

# Поиски черных дыр.

А.М. Черепашук

ГАИШ

МГУ

## Аннотация

Свойства черных дыр, существование которых предсказывается общей теорией относительности (ОТО) А. Эйнштейна, столь необычны и экстремальны, что в их наличие во Вселенной верится с трудом. Вот уже на протяжении многих десятилетий среди ученых идут острые дискуссии на тему о том, существуют ли черные дыры.

В последние годы в решении этой важной проблемы наметился прорыв: открыто  $\sim 200$  массивных и чрезвычайно компактных объектов, свойства которых очень похожи на свойства черных дыр, предсказываемые ОТО. Замечательно то, что, все необходимые условия, накладываемые ОТО на наблюдательные проявления черных дыр, выполняются для всех известных  $\sim 200$  кандидатов в черные дыры. Более того, в течение ближайшего десятилетия планируются специальные космические и наземные эксперименты, которые позволят непосредственно наблюдать процессы вблизи горизонтов событий черных дыр. Это даст возможность получения достаточных наблюдательных критериев отбора черных дыр из найденных кандидатов, что позволит окончательно доказать существование черных дыр во Вселенной.

В статье изложены методы и результаты поиска черных дыр звездной массы и сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик.

## 1 Введение

История поиска черных дыр пока не завершена. Хотя следует подчеркнуть, что к настоящему времени проблема поиска черных дыр поставлена на прочный наблюдательный базис: открыто около 200 массивных и чрезвычайно компактных объектов, свойства которых очень похожи на свойства черных дыр.

Черной дырой (ч.д.) называется объект (точнее, область пространства-времени), для которого вторая космическая скорость равна скорости света в вакууме  $c = 300000$  км/с. Таким образом, гравитационное поле ч.д. столь сильно, что даже свет, самый быстрый в природе переносчик энергии, не может вырваться из ч.д. на световую бесконечность будущего.

Идея черной дыры возникла после открытия Иссааком Ньютоном в 1687 году закона всемирного тяготения. Примерно сто лет спустя Митчелл, в 1783 году высказал идею, что в природе должны существовать темные звезды, гравитационное поле которых столь сильно, что свет не может вырваться из них наружу. В 1798 году такая же идея была высказана Лапласом.

Черные дыры предсказываются Общей теорией относительности (ОТО) А. Эйнштейна. Характерный размер ч.д. определяется гравитационным (шварцшильдовским) радиусом:

$$r_g = \frac{2GM}{c^2},$$

где  $M$  – масса объекта,  $c$  – скорость света,  $G = 6.67 \cdot 10^{-8}$  дин. · см<sup>2</sup> · г<sup>-2</sup> – постоянная тяготения.

Величина гравитационного радиуса равна

$$r_g = \begin{cases} 9\text{мм для Земли} (M = 6 \cdot 10^{27}\text{г}) \\ 30\text{км для } M = 10M_{\odot} (2 \cdot 10^{34}\text{г}), \odot - \text{знак Солнца} \\ 40 \text{ астрономических единиц для } M = 2 \cdot 10^9 M_{\odot} (4 \cdot 10^{42}\text{г}) \end{cases}$$

(астрономическая единица – среднее расстояние от Солнца до Земли, равна  $1.5 \cdot 10^{13}$  см).

Таким образом, гравитационный радиус сверхмассивной ч.д. массой в два миллиарда солнечных масс в ядре галактики близок к радиусу Солнечной системы (расстояние от Солнца до Плутона равно 40 астрономическим единицам).

Физической границей ч.д. является горизонт событий, на котором с точки зрения далекого наблюдателя ход времени останавливается. Поэтому все события, происходящие под горизонтом событий, недоступны далекому наблюдателю.

Радиус горизонта событий равен гравитационному радиусу в случае невращающейся, Шварцшильдовской ч.д. В случае вращающейся ч.д. радиус горизонта событий меньше гравитационного радиуса. В этом случае горизонт событий помещен внутрь эргосферы ч.д., где существует вихревое гравитационное поле, поэтому все тела внутри эргосферы должны непрерывно двигаться, под влиянием этого вихревого гравитационного поля. Из эргосферы ч.д. можно извлекать энергию с огромной эффективностью, в десятки процентов от энергии покоя вещества.

Свойства ч.д. описаны, например, в монографии Новикова и Фролова [1], а также в недавнем обзоре [2]. Следует подчеркнуть, что горизонт событий ч.д. – это не какая-то твердая наблюдаемая поверхность. Он может быть устранен выбором подходящей системы отсчета. Например, для наблюдателя, свободно падающего на ч.д., горизонт событий отсутствует, и наблюдатель может проникнуть внутрь ч.д., увидеть центральную сингулярность, куда сжалась исходная материя и где, по-видимому, царят законы квантовой гравитации, однако передать наружу какую-либо информацию он не сможет. Уникальной особенностью горизонта событий и области внутри ч.д. является то, что они "воспринимают" информацию из будущего внешнего пространства-времени; в частности, движение горизонта событий в любой момент времени зависит не от того, что произошло с горизонтом в прошлом, а от того, что произойдет с ним в будущем [2].

Ввиду столь необычных свойств ч.д. вопрос о возможности их существования во Вселенной остро дискутируется вот уже несколько десятилетий. Существуют теории гравитации, в которых отвергается существование ч.д. Это делает проблему поиска ч.д. особенно интригующей и интересной.

Следует отметить также, что у "современных" ч.д., сформировавшихся в нынешнюю эпоху существования Вселенной, горизонт событий еще не успел сформироваться из-за релятивистского замедления хода времени вблизи его окрестностей. Поэтому "современные" ч.д. (с возрастaми от миллионов до миллиардов лет) формально имеют поверхности, чрезвычайно близкие к горизонту событий, которые с точки зрения далекого наблюдателя бесконечно долго приближаются к этому горизонту. Все процессы на них бесконечно растянуты во времени для внешнего наблюдателя и потому ненаблюдаемы. Для "современных" ч.д. часто используют термин коллапсирующие или застывшие объекты [3]; для астрономов это "практически" ч.д., имеющие "практически" горизонт событий. Важно также подчеркнуть, что уже в первые секунды после начала коллапса (сжатия) массивного тела с массой в несколько солнечных масс его поверхность очень близко подходит к горизонту событий, а затем, за бесконечно большое для внешнего наблюдателя время эта поверхность асимптотически приближается к горизонту событий (в сопутствующей системе отсчета, по часам падающего наблюдателя коллапсирующее массивное тело достигает центральной сингулярности за конечное время). Впервые термин "черная дыра" был введен Дж. Уилером в 1968 году.

Ответ на вопрос, существуют ли ч.д. во Вселенной должны дать астрономические наблюдения. Впервые на возможность астрономических наблюдений ч.д. было указано в работах Я.Б. Зельдовича [4] и Е.Е. Салпетера [5] в 1964 году, которые предсказали мощное энерговыделение при несферической аккреции (выпадении) вещества на ч.д. Теория дисковой аккреции вещества на нейтронные звезды (н.з.) и ч.д., развитая в работах [6-8], позволила быстро понять природу компактных рентгеновских источников, открытых со спутника *UHURU* [9], как аккрецирующих н.з. и ч.д. в двойных звездных системах. К настоящему времени открыты тысячи рентгеновских двойных систем в нашей и ближайших галактиках. Оптические исследования рентгеновских двойных систем [10-13] позволили развить надежные методы определения масс н.з. и ч.д. в тесных двойных системах [14]. Трехмерные газодинамические модели течения газа в тесных двойных системах прояснили механизмы формирования аккреционных дисков [15]. Модели адвекционно доминированных дисков вокруг ч.д., позволяющие объяснить аномально низкую светимость аккрецирующих ч.д. в ядрах нормальных галактик и маломассивных рентгеновских двойных системах, предложены в работах [16, 17]. Наряду с успехами в поисках ч.д. звездной массы в последние годы наметился прорыв в исследованиях сверхмассивных ч.д. в ядрах галактик. Хотя первыми кандидатами в сверхмассивные ч.д. были признаны квазары и ядра активных галактик [3, 5, 18, 19], наиболее убедительные свидетельства наличия сверхмассивных компактных объектов получены в последние годы при исследовании относительно "спокойных" ядер галактик (см., например, итоги недавнего симпозиума [20], а также обзор [21]).

В данной статье мы опишем новейшие данные по поискам ч.д. звездных масс и сверхмассивных ч.д. в ядрах галактик.

## 2 Методы поиска ч.д.

Известно три типа ч.д.:

1. Ч.д. звездной массы  $M = (3 - 50)M_{\odot}$ , образующиеся на поздних стадиях эволюции массивных звезд. В конце эволюции звезды формируется белый карлик радиусом порядка радиуса Земли ( $\sim 10000$  км) и плотностью  $\sim 1$  тонна в  $\text{см}^3$  (если масса прееволюционировавшего ядра звезды  $M_c \leq (1.2 - 1.4)M_{\odot}$ ), нейтронная звезда радиусом  $\sim 10$  км и плотностью вещества в сотни миллионов тонн в  $\text{см}^3$  (если  $M_c < 3M_{\odot}$ ), ч.д. (если  $M_c \geq 3M_{\odot}$ );

2. Сверхмассивные ч.д. в ядрах галактик ( $M = 10^6 - 10^9 M_{\odot}$ );

3. Первичные ч.д., сформировавшиеся из-за сильных деформаций метрики пространства-времени на ранних стадиях образования Вселенной. До нашей эпохи должны были дожить лишь первичные ч.д. с массой  $M > 10^{15}$  г (масса средней горы) ввиду действия механизма квантового испарения ч.д., предложенного С. Хоукингом. С наблюдательной точки зрения о первичных ч.д. пока известно очень мало (см., например, [2]).

В последнее время дискутируется вопрос о существовании ч.д. промежуточных масс  $M = (102 - 104)M_{\odot}$  как в околоядерных областях галактик, так и в центрах массивных шаровых звездных скоплений. В этом вопросе пока нет окончательной ясности. Реальные успехи сейчас – в поисках ч.д. звездных масс (найденно около двух десятков кандидатов) и сверхмассивных ч.д. в ядрах галактик ( $\sim 200$  кандидатов).

