (10^5 - 10^6) M_{\odot}$) — чёрная дыра, образовавшаяся в результате прямого (монолитного) коллапса предгалактического водородно-гелиевого диска с незначительным обилием металлов. Модели таких массивных зародышей описаны, например, в работе [49]. Сравнение теоретических результатов [48] с данными наблюдений [47] привело авторов [48] к выводу о том, что модель с маломассивным зародышем (остаток звезды населения III) не позволяет удовлетворительно описать наблюдаемую функцию масс чёрных дыр для $M_{\text{BH}} > 10^9 M_{\odot}$ в диапазоне $1 < z < 4,5$. В то же время модель с массивным зародышем позволяет удовлетворительно описать наблюдаемую функцию масс чёрных дыр для $M_{\text{BH}} > 10^9 M_{\odot}$ в случае $z > 2$ и потому является предпочтительной.

В последние годы в результате анализа профилей рентгеновских K_{α} -линий железа в спектрах ядер галактик удалось оценить [50–55] значения безразмерного параметра углового момента вращения для ряда сверхмассивных чёрных дыр $a_* = cJ/(GM_{\text{BH}}^2)$. Эти значения, в соответствии с теоретическими предсказаниями [56], не превышают критической величины $a_* = 0,998$. Другой независимый метод оценки параметра a_* основан на определении значения потока кинетической энергии джета от сверхмассивной чёрной дыры [57]. Для таких оценок должна быть известна величина магнитного поля на последней устойчивой орбите в аккреционном диске [58] либо на горизонте событий сверхмассивной чёрной дыры [35]. В работах группы Ю.Н. Гнедина [59–61] развит метод определения магнитных полей вблизи сверхмассивных чёрных дыр, основанный на использовании спектрополяриметрических наблюдений ядер галактик и учёте эффекта фарадеевского поворота плоскости поляризации на длине свободного пробега в процессе рассеяния фотонов на электронах плазмы аккреционного диска. С использованием спектрополяриметрических наблюдений активных галактических ядер, выполненных на 6-метровом БТА (Большой телескоп азимутальный) Специальной астрофизической обсерватории (САО) РАН [62] получены оценки параметра a_* для полтора десятков сверхмассивных чёрных дыр [63, 64]. Найденные значения лежат в диапазоне от $a_* = 0,920-0,998$ до $a_* = 0,550-0,650$ (разброс характеризует ошибку определения) и не превышают теоретического верхнего предела $a_* = 0,998$.

Ограничения на радиусы сверхмассивных чёрных дыр следуют из наблюдений быстрой переменности оптического, инфракрасного и рентгеновского излучения ядер некоторых галактик на временах менее нескольких десятков минут, что позволяет ограничить радиусы чёрных дыр: $r < 20 r_g$ (см., например, обзор [4]). Сильные, но, к сожалению, модельно-зависимые ограничения на радиусы чёрных дыр получаются из анализа широкой компоненты профиля рентгеновской линии железа K_{α} на энергии 6,4 кэВ. Ширина этой асимметричной компоненты достигает $\sim 10^5 \text{ км с}^{-1}$ в шкале скоростей. Из анализа этой компоненты в случае активного ядра галактики MCG 6-30-15 следует [65], что внутренний край аккреционного диска в данном случае расположен на расстоянии менее $3 r_g$ от центральной сверхмассивной чёрной дыры. Это может служить указанием на то, что чёрная дыра вращается.

Прямые измерения радиуса чёрной дыры в центре нашей Галактики выполняются в последние годы с помощью методов наземной межконтинентальной радиоинтерферометрии на коротких волнах ($\approx 1,3$ мм) с угловым разрешением, лучшим, чем 10^{-4} с дуги [66]. В работе [66] прямыми наблюдениями центра Галактики показано, что размеры светящейся окрестности сверхмассивной чёрной дыры массой $4 \times 10^6 M_\odot$ меньше размеров её тёмной "тени". По-видимому, авторы [66] наблюдали излучение от приближающейся к наблюдателю внутренней части вращающегося аккреционного диска, яркость которой усилена вследствие релятивистских эффектов. Не исключено также и то, что в данном случае наблюдалось излучение от основания релятивистского джета, формирующегося вблизи чёрной дыры. В обоих случаях из наблюдений [66] следует, что линейный размер сверхмассивной чёрной дыры в центре Галактики близок к её гравитационному радиусу. Для окончательного доказательства того, что сверхмассивный компактный объект в центре Галактики действительно является чёрной дырой, авторы [66] планируют проведение наблюдений со сверхдлинной базой на более коротких волнах ($\lambda < 1$ мм) и с большим числом приёмных антенн. Если при этом удастся преодолеть трудности, связанные с реализацией межконтинентальной радиоинтерферометрии на очень коротких волнах, то такие наблюдения центра Галактики позволят увеличить угловое разрешение и отношение "сигнал-шум". В итоге авторы [66] надеются получить изображение тёмной "тени" от центральной сверхмассивной чёрной дыры и тем самым окончательно доказать, что этот объект — реальная чёрная дыра.

В связи с этим большие возможности предоставляет космический радиоинтерферометр "Радиоастрон", угловое разрешение которого на длине волны $\lambda = 1,3$ см лучше, чем 10^{-5} с дуги.

К сожалению, длина волны $\lambda = 1,3$ см — самая короткая из тех, на которых работает "Радиоастрон", а для того чтобы пробиться к горизонту событий сверхмассивной чёрной дыры в центре Галактики, нужны наблюдения на более коротких волнах, $\lambda < 1$ мм (при более длинных волнах рассеяние радиоволн на неоднородностях плазмы в ядре Галактики не позволяет "увидеть" ближайшие окрестности центральной сверхмассивной чёрной дыры [66]). Однако в случае галактики М87, в центре которой находится чёрная дыра с массой $(3-6) \times 10^9 M_\odot$ [67, 68], плотность плазмы в галактическом ядре должна быть существенно ниже, чем в ядре нашей Галактики, а сама галактика М87 видна под большим углом к лучу зрения. Поэтому в данном случае можно надеяться, что с помощью "Радиоастрона" даже на длине волны $\lambda = 1,3$ см удастся "увидеть" тень центральной сверхмассивной чёрной дыры. Особенно перспективным для подобных экспериментов представляется проект космического радиоинтерферометра "Миллиметрон", разрабатываемый под руководством Н.С. Кардашёва. Этот интерферометр будет работать на очень коротких волнах ($\lambda < 1$ мм) с огромным угловым разрешением (до 10^{-9} с дуги), что принципиально важно для исследования сверхмассивных чёрных дыр в ядрах многих галактик.

Таким образом, в ядрах нескольких сотен галактик к настоящему времени открыты сверхмассивные ($M_{\text{ВН}} = (10^6 - 10^{10}) M_\odot$) и очень компактные (радиусы не пре-

вышают нескольких гравитационных радиусов) объекты. По всем признакам это, скорее всего, чёрные дыры.

5. Демография звёздных и сверхмассивных чёрных дыр

Большое число открытых кандидатов в чёрные дыры позволяет развивать новую область астрофизики — демографию чёрных дыр.

Демография чёрных дыр изучает рождение, рост чёрных дыр и их эволюционную связь с другими объектами Вселенной: звёздами, галактиками и т.п.

В последние годы было установлено близкое подобие наблюдательных проявлений рентгеновских двойных систем с чёрными дырами и ядер галактик [69]. В частности, для сверхмассивных и звёздных чёрных дыр была открыта статистическая зависимость, называемая фундаментальной плоскостью [70]:

$$\lg L_R = (0,60^{+0,11}_{-0,11}) \lg L_X + (0,78^{+0,11}_{-0,09}) \lg M_{\text{ВН}} + 7,33^{+4,05}_{-4,07}, \quad (3)$$

где L_R — наблюдаемая радиосветимость (обусловленная в основном радиоизлучением релятивистского джета), L_X — рентгеновская светимость (светимость аккреционного диска и основания джета), $M_{\text{ВН}}$ — масса чёрной дыры (как сверхмассивной, так и звёздной).

Выявлено также, что переменность активных галактических ядер, содержащих аккрецирующие сверхмассивные чёрные дыры, подобна переменности аккрецирующих звёздных чёрных дыр в рентгеновских двойных системах, если время этой переменности нормировать в зависимости от массы чёрной дыры [69]. Известно, что рентгеновская переменность активных галактических ядер и чёрных дыр в двойных системах может быть описана плотностью спектра мощности переменности $P(\nu)$, где ν — частота, $1/\nu$ — характерное время переменности. Функция $P(\nu)$ на больших характерных временах может быть описана степенным законом: $P(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$, где $\alpha \approx 1$. Этот степенной спектр испытывает излом на меньших характерных временах, принимая вид $P(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$, где $\alpha \geq 2$. Соответствующая частота излома спектра обозначается как ν_B , а характерное время излома спектра — как $T_B = 1/\nu_B$. Тогда, если T_B и L_{bol} (светимость, характеризующая темп аккреции) определены из наблюдений, масса чёрной дыры $M_{\text{ВН}}$ может быть оценена из соотношения

$$\lg T_B = 2,1 \lg M_{\text{ВН}} - 0,981 \lg L_{\text{bol}} - 2,32. \quad (4)$$

Подчёркнём, что эта статистическая зависимость справедлива как для звёздных, так и для сверхмассивных чёрных дыр. Чёрные дыры в двойных системах, находящиеся в режиме аккреции, показывают аperiodическую переменность рентгеновского излучения на временах от нескольких суток до $10^{-2} - 10^{-3}$ с. Подобная переменность наблюдается и в излучении аккрецирующих сверхмассивных чёрных дыр, но на гораздо более длительных временах — от нескольких лет до нескольких месяцев и недель.