При поисках ч.д. решаются две задачи:

1. Поиск массивных ( $M > 3M_{\odot}$ ) компактных объектов – кандидатов в ч.д. (сейчас их известно около 200).

2. Поиск достаточных наблюдательных критериев того, что эти кандидаты в ч.д. являются реальными ч.д. (для этой цели планируются уникальные эксперименты: космический рентгеновский интерферометр, космический радиоинтерферометр Радиоастрон, гравитационно-волновые исследования и т.п.).

Астрономические наблюдения ч.д. возможны благодаря наличию "ореолов" из рентгеновского излучения вокруг них, возникающих при несферической аккреции вещества [4-8]. При аккреции вещества вблизи н.з. или ч.д. скорости движения достигают громадных значений, близких к скорости света. Столкновения потоков газа, их взаимное трение в окрестности ч.д. приводят к разогреву плазмы до температур в десятки и сотни миллионов градусов и мощному выделению энергии в виде излучения в рентгеновском диапазоне спектра. Земная атмосфера непрозрачна для рентгеновских лучей, поэтому наблюдения ч.д. в рентгеновском диапазоне стали возможны после вывода рентгеновских телескопов за пределы земной атмосферы и запуска на орбиту вокруг Земли специализированных рентгеновских обсерваторий.

Первый рентгеновский источник, расположенный за пределами солнечной системы, Скорпион X-1, был открыт в 1962 году с борта американской ракеты "Аэроб" в эксперименте, руководимом Риккардо Джиакони, который в 2002 году удостоен Нобелевской

премии за исследования в области рентгеновской астрономии. Рентгеновский источник Скорпион X-1 в дальнейшем был отождествлен с голубой звездой 13-й звездной величины. Таким образом, объект Скорпион X-1 оказался первым примером рентгеновской двойной системы, состоящей из оптической звезды типа Солнца и нейтронной звезды со слабым магнитным полем, находящейся в режиме аккреции вещества, поставляемого оптическим спутником. В дальнейшем были открыты рентгеновские двойные системы, содержащие кандидаты в ч.д., например, знаменитый объект Лебедь X-1 (см. рис.1).

Астрономические наблюдения ч.д. включают три этапа.

1. Измерения масс ч.д. из анализа движения "пробных тел" в их гравитационном поле (звезды, газовые облака, газовые диски). При этом, поскольку в большинстве случаев характерные расстояния много больше величин гравитационных радиусов, достаточно использовать закон тяготения Ньютона, поскольку гравитационное поле ч.д. на больших расстояниях близко к ньютоновскому.

2. Измерения радиусов ч.д.

Эта задача значительно более трудная, чем задача определения масс ч.д., ввиду очень малых размеров ч.д. и больших расстояний до них (более тысячи световых лет). Оценка радиусов ч.д. проводится косвенными методами: по быстрой рентгеновской переменности, по профилям рентгеновских линий излучения и т.п.

3. Поиск наблюдательных свидетельств наличия горизонта событий для кандидатов в ч.д.

Это наиболее трудная задача, она пока не решена, хотя и в этой части намечаются некоторые результаты. Главная специфика ч.д. – это наличие горизонта событий, а не твердой наблюдаемой поверхности. Окончательное открытие ч.д. произойдет после достоверного обнаружения у них горизонтов событий и эргосфер (в случае вращающихся ч.д.). Для решения этой важнейшей задачи, как уже отмечалось, планируются специальные космические и наземные эксперименты. Главными наблюдательными критериями аккрецирующей ч.д. звездной массы являются большая масса, мощное рентгеновское излучение при отсутствии феноменов рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера 1-го типа, характерных для аккрецирующих н.з., обладающих наблюдаемой поверхностью и быстрым вращением. При наличии сильного магнитного поля у н.з. ( $\sim 10^{12}$  Гс) вещество из внутренних частей аккреционного диска направляется магнитным полем на полюса н.з., сталкивается с поверхностью н.з. и разогревается до температур в десятки и сотни миллионов градусов, образуя горячие пятна. Поскольку ось вращения н.з. не совпадает с осью магнитного диполя, горячие рентгеновские пятна на ее поверхности то видны для наблюдателя, то экранируются телом нейтронной звезды (эффект маяка). Это приводит к явлению рентгеновского пульсара – строго периодической переменности рентгеновского излучения с периодом от долей секунды до минут (см. рис.2). Если магнитное поле н.з. относительно невелико (менее  $10^8$  Гаусс) вещество из внутренних частей аккреционного диска растекается по поверхности н.з., накапливается, и затем происходит ядерный взрыв накопленного вещества. Это приводит к

явлению рентгеновского барстера 1-го типа – коротким (длительностью в секунды) и мощным всплескам рентгеновского излучения (рентгеновский барстер 2-го типа связан с развитием неустойчивости в аккреционном диске; его легко отличить от рентгеновского барстера 1-го типа).

Таким образом, феномены рентгеновского пульсара и рентгеновского барстера 1-го типа – это явные признаки наблюдаемой поверхности у аккрецирующего релятивистского объекта. Признаком наблюдаемой поверхности у релятивистского объекта является также феномен радиопулсара, когда быстро вращающаяся н.з. с сильным магнитным полем находится в режиме эжекции – выброса релятивистских заряженных частиц. В этом случае наблюдаются короткие (длительностью от миллисекунд до секунд) и строго периодические импульсы радиоизлучения от н.з. В случае аккрецирующей ч.д., очевидно, ожидать феномена рентгеновского пульсара, радиопулсара или рентгеновского барстера 1-го типа не приходится. В этом случае можно ожидать лишь иррегулярной переменности рентгеновского излучения на временах  $\sim r_g/c \cong 10^{-3} - 10^{-4}$  сек. (см. рис. 2).

Поскольку и у некоторых н.з. могут отсутствовать феномены рентгеновского пульсара, радиопулсара или рентгеновского барстера 1-го типа, в случае ч.д. отсутствие этих феноменов является лишь необходимым, но не достаточным условием для достоверной идентификации компактного объекта с реальной ч.д.

Пока нет достаточных наблюдательных критериев отбора ч.д., но следует подчеркнуть, что все необходимые критерии, сформулированные на основе ОТО, выполняются для всех  $\sim 200$  известных кандидатов в ч.д. Поэтому в настоящее время астрономы (с некоторой натяжкой) называют кандидаты в ч.д. просто черными дырами.

Особо оговорим, какой смысл астрономы вкладывают в понятие "черная дыра". Хотя ч.д. "почти" открыты, окончательных доказательств их существования во Вселенной пока не получено (не доказано наблюдениями существование горизонтов событий и эргосфер у кандидатов в ч.д.). Тем не менее, астрономы, как уже отмечалось, с некоторой натяжкой, применяют термин "черная дыра" к тем массивным и компактным объектам, для которых все известные к настоящему времени наблюдательные проявления согласуются с предсказаниями ОТО для ч.д. При этом главные наблюдательные критерии для ч.д., как уже упоминалось, следующие:

а) ч.д. звездной массы, аккрецирующие объекты в рентгеновских двойных системах – большая ( $M > 3M_\odot$ ) масса, мощное (светимость  $L_x \cong 10^{36} - 10^{39}$  эрг/с) рентгеновское излучение при отсутствии феноменов рентгеновского пульсара и рентгеновского барстера 1-го типа, а также малый ( $r < (10 - 100)r_g$ ) радиус, оцениваемый, как правило, по быстрой иррегулярной переменности жесткого рентгеновского излучения на временах  $10^{-2} \div 10^{-3}$  с или по присутствию высокочастотных квазипериодических осцилляций рентгеновского излучения (QPO);

б) сверхмассивные ч.д. в ядрах галактик – большая масса ( $M \cong (10^6 - 10^9)M_\odot$ , большое отношение массы к светимости ( $M/L > 10 \div 1000$ ) для ядер спокойных галактик или

полная светимость, близкая к эддингтоновскому пределу для ядер активных галактик, а также малый радиус ( $r < (10 - 100)r_g$ ), оцениваемый по быстрой переменности, по профилям рентгеновских линий или с помощью прямых измерений размеров ядерной области методами высокого углового разрешения.

При поисках одиночных ч.д. звездной массы методом гравитационного микролинзирования главные критерии ч.д. – это большая ( $M > 3M_\odot$ ) масса и практически нулевая светимость, оцениваемая с помощью глубоких фотометрических обзоров на крупнейших телескопах, включая космический телескоп Хаббла.

### 3 Черные дыры звездной массы.

Ч.д. обнаруживаются в рентгеновских двойных системах двух типов (см. каталог [22]):

1. Квазистационарные рентгеновские двойные со спутниками – массивными горячими звездами спектральных классов О–В (системы CygX-1, LMC X-3, LMC X-1, SS433).
2. Транзиентные (вспыхивающие) рентгеновские двойные (рентгеновские новые) со спутниками – маломассивными холодными звездами спектральных классов А–М (системы A0620-00, GUMus и др.). Большинство ч.д. открыто в составе рентгеновских новых. Характерной особенностью типичной рентгеновской новой является наличие рентгеновских вспышек, когда рентгеновская светимость системы  $L_x$  быстро, за несколько суток, увеличивается от  $L_x < (10^{30} - 10^{33})$  эрг/с (спокойное состояние системы, которое может длиться несколько лет) до  $(10^{37} - 10^{39})$  эрг/с в максимуме и затем, чаще всего экспоненциально, спадает в течение нескольких месяцев к исходному уровню. Во время рентгеновской вспышки наблюдается вспышка оптической звезды и аккреционного диска, обусловленная прогревом их мощным рентгеновским излучением. Это позволяет надежно отождествить рентгеновский источник с оптической звездой (из-за громадного расстояния до рентгеновской двойной системы компоненты системы не видны раздельно). В спокойном состоянии системы рентгеновский прогрев мал, и в оптическом спектре двойной системы видны линии поглощения оптической звезды, а также мощные, широкие ( $\sim 10^3$  км/с) и часто двугорбые линии излучения водорода, гелия и других элементов, характерные для вращающегося аккреционного диска. Наличие аккреционного диска при практически нулевой рентгеновской светимости, а также природа рентгеновских вспышек составляют главную загадку рентгеновских новых. Обсуждение этих проблем см., например, в обзоре [21]. В спокойном состоянии рентгеновской новой можно по доплеровским смещениям линий поглощения, обусловленным орбитальным движением оптической звезды, построить ее кривую лучевых скоростей, то есть зависимость от времени проекции орбитальной скорости движения звезды на луч зрения земного наблюдателя. Кроме того, в спокойном состоянии наблюдается периодическая оптическая и инфракрасная переменность рентгеновской новой, обусловленная эффектом эллипсоидальности оптической звезды: оптическая звезда приливно деформирована в гравитационном поле ч.д. и имеет несферическую, грушевидную форму (см. рис.1).