В рентгеновских двойных системах с чёрными дырами наблюдаются, помимо иррегулярной переменности, два типа квазипериодических (но не строго периодических) осцилляций рентгеновского потока (QPO —

Quasi-Periodic Oscillation): низкочастотные QPO (LFQPO — Low-Frequency QPO) с характерными частотами 0,1–30 Гц и высокочастотные QPO (HFQPO — High-Frequency QPO), частоты которых лежат в области 40–450 Гц (см., например, [12, 13]). Низкочастотные QPO могут наблюдаться в течение нескольких дней и даже месяцев. Например, у системы с чёрной дырой GRS 1915+105 LFQPO с частотами 2,0–4,5 Гц наблюдались в течение шести месяцев в 1996–1997 гг. Кроме того, у этой системы наблюдались HFQPO с частотами 41 и 67 Гц, а также с частотами 113 и 168 Гц. Попытки связать LFQPO с геометрическими и физическими характеристиками аккрецирующей плазмы встречаются с трудностями, вследствие того что LFQPO-частоты много меньше частот, соответствующих орбитам во внутренних частях аккреционного диска (а именно там формируется рентгеновское излучение). Например, для чёрной дыры массой $10M_{\odot}$ орбитальная частота 3 Гц соответствует радиусу орбиты в аккреционном диске около $100r_g$, в то время как предполагаемый радиус области максимального энерговыделения в диске в рентгеновском диапазоне находится в пределах $(1–10)r_g$, в зависимости от параметра вращения чёрной дыры. Многочисленные модели LFQPO трактуют этот феномен в рамках различных механизмов осцилляций аккреционного диска или его структур (см., например, [71]).

Высокочастотные QPO имеют прямое отношение к процессам, происходящим вблизи радиуса последней устойчивой орбиты вокруг чёрной дыры, вследствие того что орбитальная частота на последней устойчивой орбите, согласно [13], равна $220 (M/(10M_{\odot}))^{-1}$ Гц для шварцшильдовской чёрной дыры и $1615 (M/(10M_{\odot}))^{-1}$ Гц для Керровской чёрной дыры. Примечательно, что в ряде случаев HFQPO появляются парами с частотами в отношении 3:2. Примеры таких рентгеновских двойных систем с чёрными дырами: GRO J1655-40 (300, 450 Гц), XTE J1550-564 (184, 276 Гц), GRS 1915+105 (113, 168 Гц), H1743-322 (165, 241 Гц). В системе GRS 1915+105 наблюдается вторая пара HFQPO (41, 67 Гц), частоты которых не находятся в отношении 3:2.

Соотношение 3:2 в HFQPO можно рассматривать как свидетельство того, что эти QPO обусловлены некоторыми резонансными явлениями в осцилляциях самых внутренних частей аккреционного диска вокруг чёрной дыры, описываемыми в рамках ОТО (см., например, [72–74]). Как указано в работе [12], намечается эмпирическая связь между частотой HFQPO и массой чёрной дыры в рентгеновской двойной системе:

$$f_0 \approx 931 \left(\frac{M_{\text{BH}}}{M_{\odot}} \right)^{-1} \text{ Гц},$$

где f_0 — фундаментальная частота пары частот, так что наблюдаемые частоты равны $2f_0$ и $3f_0$.

Квазипериодические осцилляции недавно были открыты и в рентгеновском излучении от аккрецирующих сверхмассивных чёрных дыр в ядрах некоторых галактик. Например, в активном ядре галактики RE J1034+396 обнаружены QPO с характерным периодом около 1 ч [75]. При массе центральной чёрной дыры $\sim 10^7 M_{\odot}$ этот квазипериод соответствует радиусу орбиты $\sim 3r_g$, что даёт реальную оценку сверху размеров этого очень массивного и компактного объекта, которая служит подтверждением применимости для него модели чёрной дыры.

Интересные результаты получены при изучении распределения звёздных чёрных дыр по массам.

Как оказалось, нет зависимости масс релятивистских объектов от масс их спутников в двойных системах [4]. И нейтронные звёзды, и чёрные дыры встречаются в двойных системах, имеющих спутники как с большими, так и с малыми массами. Также отсутствует зависимость между массой чёрной дыры в двойной системе и массой спутника. В этом смысле тесные двойные системы с нейтронными звёздами и чёрными дырами подобны классическим тесным двойным системам, в которых, как неоднократно подчёркивалось Д.Я. Мартыновым, встречаются любые комбинации компонентов [76].

Необычным оказалось и распределение масс нейтронных звёзд и чёрных дыр [77, 78] (рис. 8). Число изученных чёрных дыр звёздных масс не возрастает с уменьшением

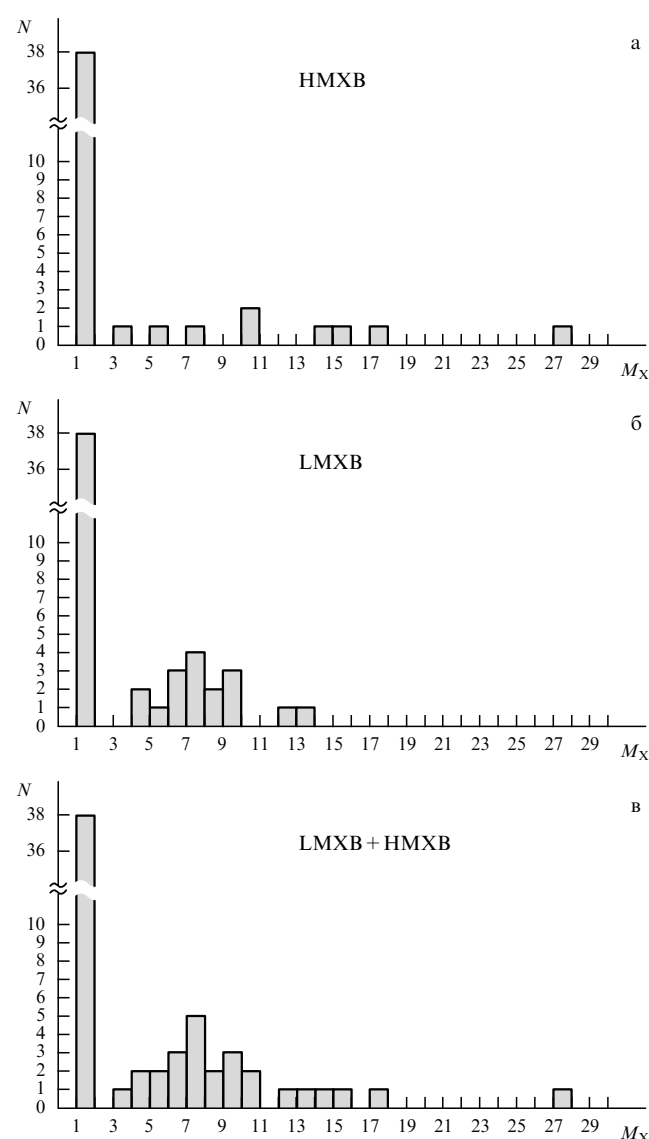


Рис. 8. Распределение масс нейтронных звёзд и чёрных дыр: (а) в массивных рентгеновских двойных системах (High-Mass X-ray Binary — HMXB) со спутниками — оптическими O- и WR-звёздами; (б) в маломассивных рентгеновских двойных системах (Low-Mass X-ray Binary — LMXB). (в) Суммарное распределение масс чёрных дыр и нейтронных звёзд (в массивных и маломассивных рентгеновских двойных системах). Высокий пик в левой части рис. а — в соответствии нейтронным звёздам.

их массы. Это удивительно, поскольку распределение масс звёзд в Галактике (наиболее массивные из которых являются производителями релятивистских объектов) таково, что численность звёзд очень сильно (как M^{-5}) возрастает с уменьшением массы звезды. Поскольку звёздные чёрные дыры образуются при коллапсах железных ядер массивных ($M > 30M_{\odot}$) звёзд, казалось бы, число звёздных чёрных дыр должно резко возрастать в сторону меньших масс, но этого не наблюдается (см. рис. 8). Можно показать [4, 79], что этот необычный факт не связан с эффектами наблюдательной селекции (такими как разрыв звёздной пары при взрыве сверхновой, потеря массы в виде ветра массивной звездой — производителем релятивистского объекта и т.п.). Кроме того, намечается провал в распределении масс нейтронных звёзд и чёрных дыр в диапазоне масс от $2M_{\odot}$ до $4M_{\odot}$. В этом интервале масс число открытых нейтронных звёзд и чёрных дыр близко к нулю. Если вывод о наличии провала в распределении масс нейтронных звёзд и чёрных дыр в интервале $(2-4)M_{\odot}$ подтвердится дальнейшими наблюдениями, то он потребует серьёзной теоретической интерпретации.

В связи с этим стоит упомянуть об одной интересной возможности объяснения необычного распределения звёздных чёрных дыр по массам. В работе [80] высказана гипотеза о том, что плоское распределение звёздных чёрных дыр по массам и провал в этом распределении в области $(2-4)M_{\odot}$ могут быть связаны с усиленным квантовым испарением чёрных дыр, которое следует из некоторых многомерных моделей гравитации (см., например, [81]). В этих моделях гравитации время квантового испарения чёрной дыры много меньше хокинговского [82] и оно может быть оценено по формуле

$$\tau \sim 1,2 \times 10^2 \left(\frac{M_{\text{ВН}}}{M_{\odot}} \right)^3 \left(\frac{1 \text{ мм}}{L} \right)^3 \text{ лет},$$

где L — характерный масштаб дополнительного (четвёртого) пространственного измерения. При средней массе чёрной дыры $\sim 9M_{\odot}$ и ожидаемом верхнем пределе величины L в несколько сотых долей миллиметра время квантового испарения составляет $10^8 - 10^9$ лет, что меньше возраста Вселенной и сравнимо с временем ядерной эволюции звёзд. Поскольку темп квантового испарения резко (как M^{-3}) возрастает с уменьшением массы чёрной дыры, можно предполагать, что наблюдаемый дефицит маломассивных чёрных дыр и провал в распределении масс релятивистских объектов в интервале $(2-4)M_{\odot}$ связаны с тем, что многие чёрные дыры с относительно малыми массами успели испариться в течение времени жизни Вселенной.

Замечательно то, что в рассматриваемой модели известная из наблюдений величина среднего значения массы звёздной чёрной дыры $9M_{\odot}$ позволяет наложить ограничение на параметр L , которое согласуется с ограничениями на этот параметр, следующими из результатов лабораторных физических экспериментов [83]. С другой стороны, если время квантового испарения звёздной чёрной дыры меньше возраста Вселенной ($1,4 \times 10^{10}$ лет), то уменьшение массы чёрной дыры в рентгеновской двойной системе должно приводить к наблюдаемому изменению её орбитального периода. Поиски таких изменений орбитальных периодов рентгеновских двойных систем с чёрными дырами ведутся.

Результаты этих исследований уже позволили получить ограничение сверху на характерный масштаб дополнительного пространственного измерения: $L < 0,1 \text{ мм}$ [84]. Поскольку точность определения орбитального периода двойной системы возрастает с увеличением числа протекших периодов, дальнейшее накопление наблюдательных данных по определению орбитальных периодов рентгеновских двойных систем позволит значительно улучшить эту оценку.

Существуют и другие, менее экзотические, объяснения аномального распределения по массам чёрных дыр в двойных системах, связанные, например, с учётом потери массы массивными звёздами в виде звёздного ветра [77], а также с особенностями поздних стадий эволюции массивных звёзд [85–87]. Авторы таких исследований приходят к выводу о том, что масса чёрной дыры, образовавшейся в результате коллапса ядра массивной звезды, определяется не только массой ядра, но и другими характеристиками: вращением ядра, его магнитным полем, неустойчивостями, которые развиваются при коллапсе ядра звезды и т.п.

В последнее время всё более утверждается точка зрения, что коллапсы углеродно-кислородных ядер звёзд Вольфа–Райе с сильным осевым вращением, приводящие к образованию предельно быстро вращающихся (керровских) чёрных дыр в разных галактиках, могут быть источниками знаменитых и пока загадочных космических гамма-всплесков, при которых за несколько секунд в гамма-диапазоне выделяется гигантская энергия, сравнимая с энергией, выделяющейся при аннигиляции значительной доли солнечной массы. Как отмечено в работе [88], орбитальное движение близкого спутника в очень тесной двойной системе благодаря приливному взаимодействию поддерживает быстрое осевое вращение звезды, несмотря на значительную потерю углового момента её вращения при сбросе оболочки во время взрыва сверхновой. Быстрое осевое вращение коллапсирующего ядра звезды приводит к формированию быстровращающейся (керровской) чёрной дыры с коллимированными релятивистскими джетами. Эти джеты пробивают оболочку звезды и выносят наружу центральное гамма-излучение. Таким образом, есть основания предполагать, что, наблюдая так называемые длинные космические гамма-всплески, мы непосредственно "видим" процесс формирования быстровращающихся звёздных чёрных дыр в очень тесных двойных системах.

Обсудим кратко проблему демографии сверхмассивных чёрных дыр. Детальное обсуждение проблемы демографии сверхмассивных чёрных дыр, основанное на статистических исследованиях 85 галактик с наиболее надёжно измеренными массами центральных сверхмассивных чёрных дыр (использовался метод разрешённой кинематики) проведено в недавнем обзоре Корменди и Ху [37]. Как отмечалось в разделе 4, время формирования сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик относительно мало, менее 1 млрд лет. Об этом свидетельствует открытие свыше десяти квазаров с огромным красным смещением $z > 6$. Недавно в работе [89] было высказано предположение, что в центре галактики, красное смещение которой $z \simeq 3,4$ (собственный возраст галактики порядка 1 млрд лет), находится очень массивная чёрная дыра с массой $4 \times 10^{10} M_{\odot}$.

Столь быстрое формирование очень массивных чёрных дыр трудно объяснить в рамках моделей, предпола-

гающих рост сверхмассивной чёрной дыры в результате аккреции газа на маломассивную, затравочную, чёрную дыру, образовавшуюся в результате коллапса ядра массивной ($M = (100 - 1000) M_{\odot}$) звезды населения III, даже если темп аккреции является очень сильным, соответствующим эддингтоновской светимости (см. раздел 4). Поскольку масса чёрной дыры в 40 млрд солнечных масс составляет почти половину массы барионного вещества нашей Галактики, некоторые учёные всерьёз обсуждают вопрос о том, что первично: образование галактики на ранних стадиях эволюции Вселенной с последующим формированием в её центре сверхмассивной чёрной дыры или формирование первичной сверхмассивной чёрной дыры, которая затем "натягивает" на себя барионное вещество, из которого формируются звёзды галактики.

В нашем обзоре [4] мы описали основные статистические зависимости между массой центральной сверхмассивной чёрной дыры и параметрами родительской галактики. К настоящему времени большинство из этих корреляций подтверждено, уточнено и детализировано на большом наблюдательном материале. В частности, показано [37], что сверхмассивные чёрные дыры по-разному коррелируют с разными компонентами галактик (балджами, псевдобалджами и дисками). С 2006 г. мы в Государственном астрономическом институте им. П.К. Штернберга (ГАИШ) ведём наблюдения на 6-метровом телескопе САО РАН скоростей вращения и дисперсии скоростей звёзд и газа галактик с надёжно измеренными массами центральных сверхмассивных чёрных дыр [90, 91]. Это позволяет изучать связь между массой центральной сверхмассивной чёрной дыры и кинематическими характеристиками галактик и их структур. Важно то, что по вращению галактики можно оценить её полную массу, включающую в себя массы как барионной, так и тёмной материи (масса последней может на порядок превышать массу барионной материи). Подтверждена найденная в [92] почти линейная зависимость между массой сверхмассивной чёрной дыры в ядре галактики и массой балджа галактики — сферического сгущения вблизи ядра старых маломассивных звёзд с большой дисперсией скоростей [91, 93].

Выявляется новый удивительный факт: масса центральной сверхмассивной чёрной дыры по отношению к массе балджа галактики возрастает с увеличением красного смещения, т.е. с уменьшением собственного возраста галактики [94].

В последнее время выявляется, наряду с ролью сверхмассивных чёрных дыр, важная роль массивных звёздных скоплений, расположенных в центрах галактик [91, 95, 96]. Хотя эффекты наблюдательной селекции в данном случае могут быть существенными, постепенно утверждается точка зрения о том, что сверхмассивные чёрные дыры существуют в галактиках с массивными звёздными сфероидальными компонентами (например, в массивных эллиптических галактиках или спиралях раннего типа с массивными балджами, $M_{\text{sph}} \gtrsim 10^{10} M_{\odot}$). Однако в большинстве галактик без массивных звёздных сфероидов сверхмассивные чёрные дыры встречаются весьма редко (см., например, [97, 98]). В галактиках со звёздными сфероидальными компонентами с промежуточными массами ($10^8 M_{\odot} \lesssim M_{\text{sph}} \lesssim 10^{10} M_{\odot}$) существуют как сверхмассивные чёрные дыры, так и массивные звёздные скопления, причём их массы сравнимы между собой (см.,

например, [99, 100]). Выявляется также важная корреляция между массами сверхмассивных чёрных дыр, массами центральных звёздных скоплений и параметрами сфероидальных компонентов галактик:

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

где M — масса сверхмассивной чёрной дыры или звёздного скопления, σ — дисперсия скоростей звёзд сфероидального компонента. Показатель степени $\beta = 4 - 5$ для сверхмассивных чёрных дыр (см., например, [101]), и β лежит в диапазоне от $1,57 \pm 0,24$ [101] до $2,73 \pm 0,29$ [97] для центральных массивных звёздных скоплений [97, 101]. Хотя разброс значений β для центральных звёздных скоплений значителен ($\beta = 1,57 - 2,73$), можно считать, что зависимость массы центрального звёздного скопления от дисперсии скоростей σ является менее сильной и более соответствует вириальной теореме ($\beta = 2$), чем та же зависимость в случае центральной сверхмассивной чёрной дыры. Это позволяет предположить, что формирование и эволюция центральных сверхмассивных чёрных дыр и массивных звёздных скоплений в ядрах галактик связаны с различными механизмами.