Запуск первого американского специализированного рентгеновского спутника UNURU в 1971 году (руководитель Риккардо Джиакони) привел к открытию примерно 100 рентгеновских двойных систем. К настоящему времени, благодаря запуску на орбиту вокруг Земли ряда специализированных рентгеновских обсерваторий нового поколения (EINSTEIN, ROSAT, CINGA, ASCA, RXTE, XMM, МИР-КВАНТ, ГРАНАТ, ИНТЕГРАЛ), известно порядка тысячи рентгеновских двойных систем в нашей и ближайших галактиках. Весомый вклад в открытие и систематическое исследование рентгеновских двойных систем внесли советские и российские рентгеновские обсерватории МИР-КВАНТ и ГРАНАТ под руководством Р.А. Сюняева (см., например, [23, 24]). В октябре 2002 года российской ракетой-носителем "Протон" была запущена международная рентгеновская и гамма-обсерватория ИНТЕГРАЛ, на которой в настоящее время успешно проводятся, в том числе и российскими учеными, наблюдения черных дыр в жестком рентгеновском диапазоне, наиболее благоприятном для поиска ч.д. Научным руководителем с российской стороны является Р.А. Сюняев.

На рис.1 приведена математическая модель рентгеновской двойной системы, построенная на основе трехмерных газодинамических расчетов группы А.А. Боярчука [15]. Оптическая звезда приливно деформирована, имеет грушевидную форму и заполняет или почти заполняет свою критическую полость Роша – область, в которой гравитационное притяжение оптической звезды преобладает. Из оптической звезды истекает газовая струя, которая формирует вокруг ч.д. эллиптический аккреционный диск. Диск и струя образуют единую морфологию и взаимодействуют безударно. Во внутренних частях аккреционного диска вблизи ч.д., формируется мощное рентгеновское излучение. Как уже отмечалось, если в центре аккреционного диска расположена быстро вращающаяся нейтронная звезда, имеющая наблюдаемую твердую поверхность, формирующееся рентгеновское излучение может показывать феномен рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера 1-го типа. Если же в центре аккреционного диска располагается ч.д., формирующееся рентгеновское излучение должно показывать лишь иррегулярную переменность на временах  $\sim r_g/c \cong 10^{-3} - 10^{-4}$  секунды (см. рис.2).

На рис. 3а приведен спектр оптического излучения рентгеновской новой Nova Oph1997 в спокойном состоянии, полученный Филиппенко и др. [25]. Видны многочисленные линии поглощения металлов в спектре звезды спектрального класса К, по доплеровским смещениям которых строится кривая лучевых скоростей (см. рис. 3б). Полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической звезды составляет  $\sim 400$  км/с при точности измерения лучевых скоростей в 1-3 км/с, то есть надежность кривой лучевых скоростей очень высокая. Нужно только учесть при интерпретации этой кривой лучевых скоростей, что оптическая звезда не является материальной точкой, имеет значительные размеры, грушевидную форму и сложное распределение температуры по поверхности. К настоящему времени развит математический аппарат, позволяющий учитывать эти эффекты [21].

Оптические исследования рентгеновских двойных систем и измерения масс ч.д. про-



водились американскими, канадскими и английскими учеными (Charles, Cowley, Murdin, Hutchings, Mc Clintock, Remillard, Hynes, Martin, Casares, Orosz, Bailyn, Filippenko, Shahbaz, Greiner и др.), а также советскими и российскими исследователями (Павленко, Лютый, Соколов, Фабрика, Горанский, Курочкин, Шугаров и др.). На рис.1 приведена оптическая кривая блеска рентгеновской двойной системы Cyg X-1 – Кандидата №1 в черные дыры, полученная Лютым, Сюняевым и Черепашуком [12]. По амплитуде оптической переменности, обусловленной эффектом эллипсоидальности оптической звезды, удалось оценить угол наклона  $i$  плоскости орбиты системы к картинной плоскости и дать одну из первых оценок массы ч.д. в системе Cyg X-1. Метод оценки наклона орбиты  $i$  по оптической переменности рентгеновской двойной системы, обусловленной эффектом эллипсоидальности, в настоящее время широко применяется при определении масс ч.д. в двойных системах (см., например, [20]).

Методы определения масс ч.д. в рентгеновских двойных системах простые и очень надежные. По кривой лучевых скоростей, с использованием закона тяготения Ньютона, вычисляется некоторая комбинация из массы ч.д.  $m_{\text{ч.д.}}$ , оптической звезды  $m_{\text{опт.}}$  и наклона орбиты  $i$  (так называемая функция масс оптической звезды  $f_{\text{опт.}}(m)$ ):

$$f_{\text{опт.}}(m) = \frac{m_{\text{ч.д.}}^3 \sin^3 i}{(m_{\text{ч.д.}} + m_{\text{опт.}})^2} = 1.038 \cdot 10^{-7} K^3 P (1 - e^2)^{3/2},$$

где  $K$  – наблюдаемая полуамплитуда кривой лучевых скоростей (в км/с),  $P$  – наблюдаемый период двойной системы (в сутках),  $e$  – эксцентриситет орбиты (находится по отличию кривой лучевых скоростей от синусоиды). Функция масс оптической звезды  $f_{\text{опт.}}(m)$  имеет размерность массы и является абсолютным нижним пределом для массы ч.д.:  $m_{\text{ч.д.}} > f_{\text{опт.}}(m)$ . Из выражения для функции масс находится масса ч.д.:

$$m_{\text{ч.д.}} = f_{\text{опт.}}(m) \left(1 + \frac{1}{q}\right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^3 i}, \quad 0 < i \leq 90^\circ,$$

где  $q = \frac{m_{\text{ч.д.}}}{m_{\text{опт.}}}$  – отношение масс компонент, безразмерная величина. Таким образом, поскольку рентгеновская двойная система видна как точка и компоненты системы раздельно не видны, для определения массы ч.д., помимо кривой лучевых скоростей, нужно найти из дополнительных условий два параметра:  $q$  и  $i$ . Эти условия следующие:

1. Наблюдаемая оптическая кривая блеска:

$$l(t) = l(t, q, \mu, i),$$

где  $\mu$  – степень заполнения оптической звездой своей полости Роша.

2. Наблюдаемое вращательное доплеровское уширение линий в спектре оптической звезды  $v_{\text{rot}} \sin i$  (связанное с вращением звезды вокруг своей оси), которое определяет  $q$ :

$$v_{\text{rot}} \sin i = 0.462 K q^{-1/3} \left(1 + \frac{1}{q}\right)^{2/3}.$$

3. Если известно расстояние до системы, то оценивается радиус оптической звезды  $R_{\text{опт.}}$ , тогда имеем уравнение:

$$\sin i = \frac{0.38\mu}{R_{\text{опт.}}} \left( \frac{GP^2 f_{\text{опт.}}(m)}{4\pi^2} \right)^{1/3} \frac{1+q}{q^{1.208}}.$$

4. Если  $i$  близко к  $90^\circ$ , то наблюдаются затмения рентгеновского источника оптической звездой. Тогда длительность рентгеновского затмения  $D$  определяет уравнение:

$$D = D(q, \mu, i).$$

Описанный аппарат позволяет по спектральным и фотометрическим наблюдениям рентгеновских двойных систем надежно определять массы ч.д.

В табл. 1 приведены параметры 18 рентгеновских двойных систем, в которых измерены массы ч.д. Особо следует сказать об объекте SS433, который представляет собой массивную квазистационарную рентгеновскую двойную систему – микроквазар с прецессирующим аккреционным диском вокруг ч.д., находящимся в сверхкритическом режиме аккреции, когда его светимость превышает эддингтоновский предел, при котором сила давления радиации уравнивает гравитационное притяжение. Перпендикулярно аккреционному диску из его центральных частей вырываются два противоположно направленных коллимированных (угол расходимости  $\sim 1^\circ$ ) выброса вещества – джета, в которых скорость плазмы составляет 80000 км/с или более четверти скорости света. Природа объекта SS433 до сих пор остается загадочной, поэтому новые наблюдения этого уникального объекта представляются весьма перспективными. На рис. 4 приведены изображения области на небе, включающей объект SS433, в жестком рентгеновском диапазоне 25-50 кэВ и 50-100 кэВ, полученные с борта рентгеновской обсерватории ИНТЕГРАЛ [26]. В диапазоне 25-50 кэВ объект SS433 хорошо виден, также в этом диапазоне видно много рентгеновских двойных систем с аккрецирующими н.з. Однако в более жестком диапазоне 50-100 кэВ большинство рентгеновских двойных систем с н.з. исчезает, так как их спектры испытывают завал в диапазоне 50 кэВ, и остаются в основном аккрецирующие ч.д.: SS433, GRO1915+105 и др. Жесткие "хвосты" в рентгеновских спектрах аккрецирующих ч.д. были открыты в группе Р.А. Сюняева с борта российских рентгеновских обсерваторий МИР-КВАНТ и ГРАНАТ [23, 24]. Появление таких жестких "хвостов" связано с комптоновским рассеянием мягких фотонов на высокоэнергичных электронах, которые могут присутствовать в горячей короне аккреционного диска. Следует отметить, что, как было показано в группе Р.А. Сюняева, жесткие "хвосты" наблюдаются также у некоторых аккрецирующих н.з., например у рентгеновского барстера KS1731-260, поэтому указанное различие рентгеновских спектров аккрецирующих н.з. и ч.д. носит лишь статистический характер.