Особый интерес представляет выявление связи центральных сверхмассивных чёрных дыр и массивных звёздных скоплений с тёмной материей в галактиках. На решение этой задачи нацелена наша программа наблюдений вращения галактик с известными массами центральных сверхмассивных чёрных дыр [90, 91, 44]. В работах группы А.В. Гуревича [102] показано, что под действием гравитационной неустойчивости в протогалактических сгущениях тёмной материи образуются глубокие и острые минимумы гравитационного потенциала (каспы), в которые "сваливается" барионное вещество, образующее звёздное население формирующейся галактики.

Такой процесс может также стимулировать формирование сверхмассивной чёрной дыры в галактическом ядре. Поэтому связь между массой центральной сверхмассивной чёрной дыры и массой галактического гало, состоящего в основном из тёмной материи, вполне ожидаема. Правда, ввиду действия процессов слияния галактик на ранних стадиях их образования, а также процессов звездообразования в центрах галактик такая связь может оказаться весьма опосредованной. Тем не менее поиск корреляции между массой центральной сверхмассивной чёрной дыры и массой галактического гало, состоящего из тёмной материи, представляет собой важную наблюдательную задачу. Связь между массой сверхмассивной чёрной дыры и вириальной массой галактики (определяемой по её вращению) предсказывается в ряде численных космологических исследований [102–105].

Первые указания на наличие такой корреляции были получены в работе Баеса и др. [106], где показано, что имеет место следующая аппроксимационная зависимость:

$$M_{\text{ВН}} \sim M_{\text{halo}}^{1,27}.$$

В работе [106] значения масс сверхмассивных чёрных дыр и предельных скоростей вращения галактик в большинстве случаев оценивались косвенными методами с использованием данных о дисперсии скоростей звёзд в

галактиках. Поэтому удивительно чёткая корреляция $M_{\text{BH}}(M_{\text{halo}})$, найденная в [106], может быть обусловлена скоррелированностью методов определения масс чёрных дыр M_{BH} и предельных скоростей вращения галактик V_{far} . В нашей работе [107] корреляция $M_{\text{BH}}(M_{\text{halo}})$ впервые была построена на основании наиболее надёжных прямых измерений масс сверхмассивных чёрных дыр (выполненных методами разрешённой кинематики и эхокартирования) и непосредственно наблюдаемых скоростей вращения галактик V_{far} . В этом случае величины M_{BH} и M_{halo} определяются полностью независимо. Оказалось, что при таком подходе к проблеме корреляции $M_{\text{BH}}(V_{\text{far}})$ и $M_{\text{BH}}(M_{\text{halo}})$ хотя и существуют, но являются значительно менее чёткими, чем в работе Баеса и др. [106]. Таким образом, связь между массой сверхмассивной чёрной дыры и массой гало галактики оказывается весьма опосредованной. Кроме того, в работе [107] было найдено, что при одной и той же предельной скорости вращения галактики масса центральной сверхмассивной чёрной дыры тем больше, чем больше масса балджа галактики, состоящего в основном из барионного вещества. То есть искомая зависимость является двухпараметрической:

$$M_{\text{BH}} \sim M_{\text{BH}}(M_{\text{halo}}, M_{\text{bulge}}).$$

На рисунке 9 представлены найденные в нашей работе [91] корреляции, которые демонстрируют значительную роль тёмной материи в формировании центральной сверхмассивной чёрной дыры в ядре галактики. Здесь представлены две зависимости: $M_{\text{BH}}(L_v)$ и $M_{\text{BH}}(M_{25})$, где L_v — полная светимость галактики в оптическом диапазоне, являющаяся однозначной функцией полной массы барионного вещества, а M_{25} — так называемая индикативная масса галактики, $M_{25} = (V_{\text{far}}^2 R_{25})/G$, где V_{far} — наблюдаемая предельная скорость вращения галактики (которая на больших расстояниях от ядра выходит на постоянное значение), R_{25} — радиус области галактики, ограниченный изофотой, соответствующей поверхностной яркости в 25-ю звёздную величину с одной квадратной секунды, который определяет границу видимой части галактики. Видно, что практически нет корреляции между массой сверхмассивной чёрной

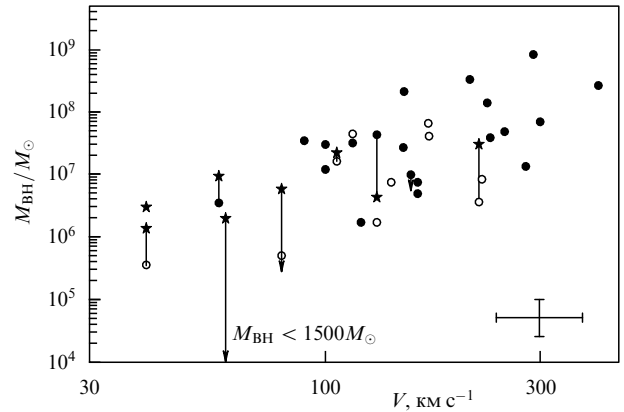


Рис. 10. Корреляция между массой сверхмассивной чёрной дыры M_{BH} и скоростью вращения галактики $V(R)$ на расстоянии от её центра $R = 1$ кпк. Обозначения те же, что и на рис. 9. В правом нижнем углу рисунка указаны характерные ошибки. (Из статьи [91].)

дыры и полной барионной массой всей галактики. В то же время если мы рассматриваем индикативную массу M_{25} для тех же галактик, включающую в себя как барионную материю, так и значительную долю тёмной материи, то наблюдается хорошая корреляция $M_{\text{BH}}(M_{25})$. Этот результат является непосредственным указанием на то, что влияние тёмной материи на формирование центральной сверхмассивной чёрной дыры хотя и является опосредованным, но всё же остаётся существенным. Этот вывод представляет интерес для теоретических исследований проблемы формирования сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик (см., например, [102]). В работе [91] также обнаружена хорошая корреляция между массой центральной сверхмассивной чёрной дыры и скоростью вращения галактики на расстоянии $R = 1$ кпк от галактического центра, характеризующей динамически и/или химически обособленную ядерную область дисковых галактик (рис. 10). Поскольку средняя плотность внутренней области галактики в пределах радиуса R пропорциональна квадрату угловой скорости вращения на этом расстоянии, наличие корреляции на рис. 10 свидетельствует о связи между массой центральной сверхмассивной чёрной дыры и средней плотностью

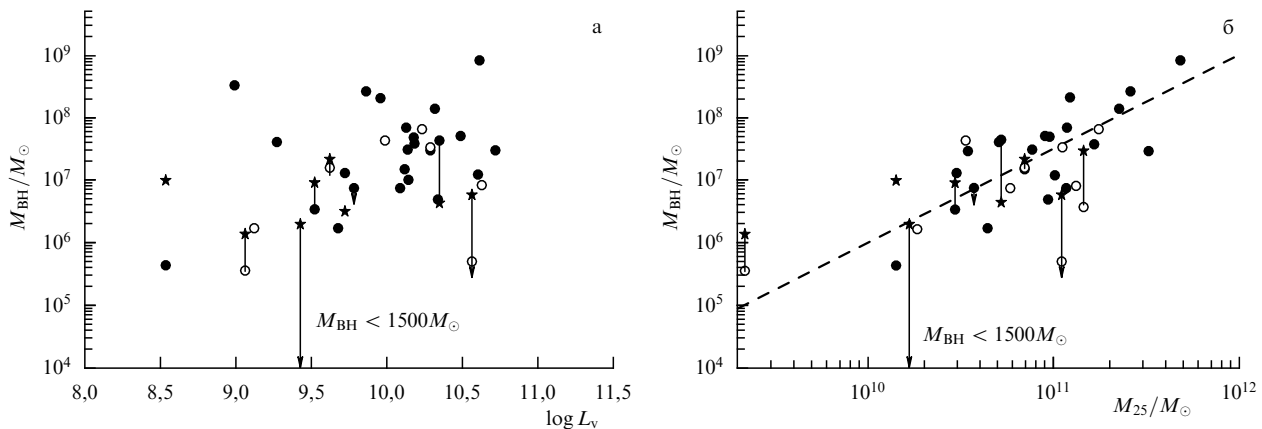


Рис. 9. Сравнение масс сверхмассивных чёрных дыр (а) с полной оптической светимостью родительской галактики L_v , характеризующей массу барионного вещества, и (б) с индикативной массой галактики $M_{25} = V_{\text{far}}^2 R_{25}/G$, включающей в себя массу как барионного вещества, так и тёмной материи. Символы "звёзды" соответствуют центральным звёздным скоплениям. Отрезками прямых соединены кружки (чёрные дыры) и звёзды (скопления), соответствующие одной галактике. Стрелками указаны верхние пределы масс. (Из работы [91].)

материи во внутренних частях галактики. В работе [91] исходя из идеи Баеса и др. [108] и модели, предложенной в работе [109], посвящённой монолитному коллапсу вещества при формировании внутренних областей галактик, была выдвинута гипотеза о том, что именно монолитный коллапс псевдоизотермического газа в области с характерным радиусом $R \simeq 1$ кпк является ответственным за быстрое формирование как центральной сверхмассивной чёрной дыры, так и "классического" балджа в начальный период формирования галактики. Формирование сверхмассивных чёрных дыр и центральных массивных звёздных скоплений, по-видимому, происходит на разных шкалах времени, причём массы ядерных звёздных скоплений (если они смогли сформироваться вблизи сверхмассивной чёрной дыры), по-видимому, продолжают возрастать после прекращения роста сверхмассивной чёрной дыры.