На рис. 5 приведена зависимость масс релятивистских объектов (н.з. и ч.д.) от масс спутников в двойных системах. Спутниками рентгеновских пульсаров, рентгеновских барстеров 1-го типа, а также ч.д. в двойных системах являются оптические звезды спектральных классов О-М. Спутники радиопулсаров – неактивные н.з., белые карлики, а

также массивные звезды спектрального класса  $\sim B$  (мы не рассматриваем здесь радиопульсары со спутниками-планетами). Массы радиопульсаров с высокой точностью определяются по релятивистским эффектам в их орбитальном движении. Из рис. 5 видно, что нет зависимости масс релятивистских объектов от масс спутников: и н.з., и ч.д. встречаются в двойных системах со спутниками как большой, так и малой массы. Как видно из табл. 1, орбитальные периоды рентгеновских двойных систем с ч.д. лежат в широких пределах – от 0.17 суток до 33.5 суток. В  $\sim 50\%$  случаев измеренная функция масс оптической звезды превышает  $3M_{\odot}$  – абсолютный верхний предел для массы н.з., предсказываемый ОТО. То есть в этих случаях можно сразу, без какой-либо интерпретации наблюдательных данных заключить, что масса релятивистского объекта превышает  $3M_{\odot}$  и он является кандидатом в ч.д.

Применение описанного выше математического аппарата позволяет из функции масс оптической звезды найти массы ч.д. и н.з. с их ошибками (см. табл. 1). Измеренные массы 19 н.з. лежат в пределах  $M_{\text{н.з.}} = (1-2)M_{\odot}$ , среднее значение массы н.з. составляет  $(1.35 \pm 0.15)M_{\odot}$ . Измеренные массы 18 ч.д. лежат в пределах  $M_{\text{ч.д.}} = (4-16)M_{\odot}$ , среднее значение массы ч.д. составляет  $8 - 10M_{\odot}$ .

По мере накопления сведений о массах релятивистских объектов (19 н.з. и 18 ч.д.) постепенно выкристаллизовывается замечательный результат: оказывается, что н.з. и ч.д. систематически различаются не только по массам, но и по наблюдательным проявлениям в полном согласии с ОТО Эйнштейна. Во всех случаях, когда надежно измерена масса радиопульсара, рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера 1-го типа, то есть объектов, показывающих явные признаки наблюдаемой поверхности, масса такого объекта (н.з.) не превышает  $3M_{\odot}$  в полном согласии с ОТО. В то же время, ни один из 18 изученных массивных ( $M > 3M_{\odot}$ ) рентгеновских источников в двойных системах (кандидатов в ч.д.) не является ни радиопульсаром, ни рентгеновским пульсаром, ни рентгеновским барстером 1-го типа. Таким образом, в полном согласии с предсказанием ОТО, массивные ( $M > 3M_{\odot}$ ) рентгеновские источники, кандидаты в ч.д., не показывают признаков наблюдаемых поверхностей. Большое число релятивистских объектов с измеренными массами (37) делает эти выводы весьма значимыми; они являются веским аргументом (но, разумеется, пока не окончательным доказательством) в пользу того, что изученные 18 кандидатов в ч.д. с измеренными массами являются реальными ч.д. в смысле ОТО.

Помимо описанных различий в наблюдательных проявлениях аккрецирующих н.з. и ч.д., связанных с наличием или отсутствием феноменов пульсара или барстера, существуют и более тонкие, спектральные различия (в диапазоне 1-10 кэВ), свидетельствующие о том, что н.з. имеют наблюдаемые поверхности, а ч.д. – нет (см. обзор [21]). В частности, в случае аккрецирующих н.з. при светимостях  $L_x$  более  $10^{37}$  эрг/с рентгеновский спектр состоит из двух компонент – мягкой (энергия  $kT=1.4-1.5$  кэВ) и жесткой ( $kT=2.3-2.5$  кэВ). Мягкая компонента представляет собой сумму локальных чернотельных излучений от оптически толстого аккреционного диска [6]. Жесткая компонента

рентгеновского излучения у аккрецирующих н.з., по-видимому, соответствует излучению поверхности н.з. или оптически толстого пограничного слоя на ее поверхности. Аккрецирующие ч.д. при  $L_x > 10^{37}$  эрг/с имеют, как и н.з., мягкую компоненту рентгеновского спектра от внутренних частей оптически толстого аккреционного диска. В то же время жесткая чернотельная компонента рентгеновского спектра, характерная для поверхности аккрецирующих н.з. при высоких светимостях  $L_x > 10^{37}$  эрг/с отсутствует в спектрах аккрецирующих ч.д. Такое фундаментальное различие между спектрами аккрецирующих н.з. и ч.д. в диапазоне 1-10 кэВ при высоких рентгеновских светимостях может рассматриваться как указание на отсутствие наблюдаемых твердых поверхностей у ч.д.

Намечается также различие в рентгеновских светимостях в спокойном состоянии у аккрецирующих н.з. и ч.д. в рентгеновских новых. Для систем, у которых маломассивные спутники являются звездами главной последовательности на диаграмме "Спектр-светимость" рентгеновские светимости аккрецирующих н.з. в спокойном состоянии составляют  $L_x^{\text{спок}} = 10^{32} \div 10^{33}$  эрг/с, для ч.д.  $L_x^{\text{спок}} < 10^{31} \div 10^{32}$  эрг/с. Таким образом, величины  $L_x^{\text{спок}}$  для ч.д. в среднем на 1-2 порядка меньше, чем для н.з. Относительно низкая рентгеновская светимость аккрецирующих ч.д. в спокойном состоянии по сравнению с н.з. качественно согласуется с предсказанием адвекционно-доминированной модели аккреционного диска [17], в которой это различие в  $L_x^{\text{спок}}$  для ч.д. и н.з. рассматривается как свидетельство наличия горизонта событий у наблюдаемых ч.д. В адвекционно-доминированной модели энергия, выделяемая в результате вязкой диссипации в диске, запасается в горячих массивных ионах, которые не успевают передать ее электронам и быстро уходят под горизонт событий. К сожалению, в данном случае имеются существенные количественные расхождения, не позволяющие однозначно судить о горизонте событий. Дело в том, что оптическая светимость аккреционных дисков вокруг н.з. и ч.д. в рентгеновских новых в спокойном состоянии составляет  $\sim 10^{32} \div 10^{33}$  эрг/с, то есть того же порядка, что и рентгеновская светимость аккрецирующих н.з. Между тем, оптическая светимость выделяется благодаря вязкой диссипации на расстоянии  $\sim 10^{10}$  см от центрального объекта, а рентгеновская – на расстоянии  $10^7$  см. Поскольку в случае аккрецирующей н.з. вся энергия, выделившаяся из-за диссипации в диске, излучается с ее поверхности или вблизи светового цилиндра (в случае ч.д. тепловая энергия массивных ионов быстро уходит под горизонт событий), рентгеновская светимость аккрецирующей н.з. в спокойном состоянии должна составлять  $10^{35} \div 10^{36}$  эрг/с, что не наблюдается. Возможно, низкая светимость ч.д. в спокойном состоянии связана с существованием диска-накопителя из газа в ламинарном режиме течения, когда вязкость мала, аккреции нет.

У трех рентгеновских двойных систем с ч.д. (ХТЕ J1118+480, SAX J1819.3-2525, XNSco1994) обнаружены признаки наличия взрывов сверхновых, в результате которых образовались ч.д. Например, в XNSco1994 наблюдается высокая пекулярная лучевая скорость центра масс двойной системы  $V_{pec} = (-114 \pm 19)$  км/с, а также в спектре

оптической звезды обнаружено повышенное обилие элементов O, Si, Mg, сформированных в ядерных реакциях с захватом  $\alpha$ -частиц в недрах массивных звезд. Это является свидетельством взрыва сверхновой в двойной системе, который привел к обогащению спутника – оптической звезды  $\alpha$ -элементами и к формированию высокой пекулярной скорости центра масс двойной системы.

В спектрах оптических звезд у ряда рентгеновских новых с ч.д. наблюдается усиленная линия лития  $LiI\lambda 6707.8\text{\AA}$ , что может свидетельствовать об обогащении литием атмосферы звезды при ее облучении высокоэнергичными частицами, ускоряемыми до релятивистских скоростей во внутренних частях аккреционного диска вокруг ч.д.

В системах GRS1915+105, SAX J1819.3-2525, GRO J1655-40 и 1E1740.7-2942 во время рентгеновских вспышек обнаружены релятивистские коллимированные выбросы – джеты со скоростями  $v \geq 0.92$  скорости света и видимыми сверхсветовыми движениями облаков плазмы (видимые сверхсветовые движения в картинной плоскости связаны с эффектами специальной теории относительности). Рентгеновские двойные системы с коллимированными релятивистскими джетами принято называть микроквазарами, поскольку они в миниатюре воспроизводят физические процессы в квазарах – очень активных ядрах галактик, где также наблюдаются релятивистские коллимированные джеты, длина которых может превышать размеры родительской галактики. К настоящему времени в Галактике насчитывается полтора десятка микроквazarов, изучение которых проливает свет на природу активности галактических ядер.

Интересные данные получены в последние годы о вращении ч.д. звездной массы. Аккреционные диски вокруг ч.д., вращающихся в том же направлении, что и аккреционный диск, проникают значительно ближе к ч.д., чем в случае невращающейся, шварцшильдовской ч.д., так как радиус последней устойчивой орбиты для вращающейся ч.д. меньше, чем для невращающейся (радиус последней устойчивой орбиты для невращающейся ч.д. равен  $3r_g$ ). Поэтому, ввиду большего энерговыделения при аккреции, светимость и температура тепловой компоненты рентгеновского излучения у вращающихся аккрецирующих ч.д. должны быть повышены. Это наблюдается у двух транзитных рентгеновских двойных систем с ч.д. – микроквazarов GRS1915+105 и GRO J1655-40, которые, по всей вероятности, содержат быстровращающиеся ч.д. (отметим, что именно в этих системах наблюдаются релятивистские коллимированные выбросы – джеты). В то же время, большинство ч.д. в рентгеновских новых, по-видимому, являются невращающимися.

Рассмотрим теперь наблюдательные ограничения на радиусы ч.д. звездной массы, которые следуют из анализа быстрой переменности рентгеновского излучения. Быстрые изменения рентгеновской светимости наблюдаются в так называемом низком состоянии рентгеновских двойных систем, когда рентгеновская светимость не превышает 10% от критической эддингтоновской светимости, а рентгеновский спектр жесткий и степенной (фотонный индекс  $L_N \sim 1.5 - 1.9$ ). Например, в системе Cyg X-1 в этой стадии наблюдается быстрая иррегулярная переменность интенсивности рентгеновского излучения на

временах  $\Delta t$  вплоть до  $10^{-3}$  сек. Тогда можно заключить, что характерные размеры области вблизи ч.д. излучающей в рентгеновской диапозоне, не превышают величины

$$r = c\Delta t \cong 300\text{км} \cong 10r_g.$$

Рентгеновская переменность двойной системы с ч.д. GRS1915+105 показывает широкий спектр квазипериодических (но не строго периодических) осцилляций (QPO). В частности, особый интерес представляет класс QPO с максимальной, сравнительно стабильной частотой 67Гц, которая наблюдалась много раз независимо от рентгеновской светимости этой двойной системы. Имеются основания предполагать, что эта максимальная частота 67Гц в QPO является функцией фундаментальных параметров аккрецирующей ч.д., главным образом, ее массы и момента вращения. Эта частота может быть связана с последней устойчивой орбитой в орбитальном движении отдельных уплотнений плазмы вблизи ч.д. В системе GRO J1655-40 частота QPO составляет 300Гц. В недавнем обзоре [27] приведены подробные данные о QPO в рентгеновских двойных системах с ч.д. Если высокочастотные QPO связаны с орбитальным движением отдельных уплотнений плазмы вблизи ч.д., то соответствующие расстояния составляют всего несколько гравитационных радиусов, что накладывает сильные эмпирические ограничения на радиусы ч.д. Информация о вращении ч.д. и о пространстве-времени вблизи горизонта событий может быть получена из анализа высокочастотных QPO в рентгеновском излучении аккрецирующей ч.д. Отметим, что орбитальные движения горячих пятен около аккрецирующей ч.д. и соответствующая рентгеновская переменность впервые были рассмотрены в работе Сюняева [28] в 1972. В этой работе показано, что существование горячих пятен на поверхности аккреционного диска может приводить к специфической квазипериодичной переменности рентгеновского излучения. Происхождение горячих пятен может быть связано с пересоединениями силовых линий магнитного поля и с турбулентностью. Время жизни пятна и характерное время его радиального движения к центральной ч.д. могут существенно превосходить период орбитального движения пятен. Это приводит к относительной стабильности пульсаций рентгеновского излучения. Как отмечено в [28], минимальный квазипериод пульсаций рентгеновского излучения от внутренних частей аккреционного диска с горячими пятнами в случае керровской ч.д., с максимальным удельным моментом вращения, в 8 раз меньше, чем для невращающейся, шварцшильдовской ч.д. той же массы. В работе [28] подчеркивается, что наблюдения быстрых квазипериодических флуктуаций рентгеновского излучения с квазипериодами  $10^{-4} \div 10^{-2}$  сек. позволят выяснить природу флуктуирующих рентгеновских источников, выявить ч.д. среди них и даже отличить шварц-шильдовскую ч.д. от керровской.

Высокочастотные QPO могут быть также связаны с сейсмическими колебаниями внутренних частей аккреционного диска в рамках ОТО или с релятивистским увлечением инерциальной системы координат около быстровращающихся ч.д. Обзор соответствующих моделей см. в [27]. Тот факт, что высокочастотные QPO у некоторых аккрецирующих ч.д. звездной массы имеют две моды с соотношением характерных частот

как 3:2, может служить серьезным основанием для рассмотрения таких моделей.

Таким образом, наличие высокочастотных квазипериодических осцилляций в рентгеновском излучении аккрецирующих ч.д. позволяет заключить, что радиусы ч.д. звездной массы не превышают нескольких гравитационных радиусов.

Рассмотрим теперь проблему демографии ч.д. звездной массы. Ввиду большого числа известных ч.д. с измеренными массами можно выполнять статистическое сравнение свойств ч.д. со свойствами других объектов, то есть выполнять демографические исследования ч.д. На рис. 6 приведено распределение масс н.з. и ч.д. в сравнении с распределениями масс  $M_{CO}^f$  углеродно-кислородных ядер в конце эволюции массивных звезд (звезд Вольфа-Райе). Случаи  $\alpha = 1$  и  $\alpha = 2$  соответствуют разным моделям истечения звезд Вольфа-Райе в виде звездного ветра. Видно, что распределение  $M_{CO}^f$  в диапазоне значений  $1 - 12M_{\odot}$  непрерывно. В то же время, распределение масс н.з. и ч.д., которые образуются в результате коллапса СО ядер массивных звезд, имеет два максимума (бимодально) с провалом в интервале  $2 - 4M_{\odot}$ . По какой-то глубокой причине в двойных системах не рождаются массивные н.з. с  $M > 2M_{\odot}$  и маломассивные ч.д. с  $M < 4M_{\odot}$ . Можно показать [21], что наличие такой "зоны избегания" для релятивистских объектов не связано с эффектами наблюдательной селекции. Если этот вывод в дальнейшем подтвердится на большем наблюдательном материале, он потребует применения новых идей в современных моделях поздних стадий эволюции массивных звезд или даже использования современных многомерных теорий гравитации [29].

## 4 Сверхмассивные черные дыры в ядрах галактик.

Галактики в большинстве случаев имеют в центральных частях компактные сгущения звезд и газа, которые принято называть ядрами. Обычно ядра хорошо наблюдаются в спиральных галактиках и трудно различимы в неправильных. Среди галактик выделяется сравнительно немногочисленная ( $\sim 1\%$  от общего числа) группа галактик с активными ядрами: сейфертовские галактики, радиогалактики, лацертиды и квазары. Квазары – самые мощные по стационарному излучению объекты во Вселенной. Их полная светимость, включая радио-, инфракрасный, оптический, рентгеновский и гамма-диапазоны, достигает  $10^{47} \div 10^{48}$  эрг/с, что на три порядка превышает светимость родительской галактики. В ядрах активных галактик происходят мощные, нестационарные процессы, они обладают переменностью оптического излучения на временах от нескольких суток до многих лет, в их спектрах наблюдаются мощные и часто широкие линии излучения водорода, гелия и других элементов. У многих ядер активных галактик наблюдаются сильно коллимированные выбросы вещества, движущегося с релятивистскими скоростями (джеты). Современная модель ядра галактики – это сверхмассивная ч.д., на которую идет аккреция вещества звезд и газа [16].

Методы определения масс ч.д. в ядрах галактик основаны на гипотезе о том, что движение газа или звезд вблизи ядра контролируется его гравитационным полем (Ди-

бай [30]). Как уже отмечалось, поскольку  $r > r_g$ , используется закон тяготения Ньютона. В этом случае между скоростями звезд или газовых облаков и их расстояниями  $r$  до ядра галактики должно существовать соотношение  $v^2 \sim r^{-1}$ . Отсюда получается оценка массы ч.д. в центре ядра М:

$$M = \frac{\eta v^2 r}{G},$$

где  $\eta = 1 - 3$  в зависимости от принятой кинематической модели движения тел вокруг ядра галактики (для круговых движений  $\eta = 1$ ).

С помощью современных наблюдательных средств (космический телескоп Хаббла, крупнейшие наземные телескопы с системами компенсации атмосферных искажений, межконтинентальные радиоинтерферометры и т.п.) во многих случаях удастся непосредственно увидеть движущийся газ (а в случае ядра нашей Галактики и отдельные звезды) вблизи ядра галактики. Поэтому масса ч.д. в ядре находится однозначно с помощью приведенной формулы.

Если не удастся увидеть и исследовать вращение газопылевого диска вокруг ядра галактики, применяют метод, основанный на статистическом изучении кинематики звезд в центральных частях галактики, которая определяется гравитационным воздействием ее ядра. Нарастание дисперсии скоростей звезд при приближении к центру галактики свидетельствует о наличии массивного тела в ядре; знание из спектральных наблюдений ядерной области закона нарастания дисперсии скоростей звезд позволяет оценить массу ч.д. в ядре галактики.

В активных ядрах галактик, где наблюдаются мощные и широкие линии излучения, массу ч.д. в ядре можно определить по формуле, приведенной выше. Скорости  $v$  газовых облаков вблизи ядра, формирующих широкую компоненту профиля линии излучения, оцениваются по доплеровской полуширине этой широкой компоненты линии. Расстояние  $r$  газовых облаков от центра ядра может быть оценено двумя способами: из фотоионизационной модели ядра [30, 31] путем сравнения наблюдаемого абсолютного распределения энергии в спектре ядра с теоретическим, или по времени запаздывания  $\Delta t$  быстрой переменности широкой компоненты линии излучения относительно переменности непрерывного спектра [32]  $r \approx c\Delta t$  (так называемый метод эхо-картирования). Эффект запаздывания переменности линий излучения относительно переменности непрерывного спектра в ядрах активных галактик был открыт Лютым и Черепашуком в 1973 году [32]. Как отмечено в [32], время запаздывания переменности линии относительно непрерывного спектра есть время пролета ионизирующей радиации от центра галактики до газовых облаков, излучающих в линии. Это позволяет дать модельно независимую оценку расстояния  $r$  и надежно оценить массу ядра активной галактики.