В работе [44] связь между центральными сверхмассивными чёрными дырами и звёздными скоплениями с кинематикой и цветом родительских галактик изучена более детально. В частности, показано, что масса центрального звёздного скопления $M_{\text{пс}}$ теснее, чем масса сверхмассивной чёрной дыры $M_{\text{ВН}}$, коррелирует с кинематическими параметрами и массой галактического диска, а также с полной массой галактики. Линзовидные галактики отличаются в среднем более высокими значениями масс $M_{\text{ВН}}$, чем в галактиках других типов при прочих равных условиях. Более тесная связь массы $M_{\text{пс}}$ с тёмными гало галактики позволяет предположить, что потенциальная яма, создаваемая центральным пиком плотности тёмной материи (каспом), который при активном звездообразовании может рассасываться, будет определять скорость роста центрального звёздного скопления в молодой галактике. Вывод о том, что галактики SO-Sb со слабым звездообразованием (обладающие "красным" цветом) отличаются более массивными центральными чёрными дырами, хорошо согласуется со сценарием, в котором разделение галактик на две последовательности ("голубая" и "красная") является результатом значительной потери газа галактикой на стадии высокой активности её ядра (сверхкритический режим аккреции газа на сверхмассивную чёрную дыру) при наличии массивной центральной чёрной дыры с $M_{\text{ВН}} > (10^6 - 10^7) M_{\odot}$. Соответствующее выметание газа из галактики, обусловленное активностью её ядра, не должно приводить к разрушению центрального звёздного скопления.

6. Эксперименты с высоким угловым разрешением

Наиболее убедительным свидетельством существования чёрной дыры было бы получение её прямого изображения. Разумеется, ввиду того что сама чёрная дыра ничего не излучает, наблюдать её в изолированном виде невозможно. Однако в реальной ситуации и звёздные, и сверхмассивные чёрные дыры окружены аккреционными дисками, в которых происходит выделение гравитационной энергии при аккреции. Как отмечалось в разделе 4, на светлом фоне внутренних частей геометрически тонкого аккреционного диска чёрная дыра должна наблюдаться как тёмное пятно (тень), поскольку от горизонта событий никакой сигнал, в том числе и электромагнитное излучение, не может удалиться на

пространственную бесконечность. Вследствие эффектов гравитационного линзирования типичный диаметр тени от чёрной дыры в 2,6 раза больше её удвоенного гравитационного радиуса [110, 111]. Более того, фотоны от аккреционного диска вблизи горизонта событий могут не только искривлять свои траектории, но и захватываться гравитационным полем чёрной дыры и двигаться, совершая много оборотов вокруг неё [112, 113]. Это является одной из причин увеличения видимого диаметра тени.

Размеры и форма тени могут быть вычислены с учётом эффектов ОТО с использованием метода трассировки лучей света вдоль геодезических линий в пространстве-времени чёрной дыры (см., например, [114, 115]). Согласно [115], в случае центра нашей Галактики (радиоисточник SgrA*) в модели с низкой радиационной эффективностью (модель ADAF (Advection Dominated Accretion Flow)), в которой доминирует адвекция вещества на чёрную дыру, в диапазоне длин волн $\lambda \leq 1$ мм доминирует синхротронное излучение от источника SgrA* тепловых электронов в магнитное поле. Лучи света, испускаемые внутренними частями аккреционного диска с низкой радиационной эффективностью, сильно искривляются в гравитационном поле чёрной дыры, а также испытывают поглощение и подвергаются рассеянию в плазме, окружающей чёрную дыру. Это поглощение и рассеяние в межзвёздной среде приводят к дополнительному увеличению эффективного размера видимого изображения чёрной дыры, который возрастает с увеличением длины волны как λ^2 . Поэтому, как отмечалось, чтобы наблюдать истинную тень от чёрной дыры в центре нашей Галактики, необходимо проводить наблюдения на коротких волнах с $\lambda < 1$ мм [66]. В случае быстро вращающихся внутренних частей аккреционного диска распределение яркости асимметрично из-за действия эффекта Доплера и эффектов увлечения системы отсчёта во вращающемся пространстве-времени (в случае вращающейся чёрной дыры). Форма тени для вращающейся чёрной дыры также становится асимметричной из-за действия эффекта увлечения системы отсчёта [112, 114]. На изображение тени может накладываться изображение основания релятивистского выброса — джета, который формируется во внутренних частях аккреционного диска [116].

В работе [116] рассчитана структура ближайших окрестностей сверхмассивной чёрной дыры в центре галактики M87 с коллимированным релятивистским выбросом (джетом). Новые измерения массы сверхмассивной чёрной дыры в M87 [68] дали значение $6,4 \times 10^9 M_{\odot}$, что вдвое превышает предыдущую оценку, полученную в пионерской работе Форда и др. [67]. Это значение массы в ~ 1600 раз превышает массу чёрной дыры в центре нашей Галактики. Поэтому на расстоянии в 16 Мпк угловой радиус Шварцшильда для чёрной дыры в центре M87 относительно велик — 4/5 от углового радиуса Шварцшильда чёрной дыры в центре нашей Галактики (табл. 2). Это делает галактику M87 очень перспективной для прямых измерений радиуса чёрной дыры (точнее, её тени) с помощью методов космической и даже наземной межконтинентальной радиоинтерферометрии на коротких радиоволнах ($\lambda \lesssim 1$ мм).

Как подчёркивают авторы работы [116], тёмная тень от сверхмассивной чёрной дыры — прямое свидетельство существования горизонта событий — может быть

Таблица 2. Массы чёрных дыр, расстояния и диаметры теней для чёрных дыр с различными массами

Объект	Масса/ $M_{\odot}$	Расстояние, кпк	Радиус Шварцшильда			Диаметр тени, мкс дуги
			(см)	(а.е.)	(мкс дуги)	
Звёздная чёрная дыра	10^1	1	$2,95 \times 10^6$	$1,97 \times 10^{-7}$	0,0002	0,001
SgrA*	$4,1 \times 10^6$	8	$1,09 \times 10^{12}$	$7,28 \times 10^{-2}$	9,10	45,48
M31	$3,5 \times 10^7$	800	$1,03 \times 10^{13}$	$6,88 \times 10^{-1}$	0,86	4,30
NGC 4258	$3,9 \times 10^7$	7200	$1,15 \times 10^{13}$	$7,76 \times 10^{-1}$	0,11	0,53
M87	$6,4 \times 10^9$	16100	$1,89 \times 10^{15}$	$1,26 \times 10^2$	7,82	39,08

реально "увидена" в ближайшем будущем с помощью межконтинентальной радиоинтерферометрии на коротких волнах с достаточно длинной базой, например такой как между субмиллиметровыми радиотелескопами, расположенными на Гавайских островах и в окрестностях города Мехико.

Авторы [116] выполнили расчёты наблюдаемой структуры окрестностей сверхмассивной чёрной дыры в центре галактики М87 в рамках двух моделей: в модели с доминирующим излучением аккреционного диска и в модели с доминирующим излучением джета. Важным результатом работы [116] является вывод о том, что в излучении вокруг тени от чёрной дыры в М87 может доминировать вследствие малого наклона её оси вращения к лучу зрения (25°) излучение контрджета, а излучение переднего джета сильно ослаблено из-за гравитационного захвата фотонов чёрной дырой (рис. 11).

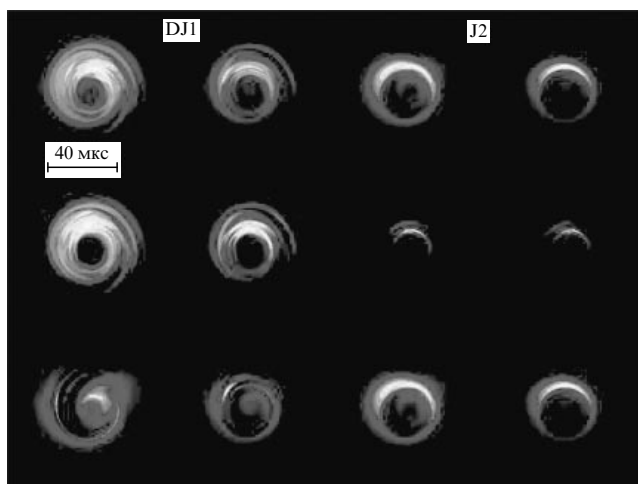


Рис. 11. Изображения окрестностей сверхмассивной чёрной дыры в центре галактики М87, полученные на основе расчётов в работе [116]. Видна тень от чёрной дыры на фоне излучения аккреционного диска и джетов. Расчёты выполнены в рамках двух моделей: модели с доминирующим излучением аккреционного диска (две колонки в левой части рисунка) и модели с доминирующим излучением джетов (две колонки в правой части рисунка). В каждой паре колонок левая соответствует длине волны $\lambda = 1,3$ мм, правая — $\lambda = 0,87$ мм. В модели с доминирующим излучением диска (две левые колонки) наблюдается излучение диска и слабое излучение джета, а излучение контрджета поглощено аккреционным диском. В модели с доминирующим излучением джетов (две правые колонки) преобладает излучение контрджета, усиленное вследствие искривления лучей света в сильном гравитационном поле чёрной дыры, а излучение переднего джета сильно ослаблено в результате действия сильного гравитационного поля чёрной дыры. Верхняя строка соответствует структуре диск + джет, средняя — диску, нижняя — джету.