Исторически первым был придуман метод оценки ядра активной галактики, основанный на гипотезе о том, что болометрическая светимость ядра близка к эддингтоновскому пределу (Зельдович и Новиков [18]):

$$L_E = 1.3 \cdot 10^{38} \mu \frac{M}{M_\odot} \text{ эрг/с},$$



где  $\mu$  – число нуклонов на один электрон для аккрецирующей плазмы (для водородной плазмы  $\mu = 1$ , для гелиевой  $\mu = 2$ ),  $M$  – масса аккрецирующего ядра. Среди галактических ядер квазары имеют наибольшую светимость до  $10^{47} \div 10^{48}$  эрг/с. Поэтому оценка массы ядра по эддингтоновскому пределу наиболее уместна для квазаров. Из условия  $L_{\text{квазара}} < L_E$  получаются значения массы ядра  $M > 10^9 M_\odot$ .

Рассмотрим результаты определения масс ч.д. в ядрах галактик. Приведем примеры таких определений для некоторых галактических ядер. По эффекту запаздывания переменности линий излучения относительно переменности непрерывного спектра к настоящему времени измерены массы нескольких десятков ч.д. в ядрах активных галактик [21]. Точное значение расстояния  $r$  газовых облаков от ч.д. по наблюдаемому времени запаздывания получается из решения задачи об исследовании структуры области возбуждения и ионизации высокоскоростных газовых облаков под действием облучения их жестким излучением центрального источника. Центроид кросс-корреляционной функции  $\tau_{cent}$  между кривой изменения блеска ядра галактики в континууме и кривой изменения интенсивности эмиссионной линии в спектре ядра дает размер  $c\tau_{cent}$ , отражающий средневзвешенный по интенсивности излучения в линии радиус области формирования линии. Масса центральной ч.д. определяется по формуле:

$$M \approx (1.45 \cdot 10^5 M_\odot) \left( \frac{c\tau_{cent}}{\text{свет.день}} \right) v_{rms,3}^2,$$

где  $v_{rms,3} = v_{FWHM}(rms) \cdot 10^{-3}$  км/с. Здесь  $v_{FWHM}(rms)$  – наблюдаемая полная ширина по половинной интенсивности переменной части профиля линии излучения. Времена запаздывания  $\tau_{cent}$  для линии  $H\beta$  меняются для разных галактик от  $\sim 3$  до  $\sim 100$  суток, диапазон скоростей  $v_{rms}$  для разных галактик составляет 1200–10000 км/с. Массы ч.д. в ядрах активных галактик, определенные во времени запаздывания  $\tau_{cent}$  лежат в пределах  $\sim (0.1 - 40) \cdot 10^7 M_\odot$ . Важно подчеркнуть, что хотя ширины линий излучения различных ионов в спектрах ядер активных галактик различаются в несколько раз, соответствующие времена запаздывания  $\tau_{cent}$  антикоррелируют с ширинами линий так, что выполняется вириальное соотношение  $v \sim r^{-1/2}$ . Поэтому массы ч.д. определенные по эффекту запаздывания в линиях излучения различных ионов, в пределах ошибок совпадают. Это обосновывает надежность оценок масс ч.д. в ядрах активных галактик методом эхокартирования, по эффекту запаздывания.

В случае "нормальных" галактик (у которых оптические проявления ядра невелики по сравнению со звездной компонентой галактики) можно непосредственно наблюдать движущиеся звезды и газ вблизи ядра. Это дает возможность получить наиболее точные и модельно независимые оценки масс сверхмассивных ч.д.

С борта космического телескопа Хаббла с высоким угловым разрешением в несколько сотых секунды дуги в последние годы были открыты газопылевые диски радиусом в десятки и сотни парсек вокруг ядер многих галактик, вращающиеся по кеплеровскому закону (см. обзор [33] и ссылки в нем). Наблюдая распределение лучевых скоростей

$v_r$  путем исследования доплеровских смещений линий излучения по проекции околоядерного диска на картинную плоскость, убеждаются в кеплеровском законе вращения диска ( $v \sim r^{-1/2}$ ) и определяют наклонение  $i$  оси диска к лучу зрения. Тогда масса, заключенная внутри объема радиусом  $r$  оценивается однозначно по формуле

$$M(r) = \frac{rv_r^2}{G \sin^2 i}, \quad 0 < i \leq 90^\circ.$$

Возможность прямого наблюдения околоядерной области галактики позволяет также оценить отношение массы к светимости  $M(r)/L(r)$  ( $M$  и  $L$  – в солнечных единицах) и сравнить его с соответствующей величиной для внешних частей галактики ( $M/L \cong 1 \div 10$ ). Большое значение  $M(r)/L(r)$  для ядерной области галактики свидетельствует об избытке темной тяготеющей массы, что может служить дополнительным аргументом в пользу гипотезы ч.д. в центре галактики.

Первой галактикой, околоядерный газопылевой диск которой использовался для определения массы центральной ч.д. была галактика М87 с ярким и протяженным джетом. Форд и др. [34] открыли дискообразную спиральную газопылевую структуру, окружающую ядро М87. Радиус этой структуры  $\sim 1''$ , что при расстоянии до М87 в 15 Мегаларсек соответствует 73 парсекам. Была построена детальная кривая вращения для этого диска, которая для внутренних частей диска хорошо описывается кеплеровским законом [33]. Это говорит о том, что основная тяготеющая масса, которая управляет вращением диска, сосредоточена в центре диска, то есть в центре галактики. Угол наклона оси диска к лучу зрения составляет  $i = 47^\circ \div 65^\circ$ , релятивистский джет перпендикулярен плоскости диска. Масса центральной ч.д. для  $i = 52^\circ$  равна  $(3.2 \pm 0.9) \cdot 10^9 M_\odot$ , отношение массы к светимости  $M/L > 110$ , что говорит о значительном избытке темной тяготеющей массы по сравнению со звездной компонентой в галактике. Если бы центральная масса была обусловлена не ч.д., а плотным скоплением обычных звезд, то ядро галактики М87 светило бы в десятки раз ярче, чем то, что наблюдается. Оцененная средняя плотность темного вещества в ядре М87 составляет  $\sim 10^7 M_\odot/\text{пк}^3$  (плотность звезд во внешних частях галактики составляет  $\sim 0.5 M_\odot/\text{пк}^3$ , в наиболее плотных звездных скоплениях  $\sim 10^5 M_\odot/\text{пк}^3$ ). Все эти данные позволяют с большими основаниями предполагать, что в ядре галактики М87 находится сверхмассивная ч.д. массой в три миллиарда солнечных масс, аккреция вещества на которую ответственна за многочисленные виды активности М87, в том числе, за формирование релятивистского джета. Исследование околоядерного газопылевого диска в галактике NGC4261 показало, что масса ч.д. в ядре этой галактики равна  $(4.9 \pm 1)10^8 M_\odot$ , а отношение массы к светимости исключительно велико:  $M/L \cong 2 \cdot 10^3$ . Оцененная таким же методом масса ч.д. в ядре галактики М84, которая подобна галактике М87 по светимости, составляет  $1.5 \cdot 10^9 M_\odot$ ; масса ч.д. в ядре галактики NGC7052 равна  $3 \cdot 10^8 M_\odot$ , а масса ч.д. в ядре галактики NGC3245 составляет  $(2.1 \pm 0.5) \cdot 10^8 M_\odot$ . К настоящему времени число определений масс сверхмассивных ч.д., основанных на исследовании кинематики газа и звезд вблизи ядра галактики, составляет много десятков (см., например, обзор [21]). В

табл.2 приведена часть результатов по определению масс ч.д. в ядрах галактик.

Выдающиеся результаты по измерению масс ч.д. в ядрах галактик были получены в последние годы при изучении компактных мазерных источников в околоядерных молекулярных дисках методом межконтинентальной радиоастрономии (см. обзор Морана и др. [35] и ссылки в нем). В данном случае при наблюдениях компактных мазерных источников линии водяного пара на длине волны 1.35 см., которые распределены во внутренних частях околоядерного молекулярного диска, удалось достичь беспрецедентного углового разрешения в 200 микросекунд дуги и спектрального разрешения лучше 0.1 км/с. Наблюдения ядра галактики NGC4258 выявили 17 компактных мазерных источников, излучающих чрезвычайно узкие линии водяного пара, которые расположены в дискообразной оболочке радиусом  $\sim 10^{17}$  см, видимой почти с ребра. Распределение скоростей мазерных источников кеплеровское: на внутренней части диска радиусом 0.14 парсека, скорость вращения  $v = 1100$  км/с, на внешней ( $r = 0.28$  парсека)  $v = 770$  км/с. Внутренний орбитальный период составляет 800 лет, внешний – 2200 лет. Наклонение оси диска к лучу зрения  $i = 89^\circ$ . Масса центральной ч.д. равна  $3.9 \cdot 10^7 M_\odot$ . Хотя внутренняя часть диска вращается с периодом 800 лет, огромная точность измерения положения мазерных источников позволила измерить их угловое перемещение на картинной плоскости за несколько лет наблюдений. Это дало возможность независимо определить расстояние до ядра галактики NGC4258 с точностью 4%:  $d = (7.2 \pm 0.3)$  Мпк [35]. К настоящему времени этим методом измерены массы около десятка ядер галактик (см. обзоры [35, 21] и ссылки в них).

## 5 Сверхмассивная черная дыра в ядре нашей Галактики.

Наиболее убедительные свидетельства наличия сверхмассивной ч.д. получены в последние годы при изучении движения индивидуальных звезд в ближайших окрестностях источника SgrA\* – центра нашей Галактики.