В таблице 2 приведены массы некоторых звёздных и сверхмассивных чёрных дыр, расстояния до них и соответствующие линейные и угловые диаметры теней от них. Видно, что ожидаемый угловой диаметр тени от чёрной дыры со звёздной массой очень мал ($\sim 10^{-9}$ с дуги) — он находится на пределе возможностей даже такого уникального планируемого космического радиоинтерферометра, как "Миллиметрон". Однако угловой диаметр тени от сверхмассивной чёрной дыры в ядре нашей Галактики и диаметр теней в ядрах некоторых ближайших галактик весьма велики, $\sim 5 \times 10^{-5} - 5 \times 10^{-7}$ с дуги, а это уже вполне доступно для космического интерферометра "Радиоастрон" и планируемого радиоинтерферометра "Миллиметрон". Например, угловой диаметр тени от горизонта событий сверхмассивной чёрной дыры в центре нашей Галактики ($M \simeq 4 \times 10^6 M_{\odot}$) составляет $\sim 5 \times 10^{-5}$ с дуги, а в случае галактики М87 с чёрной дырой с массой $6 \times 10^9 M_{\odot}$ угловой диаметр тени равен $\sim 4 \times 10^{-5}$ с дуги. Как отмечалось в разделе 4, есть надежда получить угловое разрешение порядка 10^{-5} с дуги даже с помощью стандартных методов наземной межконтинентальной радиоинтерферометрии на коротких ($\lambda < 1$ мм) волнах [66].

Диаметр и форма тени зависят от массы и углового момента вращения чёрной дыры [115]. Если масса сверхмассивной чёрной дыры известна из независимых наблюдений (например, измерена по движению соседних звёзд вблизи чёрной дыры), а её угловой момент независимо оценён (например, по форме профиля линии железа в спектре рентгеновского излучения), то, сравнивая наблюдаемые размеры и форму тени с вычисленными на основе известных значений массы и углового момента, можно получить окончательное количественное доказательство того, что в центре галактики находится чёрная дыра.

Высокое угловое разрешение позволит также изучить распределение яркости по аккреционному диску в ближайших окрестностях чёрной дыры и, кроме того, исследовать различные нестационарные процессы во внутренних частях аккреционного диска и в основании релятивистского джета. Согласно [117], режим доминирующей адвекции (ADAF) в аккреционном потоке подвержен тепловой неустойчивости. Если режим ADAF реализуется в центральных частях аккреционного диска, то могут формироваться уплотнения плазмы и горячие пятна вблизи горизонта событий чёрной дыры. Это приводит к переменности излучения на коротких временах, порядка нескольких десятков минут (в случае сверхмассивной чёрной дыры). Например, в ядре нашей Галактики наблюдается быстрая переменность инфракрасного и рентгеновского излучения от источника SgrA*

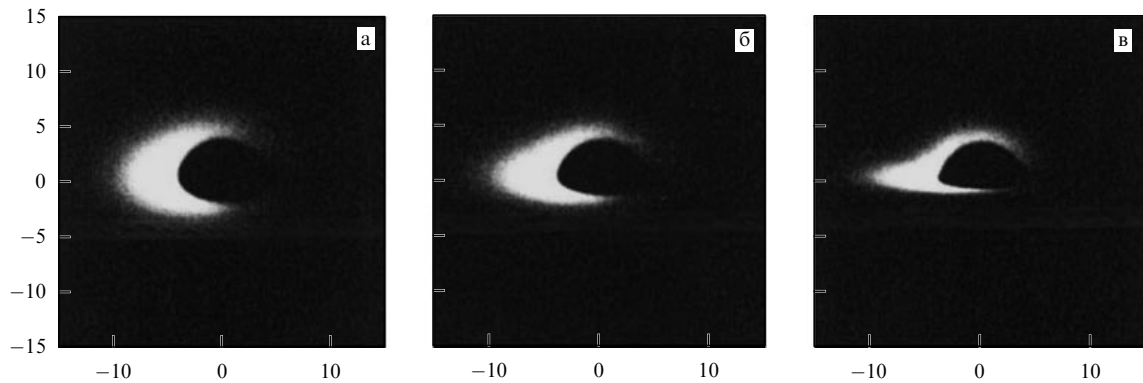


Рис. 12. Картина, которую "увидит" наблюдатель центра Галактики с помощью интерферометра с угловым разрешением $\sim 10^{-6}$ с на коротких радиоволнах при углах наклона плоскости диска к картинной плоскости $i = 60^\circ$ (а), 70° (б) и 80° (в). По осям отложены расстояния от центра чёрной дыры по склонению и прямому восхождению в долях шварцшильдовского радиуса чёрной дыры. Видны внутренняя часть яркого аккреционного диска и тень от сверхмассивной чёрной дыры. (Из работы [119].)

[118]. Можно надеяться, что изучение движения ярких пятен в самых близких к горизонту событий частях аккреционного диска позволит получить дополнительные ограничения на метрику пространства-времени вблизи чёрной дыры.

На рисунке 12 приведено изображение тени и ближайших окрестностей аккреционного диска для источника SgrA* в центре нашей Галактики, построенное по результатам теоретических расчётов [119]. В данном случае тень от чёрной дыры видна на ярком фоне аккреционного диска. Вкладом излучения релятивистского джета пренебрегается. Как известно (см. раздел 1), в центре нашей Галактики расположена чёрная дыра с массой $\sim 4 \times 10^6 M_\odot$. На рисунке 12 видны тень от чёрной дыры и сложное распределение яркости вблизи неё: левая часть аккреционного диска, в котором вещество, движущееся со скоростями, близкими к скорости света, приближается к наблюдателю, из-за действия релятивистских эффектов имеет большую яркость и более высокую температуру излучения. Светящийся "ореол" вокруг тени виден даже тогда, когда луч зрения почти лежит в плоскости аккреционного диска. Это связано с искривлением лучей света в сильном гравитационном поле чёрной дыры, в связи с чем становится видна даже задняя часть аккреционного диска. Кроме того, вблизи тени фотоны, испускаемые задней частью аккреционного диска, отклоняются в гравитационном поле чёрной дыры настолько сильно, что движутся по замкнутым траекториям.

Предполагаемая структура ближайших окрестностей чёрной дыры массой $6 \times 10^9 M_\odot$ в центре галактики M87 [116] изображена на рис. 11. Недавно были опубликованы результаты наблюдений центра галактики M87 методом межконтинентальной радиоинтерферометрии на длине волны 1,3 мм с угловым разрешением порядка 10^{-5} с дуги [120]. Измеренный диаметр светящейся области вокруг сверхмассивной чёрной дыры составляет $5,5 \pm 0,4$ шварцшильдовских радиусов. Авторы использовали две модели для оценки углового размера светящейся области вблизи чёрной дыры: распределение яркости по закону Гаусса, а также гауссово распределение яркости во внешних частях с сильно пониженной яркостью в центральных частях (что моделирует тёмную тень от центральной чёрной дыры). Оказалось, что обе модели позволяют хорошо описать данные радиоинтерферометри-

ческих наблюдений. Важно то, что модель с тенью от чёрной дыры не отвергается наблюдениями. Дальнейшее накопление наблюдательных данных в этой программе (которую авторы назвали Event Horizon Telescope — телескоп для наблюдений горизонтов событий чёрных дыр) позволит окончательно установить природу сверхмассивного компактного объекта в центре галактики M87.

Приливное разрушение звёзд при их близком прохождении около сверхмассивной чёрной дыры, предсказанное Рисом [121], также может приводить к формированию ярких переменных структур около горизонта событий. Как показано в работах [122, 123], при прохождении звезды в непосредственной близости от чёрной дыры с не очень большой массой ($M_{\text{ВН}} < 10^8 M_\odot$) последовательно происходят следующие события: приливная деформация звезды, её разрушение под действием приливных сил со стороны чёрной дыры, падение звёздного вещества на чёрную дыру, его захват с последующим образованием аккреционного диска и выделением гравитационной энергии. В случае чёрных дыр с очень большими массами ($M > 10^8 M_\odot$) разность сил притяжения со стороны чёрной дыры на переднюю и заднюю части звезды даже на горизонте событий недостаточно велика для разрушения звезды, поэтому приливного разрушения не происходит и звезда целиком проникает под горизонт событий (в сопутствующей системе отсчёта), не производя значительных наблюдаемых эффектов. Частота приливного разрушения звёзд вблизи сверхмассивных чёрных дыр в ядрах галактик оценивается как одна звезда за 10^4 лет на одну галактику [124]. Поскольку температура соответствующего транзитного аккреционного диска на расстоянии $3r_g$ от центра чёрной дыры составляет $\sim 3 \times 10^5$ К, основное выделение энергии в виде вспышки происходит в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах спектра. К настоящему времени такие транзитные явления в ядрах галактик, связанные с приливным разрушением звёзд, обнаружены в ядрах около десяти галактик [124–126]. Если звезда достаточно близко подходит к горизонту событий центральной сверхмассивной чёрной дыры, то форма вспышки в значительной степени определяется эффектами ОТО, что также даёт принципиальную возможность для тестирования метрики пространства-времени вблизи горизонта событий. Более того, поскольку дли-

тельность соответствующей вспышки относительно велика, порядка года, процесс разрушения звезды в гравитационном поле сверхмассивной чёрной дыры можно непосредственно наблюдать с помощью интерферометров с высоким угловым разрешением, таких как "Радиоастрон" и "Миллиметрон". Это также даёт принципиальную возможность тестировать метрику пространства-времени вблизи горизонта событий чёрной дыры. В данном случае падающая на сверхмассивную чёрную дыру звезда является пробным телом в гравитационном поле чёрной дыры, движение и разрушение которого определяются метрикой пространства-времени чёрной дыры.