С начала 90-х годов прошлого века началось изучение перемещений отдельных звезд в картинной плоскости вблизи центра нашей Галактики [36]. Наблюдения ведутся в инфракрасном диапазоне с использованием специальных систем компенсации атмосферных искажений изображения (центр Галактики скрыт от земного наблюдателя в оптическом диапазоне спектра толстым слоем газа и пыли). Оказалось, что звезды вблизи центра Галактики заметно перемещаются, причем скорости их движения нарастают с приближением к центру Галактики. Дисперсия скоростей собственных движений 90 звезд как функция их расстояния до центра Галактики прекрасно согласуется с дисперсией лучевых скоростей этих звезд, измеренной спектральным методом. Это доказывает, что распределение скоростей звезд вблизи центра Галактики изотропно. Сравнение наблюдаемого распределения дисперсии скоростей звезд вблизи центра Галактики с теоретическим позволило дать оценку массы ч.д. в центре Галактики  $M = 2.6 \cdot 10^6 M_\odot$

[36]. Некоторые наиболее близкие к ядру звезды (в пределах 0.01 пк) движутся со скоростями, превышающими 1000 км/с. Затем было показано, что траектории звезд, движущихся вблизи центра Галактики, криволинейные, то есть были измерены ускорения движения звезд, которые оказались близкими к тем, что испытывает Земля при ее движении вокруг Солнца:  $a = 0.3 - 0.6$  см/сек<sup>2</sup>. Масса центральной ч.д., независимо определенная по ускорениям звезд,

$$M = \frac{a_{2D} r_{2D}^2}{G \cos^3 \theta},$$

оказалось равной  $3 \cdot 10^6 M_\odot$  (здесь  $a_{2D}$  и  $r_{2D}$  – наблюдаемые проекции ускорения и радиуса-вектора звезды на картинную плоскость,  $\theta$  – угол между радиус-вектором и картинной плоскостью).

Недавно Шедель и др. [37] построили орбиту одной из ближайших к центру Галактики звезд (SO2) (см. рис.7). Орбитальный период звезды SO2 составляет 15.2 года, эксцентриситет орбиты 0.87, большая полуось орбиты  $4.62 \cdot 10^{-3}$  пк ( $\sim 20000 r_g$ ), масса ч.д., измеренная по третьему закону Кеплера, равна  $(3.7 \pm 1) \cdot 10^6 M_\odot$ . Плотность темного гравитирующего вещества в измеренной области достигает  $10^{17} M/\text{пк}^3$ . При такой высокой плотности характерное динамическое время распада предполагаемого скопления отдельных темных тел в ядре Галактики (из-за коллективных взаимодействий) составляет  $\sim 10^5$  лет, в то время как возраст Галактики составляет  $10^{10}$  лет. Это является сильным аргументом в пользу того, что массивный, компактный объект в центре Галактики является единым темным телом, а не скоплением отдельных темных объектов малой массы.

Наконец, совсем недавно [38] были измерены орбиты восьми отдельных звезд вблизи центра Галактики SO-16, SO-19, SO-20, SO-1, SO-2, SO-3, SO-4, SO-5. Масса ч.д. в ядре Галактики равна  $(4 \pm 0.3) \cdot 10^6 M_\odot$ , положение ч.д. в пределах  $\pm 10^{-3}$  секунды дуги совпадает с динамическим центром Галактики, собственное движение ч.д.  $\sim (0.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$  секунды дуги в год, то есть в пределах ошибок равно нулю. Эти результаты сильно подкрепляют идею группы Гуревича [39] о формировании сверхмассивных ч.д. в ядрах галактик в результате "сваливания" барионного вещества галактики в потенциальную яму, образованную в центре галактического гало, состоящего из скрытой материи. Наименьшее расстояние от ч.д. в периастре орбиты звезды SO-16 составляет 90 астрономических единиц или  $1700 r_g$ .

## 6 Наблюдательные ограничения на радиусы ч.д. в ядрах галактик.

Рассмотрим теперь наблюдательные ограничения на радиус ч.д. в центре нашей Галактики и других галактик. Со спутника CHANDRA, получившего рентгеновское изображение с разрешением  $0''.5$ , открыта переменность рентгеновского излучения центра Галактики. Рентгеновская светимость меняется в течение года от  $2 \cdot 10^{33}$  до  $10^{35}$  эрг/с,

при этом наблюдается быстрая (на временах  $t_{min} \leq 10$  мин. в 5 раз) переменность ядра Галактики [40]. В этом случае радиус области, излучающей в рентгеновском диапазоне  $r \leq t_{min}$  составляет  $20r_g$ , что является сильным ограничением на радиус сверхмассивной ч.д. Недавно Гез и др. [41] на 10-метровом телескопе Кека обнаружили переменность в 2 раза за 40 минут инфракрасного излучения от центра Галактики. Тогда размеры области, излучающей в инфракрасном диапазоне, не превышают  $80r_g$ , инфракрасная светимость центра Галактики в диапазоне 3.8 микрон составляет  $\sim 10^{34}$  эрг/с. Переменный инфракрасный источник в пределах  $6 \cdot 10^{-3}$  секунды дуги совпадает с центром Галактики и неподвижен (его скорость  $v < 300$  км/с). В то же время звезды вблизи центра Галактики имеют постоянный блеск и движутся вокруг центра со скоростями в тысячи км/с.

Таким образом, наблюдения показывают, что в центре нашей Галактики находится массивный компактный объект массой  $4 \cdot 10^6 M_\odot$  и радиусом менее 20 гравитационных радиусов. По всем характеристикам – это сверхмассивная ч.д.

Прямые измерения радиуса сверхмассивной ч.д. в центре Галактики (а также ч.д. в центрах ближайших галактик) станут возможны после запуска космических интерферометров: рентгеновского интерферометра с разрешением  $10^{-7}$  секунды дуги [42] и интерферометра Радиоастрон с разрешением  $10^{-6}$  секунды дуги в радиодиапазоне. Угловые размеры сверхмассивных ч.д. в центре нашей Галактики и галактики Андромеды (M31) составляют  $\sim 7 \cdot 10^{-6}$  и  $3 \cdot 10^{-6}$  секунды дуги соответственно. Поэтому с запуском этих интерферометров можно будет не только измерить радиусы сверхмассивных ч.д., но и наблюдать физические процессы, связанные с движением плазмы вблизи горизонта событий ч.д. или, по крайней мере, вблизи радиуса последней устойчивой орбиты. Можно надеяться, что подобные эксперименты позволят получить достаточные критерии отбора ч.д. и окончательно доказать существование ч.д. во Вселенной. С помощью современных методов межконтинентальной радиоинтерферометрии в миллиметровом диапазоне удалось изучить процесс формирования джета во внутренних частях ядра галактики M87 и дать прямое ограничение на радиус сверхмассивной ч.д.:  $r < 30 - 100$  гравитационных радиусов [43].

Сильные ограничения на радиус ч.д. дают наблюдения профиля эмиссионной рентгеновской  $K_\alpha$  линии железа на энергии  $\sim 6.4$  кэВ в спектрах ядер активных галактик, выполняемые с бортов рентгеновских обсерваторий ASCA, CHANDRA, XMM с высоким спектральным разрешением [44]. Эта линия возникает в результате флуоресценции, возбуждаемой рентгеновским континуумом во внутренних очень плотных ( $n \sim 10^{15}$  см $^{-3}$ ) не полностью ионизованных частях аккреционного диска. Релятивистские эффекты вблизи горизонта событий центральной ч.д. обуславливают красное смещение линии, специфическую асимметрию профиля линия и ее огромную ширину (до  $\sim 100000$  км/с). Это дает возможность получить ограничения на радиус сверхмассивной ч.д. в ядре галактики. Например, в случае ядра галактики MCG-6-30-15, как следует из анализа широкой компоненты профиля рентгеновской линии  $Fe \overline{XXV}$ , внутренний край аккре-

ционного диска расположен на расстоянии менее  $3r_g$  от центральной сверхмассивной ч.д., то есть получены указания на то, что эта ч.д. является вращающейся [44] (см. рис.8).

## 7 Демография сверхмассивных черных дыр.

Число сверхмассивных ч.д. с измеренными массами в настоящее время приближается к 200. У многих из них оценены радиусы:  $r < (10 - 100)r_g$ . Поэтому сейчас активно развивается новая область астрофизики – демография ч.д. Перечислим кратко основные результаты в этой области.

1. Существует корреляция между массой сверхмассивной ч.д. в ядре галактики и массой балджа галактики – сферического сгущения старых маломассивных звезд вблизи ядра с большой дисперсией скоростей. Корреляция почти линейная и показывает, что масса центральной сверхмассивной ч.д. составляет  $\sim 0.1\%$  от массы балджа [45]:

$$M_{\text{ч.д.}} = 0.0012 M_{\text{балдж}}^{0.95 \pm 0.05}.$$

В то же время, массы сверхмассивных ч.д. не коррелируют со светимостью галактических дисков, возраст которых значительно меньше, чем возраст балджей.

2. Масса сверхмассивной ч.д. коррелирует со средневзвешенной по светимости дисперсией скоростей  $\sigma_{\text{эфф}}$  звезд, населяющих балдж внутри его эффективного объема: с увеличением  $\sigma_{\text{эфф}}$  масса ч.д. возрастает [46]:

$$M_{\text{ч.д.}} \sim \sigma_{\text{балдж}}^4.$$

3. Масса сверхмассивной ч.д. коррелирует с линейной скоростью вращения галактики в области ее постоянного значения. Это имеет место как для спиральных, так и эллиптических галактик [47]. Поскольку линейная скорость вращения галактики на больших расстояниях от ее центра обусловлена главным образом влиянием гравитационного притяжения гало галактики, состоящего из скрытой материи, авторы [47] приходят к выводу о том, что масса центральной сверхмассивной ч.д. коррелирует с массой галактического гало:

$$M_{\text{ч.д.}} \sim M_{\text{гало}}^{1.27}.$$

Этот результат является важным свидетельством в пользу модели группы Гуревича [39] образования центральной сверхмассивной ч.д. в результате "сваливания" барионной компоненты материи в потенциальную яму ("касп"), сформированную в центре гало.