Те звёзды вблизи сверхмассивной чёрной дыры, которые не испытали полного приливного разрушения, в результате огромных приливных возмущений со стороны чёрной дыры могут оказаться звёздами с резко пекулярными свойствами: быстрым осевым вращением, сильным перемешиванием и интенсивной потерей массы [127].

В настоящее время ведутся прямые наблюдения за газовым облаком, приближающимся к сверхмассивной чёрной дыре в центре нашей Галактики, происхождение которого может быть связано со вспышкой новой в центре Галактики, произошедшей в 2000 г. [128]. Прохождение этого облака в непосредственной близости от чёрной дыры должно привести к интересным наблюдательным проявлениям. Это облако было открыто в 2012 г. [129]. Масса облака G2 не превышает трёх масс Земли, эксцентриситет его орбиты равен $0,9664 \pm 0,0026$, расстояние от G2 до центральной сверхмассивной чёрной дыры (SgrA*) в периастре орбиты составляет 4400 ± 600 гравитационных радиусов, момент прохождения через периастр соответствует $2013,69 \pm 0,04$ году [130]. В работе [131] приведена кривая блеска в радиодиапазоне, соответствующая прохождению облака G2 вблизи сверхмассивной чёрной дыры в центре Галактики.

Наконец, нельзя не упомянуть и о возможности получения прямого доказательства существования чёрных дыр во Вселенной с помощью наблюдения гравитационно-волновых сигналов от слияния чёрных дыр в двойных системах [6, 132]. Наблюдения на лазерных гравитационно-волновых антеннах первого поколения [133] пока не привели к обнаружению гравитационно-волновых сигналов из космоса. Однако через несколько лет вступят в строй антенны второго поколения с чувствительностью выше на 1–2 порядка [6, 134]. Можно надеяться, что при этом будут открыты гравитационно-волновые всплески от сливающихся чёрных дыр в двойных системах. Поскольку к настоящему времени задача о слиянии двух чёрных дыр решена [132, 134] и построены соответствующие "кривые блеска" в гравитационно-волновом излучении при разных параметрах двойных чёрных дыр, сравнение теоретических "кривых блеска" с наблюдаемыми позволит изучить динамические характеристики пространства-времени при слиянии чёрных дыр и тем самым доказать реальное существование чёрных дыр, а также осуществить строгую и всестороннюю проверку ОТО в экстремально сильных гравитационных полях.

7. Заключение

После сорока лет наблюдательных исследований чёрных дыр у учёных остаётся всё меньше сомнений в реальном

существовании этих экстремальных объектов во Вселенной. Поэтому на протяжении двух последних десятилетий большинство исследователей уже используют термин "чёрная дыра" вместо более осторожного выражения "кандидат в чёрные дыры" в связи с тем, что весь комплекс наблюдательных данных по этим многочисленным массивным и чрезвычайно компактным объектам находится в великолепном согласии с предсказаниями ОТО для чёрных дыр.

Следует отметить два неожиданных наблюдательных факта из области демографии чёрных дыр, которые нуждаются в дальнейшем теоретическом анализе, — это необычное (плоское) распределение звёздных чёрных дыр по массам и очень быстрый темп роста сверхмассивных чёрных дыр (характерное время менее 1 млрд лет).

Благодаря запуску российского космического радиоинтерферометра "Радиоастрон", а также прогрессу в VLBI-наблюдениях (VLBI — Very-long-baseline interferometry) на коротких волнах (Event Horizon Telescope) появилась реальная возможность получать изображения теней от сверхмассивных чёрных дыр в центрах ближайших галактик и наблюдать процессы вблизи горизонтов событий чёрных дыр. Это позволяет надеяться на то, что в недалёком будущем будут получены окончательные доказательства существования чёрных дыр во Вселенной, что приведёт к прорыву в нашем понимании природы материи и пространства-времени.

Список литературы

1. Зельдович Я Б Докл. АН СССР **155** 67 (1964) [Zel'dovich Ya B Sov. Phys. Dokl. **9** 195 (1964)]
2. Salpeter E E *Astrophys. J.* **140** 796 (1964)
3. Gillessen S et al. *Astrophys. J.* **692** 1075 (2009)
4. Черепашук А М УФН **173** 345 (2003) [Cherepashchuk A M Phys. Usp. **46** 335 (2003)]
5. Новиков И Д, Фролов В П *Физика черных дыр* (М.: Наука, 1986) с. 88 [Novikov I D, Frolov V P *Physics of Black Holes* (Dordrecht: Kluwer Acad., 1989)]
6. Новиков И Д, Фролов В П УФН **171** 307 (2001) [Novikov I D, Frolov V P Phys. Usp. **44** 291 (2001)]
7. Логунов А А *Теория гравитационного поля* (М.: Наука, 2000)
8. Babak S V, Grishchuk L P *Int. J. Mod. Phys.* **12** 1905 (2003)
9. Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
10. Pringle J E, Rees M J *Astron. Astrophys.* **21** 1 (1972)
11. Novikov I D, Thorne K S, in *Black Holes* (Eds C DeWitt, B S DeWitt) (New York: Gordon and Breach, 1973) p. 343
12. Remillard R A, McClintock J E *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **44** 49 (2006)
13. McClintock J E, in *Short-Period Binary Stars: Observations, Analyses, and Results* (Eds E F Milone, D A Leahy, D W Hobill) (Berlin: Springer, 2008) p. 3
14. Черепашук А М УФН **181** 1097 (2011) [Cherepashchuk A M Phys. Usp. **54** 1061 (2011)]
15. Черепашук А М *Тесные двойные звезды Ч. I* (М.: Физматлит, 2012); *Тесные двойные звезды Ч. II* (М.: Физматлит, 2013)
16. Гусейнов О Х, Зельдович Я Б *Астрон. журн.* **43** 313 (1966) [Guseinov O Kh, Zel'dovich Ya B Sov. Astron. **10** 251 (1966)]
17. Cherepashchuk A M et al. *Inform. Bull. Variable Stars* (720) (1972)
18. Bahcall J N, Bahcall N A *Astrophys. J.* **178** L1 (1972)
19. 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)]
20. 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 (1974)]

21. Гончарский А В, Романов С Ю, Черепашук А М *Конечнопараметрические обратные задачи астрофизики* (М.: Изд-во МГУ, 1991) с. 61
22. Бисноватый-Коган Г С, Комберг Б В *Астрон. журн.* **51** 373 (1974) [Bisnovaty-Kogan G S, Komberg B V *Sov. Astron.* **18** 217 (1974)]
23. Kiziltan B et al. *Astrophys. J.* **778** 66 (2013); arXiv:1309.6635
24. Alpar M A et al. *Nature* **300** 728 (1982)
25. McClintock J E, Remillard R A, in *Compact Stellar X-ray Sources* (Eds W Lewin, M van der Klis) (Cambridge Astrophysics Series, No. 39) (Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2006) p. 157
26. Cherepashchuk A M *Space Sci. Rev.* **93** 473 (2000)
27. Orosz J A et al. *Nature* **449** 872 (2007)
28. Абубекеров М К, Антохина Э А, Богомазов А И, Черепашук А М *Астрон. журн.* **86** 260 (2009) [Abubekеров М К, Antokhina E A, Bogomazov A I, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **53** 232 (2009)]
29. Davis S W, Done C, Blaes O M *Astrophys. J.* **647** 525 (2006)
30. Liu J et al. *Astrophys. J.* **679** L37 (2008)
31. Liu J et al. *Astrophys. J.* **719** L109 (2010), Erratum
32. Gou L et al. *Astrophys. J.* **701** 1076 (2009)
33. Gou L et al. *Astrophys. J.* **742** 85 (2011)
34. Narayan R, McClintock J E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **419** L69 (2012)
35. Blandford R D, Znajek R L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **179** 433 (1977)
36. Зельдович Я Б, Новиков И Д *ДАН СССР* **158** 811 (1964) [Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Sov. Phys. Dokl.* **9** 834 (1965)]
37. Kormendy J, Ho L C *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **51** 511 (2013)
38. Moran J M, Greenhill L J, Herrnstein J R *J. Astrophys. Astron.* **20** 165 (1999)
39. Cherepashchuk A M, Lyutyi V M *Astrophys. Lett.* **13** 165 (1973)
40. Антохин И И, Бочкарев Н Г *Астрон. журн.* **60** 448 (1983) [Antokhin I I, Bochkarev N G *Sov. Astron.* **27** 261 (1983)]
41. Blandford R D, McKee C F *Astrophys. J.* **225** 419 (1982)
42. Gaskell C M, Sparke L S *Astrophys. J.* **305** 175 (1986)
43. Дибай Э А *Астрон. журн.* **61** 209 (1984) [Dibai E A *Sov. Astron.* **28** 123 (1984)]
44. Засов А В, Черепашук А М *Астрон. журн.* **90** 871 (2013) [Zasov A V, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **57** 797 (2013)]
45. Shen Y et al. *Astrophys. J.* **680** 169 (2008)
46. Volonteri M, Rees M J *Astrophys. J.* **650** 669 (2006)
47. Kelly B C et al. *Astrophys. J.* **719** 1315 (2010)
48. Natarajan P, Volonteri M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **422** 2051 (2012)
49. Begelman M C, Volonteri M, Rees M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **370** 289 (2006)
50. Fabian A C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **238** 729 (1989)
51. Laor A *Astrophys. J.* **376** 90 (1991)
52. Miniutti G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **398** 255 (2009)
53. Patrick A R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **411** 2353 (2011)
54. Patrick A R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **416** 2725 (2011)
55. Brenneman L W et al. *Astrophys. J.* **736** 103 (2011)
56. Thorne K S *Astrophys. J.* **191** 507 (1974)
57. Daly R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **414** 1253 (2011)
58. Blandford R D, Payne D G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **199** 883 (1982)
59. Gnedin Yu N, Silant'ev N A *Astrophys. Space Phys.* **10** 1 (1997)
60. Гнедин Ю Н, Силантьев Н А, Штернин П С *Письма в Астрон. журн.* **32** 42 (2006) [Gnedin Yu N, Silant'ev N A, Shternin P S *Astron. Lett.* **32** 39 (2006)]
61. Silant'ev N A et al. *Astron. Astrophys.* **507** 171 (2009)
62. Афанасьев В Л и др. *Письма в Астрон. журн.* **37** 333 (2011) [Afanasyev V L et al. *Astron. Lett.* **37** 302 (2011)]
63. Гнедин Ю Н и др. *Астрон. журн.* **89** 635 (2012) [Gnedin Yu N et al. *Astron. Rep.* **56** 573 (2012)]
64. Гнедин Ю Н *УФН* **183** 747 (2013) [Gnedin Yu N et al. *Phys. Usp.* **56** 709 (2013)]
65. Wilms J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **328** L27 (2001)
66. Doeleman S S et al. *Nature* **455** 78 (2008)
67. Ford H C et al. *Astrophys. J.* **435** L27 (1994)
68. Gebhardt K et al. *Astrophys. J.* **729** 119 (2011)
69. McHardy I M et al. *Nature* **444** 730 (2006)
70. Merloni A, Heinz S, di Matteo T *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **345** 1057 (2003)
71. Titarchuk L, Osherovich V *Astrophys. J.* **542** L111 (2000)
72. Abramowicz M A, Kluźniak W *Astron. Astrophys.* **374** L19 (2001)
73. Török G et al. *Astron. Astrophys.* **436** 1 (2005)
74. Kato Y *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **56** 931 (2004)
75. Gierliński M et al. *Nature* **455** 369 (2008)
76. Мартынов Д Я *УФН* **108** 701 (1972) [Martynov D Ya *Sov. Phys. Usp.* **15** 786 (1973)]
77. Черепашук А М *Астрон. журн.* **78** 145 (2001) [Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **45** 120 (2001)]
78. Черепашук А М *УФН* **172** 959 (2002) [Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **45** 896 (2002)]
79. Özel F et al. *Astrophys. J.* **725** 1918 (2010)
80. Постнов К А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **80** 1075 (2003) [Postnov K A, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **47** 989 (2003)]
81. Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 4690 (1999)
82. Hawking S W *Nature* **248** 30 (1974)
83. Long J C, Price J C *Comptes Rendus Physique* **4** 337 (2003)
84. Johannsen T, Psaltis D, McClintock J E *Astrophys. J.* **691** 997 (2009)
85. Постнов К А, Прохоров М Е *Астрон. журн.* **78** 1025 (2001) [Postnov K A, Prokhorov M E *Astron. Rep.* **45** 899 (2001)]
86. Fryer C L, Kalogera V *Astrophys. J.* **554** 548 (2001)
87. Belczynski K et al. *Astrophys. J.* **757** 91 (2012)
88. Тутуков А В, Черепашук А М *Астрон. журн.* **81** 43 (2004) [Tutukov A V, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **48** 39 (2004)]
89. Ghisellini G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **399** L24 (2009)
90. Черепашук А М и др. *Астрон. журн.* **87** 634 (2010) [Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **54** 578 (2010)]
91. 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)]
92. McLure R J, Dunlop J S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **331** 795 (2002)
93. Beifiori A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **419** 2497 (2012)
94. Decarli R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **402** 2453 (2010)
95. Ferrarese L et al. *Astrophys. J.* **644** L21 (2006)
96. Wehner E H, Harris W E *Astrophys. J.* **644** L17 (2006)
97. Leigh N, Böker T, Knigge C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **424** 2130 (2012)
98. Satyapal S et al. *Astrophys. J.* **704** 439 (2009)
99. Graham A W, Spitler L R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **397** 2148 (2009)
100. Neumayer N, Walcher C J *Adv. Astron.* **2012** 709038 (2012)
101. Graham A W *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **422** 1586 (2012)
102. 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)]
103. Ferrarese L *Astrophys. J.* **578** 90 (2002)
104. Di Matteo T et al. *Astrophys. J.* **593** 56 (2003)
105. Booth C M, Schaye J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **405** L1 (2010)
106. Baes M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **341** L44 (2003)
107. Засов А В, Петроченко Л Н, Черепашук А М *Астрон. журн.* **82** 407 (2005) [Zasov A V, Petrochenko L N, Cherepashchuk A M *Astron. Rep.* **49** 362 (2005)]
108. Baes M et al. *Astron. Astrophys.* **467** 991 (2007)
109. Xu B-X, Wu X-B, Zhao H-S *Astrophys. J.* **664** 198 (2007)
110. Fukue J *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **55** 155 (2003)
111. Takahashi R *Astrophys. J.* **611** 996 (2004)
112. Zakharov A F et al. *New Astron.* **10** 479 (2005)
113. Beckwith K, Done C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **359** 1217 (2005)
114. Huang L et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **379** 833 (2007)
115. Takahashi R, Watarai K *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **374** 1515 (2007)
116. Dexter J, McKinney J C, Agol E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **421** 1517 (2012)
117. Blandford R D, in *Lighthouses of the Universe: The Most Luminous Celestial Objects and Their Use for Cosmology: Proc. of the MPA/ESO/MPE/USM Joint Astronomy Conf., Garching, Germany, 6–10 August 2001* (Eds M Gilfanov, R Sunyaev, E Churazov) (Berlin: Springer-Verlag, 2002) p. 381
118. Genzel R et al. *Nature* **425** 934 (2003)
119. Watarai K-Y et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **57** 513 (2005)
120. Doeleman S S et al. *Science* **338** 355 (2012)
121. Rees M J *Science* **247** 817 (1990)

122. Khokhlov A, Novikov I D, Pethick C J *Astrophys. J.* **418** 181 (1993)
123. Ivanov P B, Novikov I D *Astrophys. J.* **549** 467 (2001)
124. Komossa S, Greiner J *Astron. Astrophys.* **349** L45 (1999)
125. Komossa S, in *Reviews in Modern Astronomy* Vol. 15 (Ed. R E Schielicke) (Berlin: Wiley-VCH, 2002) p. 27
126. Gezari S et al. *Nature* **485** 217 (2012)
127. Alexander T, Livio M *Astrophys. J.* **560** L143 (2001)
128. Meyer F, Meyer-Hofmeister E *Astron. Astrophys.* **546** L2 (2012)
129. Gillessen S et al. *Nature* **481** 51 (2012)
130. Gillessen S et al. *Astrophys. J.* **763** 78 (2013)
131. Sadowski A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **432** 478 (2013)
132. Thorne K, in *Ginzburg Conf. on Physics, May 28–June 2, 2012, Moscow, Russia. Abstracts* (Moscow: Lebedev Physics Institute, 2012) p. 33
133. Abbott B P et al. (The LIGO Scientific Collab., The Virgo Collab.) *Nature* **460** 990 (2009)
134. Pretorius F *Astrophys. Space Sci. Library* **359** 305 (2009)

Black holes in binary stellar systems and galactic nuclei

A.M. Cherepashchuk

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

In the last 40 years, after pioneering papers by Ya.B. Zeldovich and E.E. Salpeter in which a powerful energy release from nonspherical accretion of matter onto a black hole was predicted, a lot of observational studies of black holes in the Universe have been carried out. By the present time, masses of several dozens of stellar-mass black holes ($M_{\text{BH}} = (4-20) M_{\odot}$) in X-ray binary systems and of several hundreds of supermassive black holes ($M_{\text{BH}} = (10^6-10^{10}) M_{\odot}$) in galactic nuclei have been measured. Estimated radii of these massive and compact objects do not exceed several gravitational radii. For about ten stellar-mass black holes and several dozens supermassive black holes, the values of the dimensionless angular momentum a_* have been estimated, which, in agreement with theoretical predictions, do not exceed the limiting value $a_* = 0.998$. A new field of astrophysics, the black hole demography, which studies the birth and growth of black holes, as well as their evolutionary connection to other objects in the Universe — stars, galaxies, etc., is rapidly developing. In addition to supermassive black holes, massive stellar clusters are observed in galactic nuclei, and their evolution is distinct from that of supermassive black holes. Evolutionary relations between supermassive black holes in galactic nuclei and spheroidal stellar components (bulges) of galaxies, as well as with dark matter galactic haloes emerge. The launch into orbit of the space radio interferometer Radioastron opened up the real possibility to finally prove that numerous massive and highly compact objects with properties very similar to those of black holes are real black holes in the sense of A. Einstein's General Relativity. Similar proofs of the existence of black holes in the Universe can be obtained by intercontinental radio interferometry at short wavelengths $\lambda \lesssim 1$ mm (the international program "Event Horizon Telescope").

PACS numbers: 04.70.Bw, 97.60.Jd, **98.54. – h**

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404d.0387

Bibliography — 134 references

Received 9 October 2013

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **184** (4) 387–407 (2014)

Physics – Uspekhi **57** (4) (2014)