## 8 Заключение.

Мы описали современное состояние проблемы поиска как ч.д. звездной массы, так и сверхмассивных ч.д. в ядрах галактик. Мы не касались проблемы поиска первичных

ч.д. ввиду скудности имеющихся наблюдательных данных и неоднозначности их интерпретации. Первичные ч.д. могут существовать среди одиночных ч.д. звездной массы. Интересно отметить, что к настоящему времени измерены массы двух одиночных ч.д. по эффектам гравитационного микролинзирования [48]:  $m_{\text{ч.д.}} \cong 6M_{\odot}$  (длительность стадии усиления блеска далекой звезды фона передним объектом – гравитационной линзой, пропорциональна корню квадратному из массы гравитационной линзы). Не рассматривали мы также проблему поиска ч.д. промежуточных масс ( $m_{\text{ч.д.}} = 10^2 \div 10^4 M_{\odot}$ ), поскольку в этой области пока не получено убедительных результатов. Обзор по ч.д. промежуточных масс как в галактиках, так и в шаровых скоплениях опубликован в [49].

Важно, что в настоящее время решение проблемы поиска ч.д. поставлено на прочный наблюдательный базис, и число открытых ч.д. постоянно растет, достигая к настоящему времени 200. Особо подчеркнем: из наблюдений следует, что все необходимые условия, накладываемые на наблюдательные проявления ч.д. общей теорией относительности Эйнштейна, выполняются. Это сильно укрепляет нашу уверенность в реальном существовании ч.д. во Вселенной. С учетом наблюдаемого числа ч.д. звездной массы ( $\sim 20$ ) и принимая во внимание эффекты наблюдательной селекции, можно оценить полное число звездных ч.д. в Галактике как  $\sim 10^7$ . Таким образом,  $\sim 10^8 M_{\odot}$  сосредоточено в Галактике в виде ч.д., что составляет 0.1% от массы барионного вещества в нашей Галактике. 0.1% – это немалая величина, поэтому можно говорить о новом состоянии материи в Галактике – сколлапсировавшем состоянии, наряду с такими агрегатными состояниями, как твердое, жидкое, газообразное, плазменное и т.п.

Главная задача, которую предстоит решить в ближайшее десятилетие – поиск достаточных критериев того, что найденные кандидаты в ч.д. являются реальными ч.д. Перечислим кратко возможные эксперименты, которые, как можно надеяться, позволят решить эту принципиально важную проблему.

1. Использование космических интерферометров с угловым разрешением  $\sim 10^{-6}$  –  $10^{-7}$  секунды и прямые наблюдения процессов аккреции вещества вблизи горизонта событий сверхмассивных ч.д. в ядрах нашей и ближайших галактик.

2. Поиск и исследование гравитационно-волновых всплесков от слияния ч.д. в двойных системах с помощью лазерных гравитационно-волновых интерферометрических антенн (LIGO; VIRGO, LISA и др.).

3. Обнаружение и изучение движения радиопульсаров в двойных системах с ч.д. (ожидается один пульсар в паре с ч.д. на  $\sim 1000$  пульсаров, сейчас известно уже около 1500 пульсаров, и открытие радиопульсара в паре с ч.д., надо полагать, уже не за горами).

4. Детальные исследования спектров, интенсивности, поляризации и переменности рентгеновского и гамма-излучения от аккрецирующих ч.д. с помощью орбитальных обсерваторий нового поколения.

8. Наблюдения и интерпретация эффектов гравитационного микролинзирования ядер галактик звездами более близких галактик – гравитационных линз. Разрешение это-

го метода достигает  $10^{-6}$  секунды дуги, что позволит изучать структуру ближайших окрестностей сверхмассивных ч.д. в ядрах галактик.

Интересно отметить, что наблюдения эффектов гравитационного микролинзирования для объектов гало нашей Галактики, в принципе, позволяют отличить ч.д. от пространственно-временного тоннеля ("кратовой норы" – компактного объекта из материи с отрицательным давлением, без горизонта событий) [50].

9. Рутинное накопление сведений о массах ч.д. и н.з., статистическое сравнение различий в наблюдательных проявлениях аккрецирующих н.з. и ч.д.



ТАБЛИЦА 1. Параметры двойных систем с черными дырами.

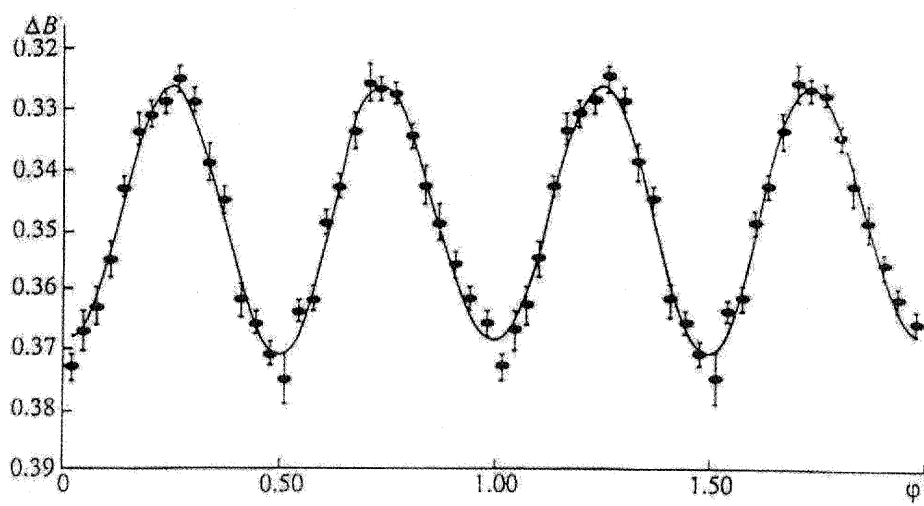
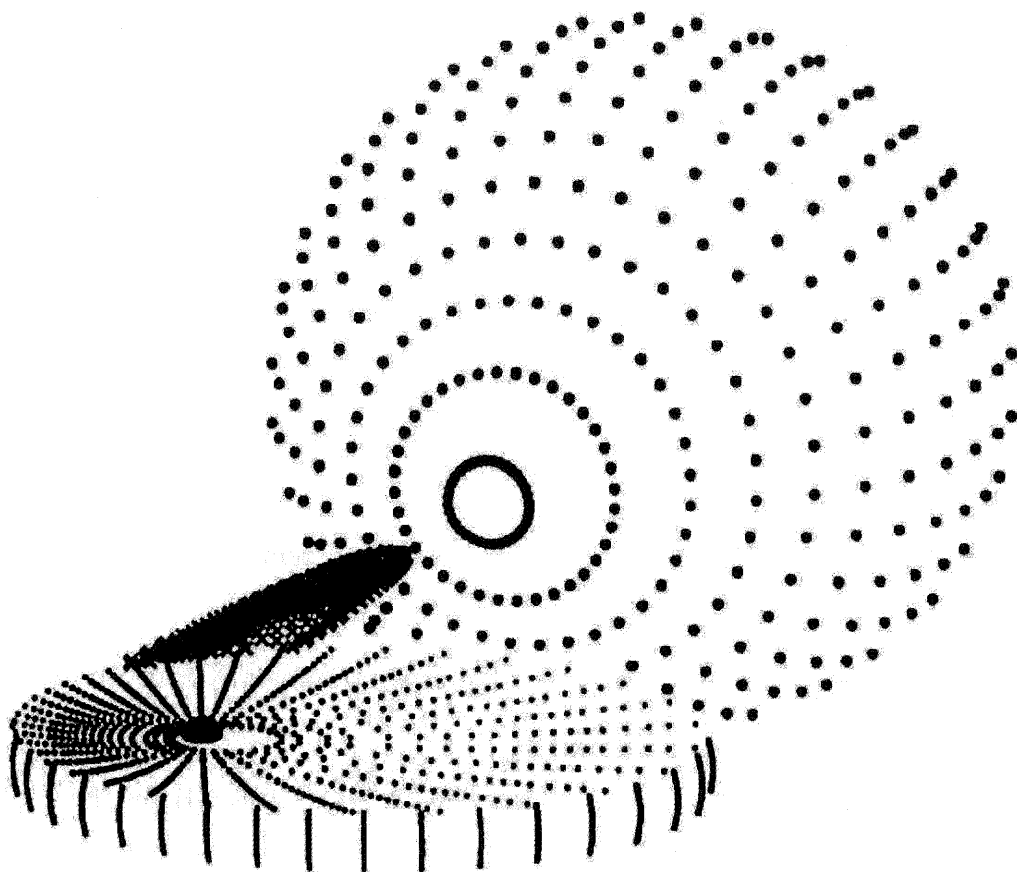
Система	Спектр оптич. зв.	$P_{orb}$ (дни)	$f_{opt.}(M)$ ( $M_{\odot}$ )	$M_{ч.д.}$ $M_{\odot}$	$M_{opt.}$ $M_{\odot}$	$V_{res}$ (км/с)	Примеч.
<i>Cyg X-1</i> <i>V1357Cyg</i>	O 9.7 Iab	5.6	$0.24 \pm 0.01$	$16 \pm 5$	$33 \pm 9$	$49 \pm 14$	стациона.
LMC X-3	B3 Ve	1.7	$2.3 \pm 0.3$	$9 \pm 2$	$6 \pm 2$	—	стациона.
LMC X-1	O (7-9) III	4.2	$0.14 \pm 0.05$	$7 \pm 3$	$22 \pm 4$	—	стациона.
SS433	~ A7Ib	13.1	~1.3	$11 \pm 5$	$19 \pm 7$	—	стациона.
AO620-00 ( <i>V616Mon</i> )	K5V	0.3	$2.91 \pm 0.08$	$10 \pm 5$	$0.6 \pm 0.1$	$-15 \pm 5$	транзиент.
GS2023+338 ( <i>V404Cyg</i> )	KO IV	6.5	$6.08 \pm 0.06$	$12 \pm 2$	$0.7 \pm 0.1$	$8.5 \pm 2.2$	транзиент.
GRS1124-68 ( <i>GUMus</i> )	K2 V	0.4	$3.01 \pm 0.15$	$6(+5, -2)$	$0.8 \pm 0.1$	$26 \pm 5$	транзиент.
GS2000+25 ( <i>QZVul</i> )	K5 V	0.3	$4.97 \pm 0.10$	$10 \pm 4$	$0.5 \pm 0.1$	—	транзиент.
GROJ0422+32 ( <i>V518Per</i> )	M2 V	0.2	$1.13 \pm 0.09$	$10 \pm 5$	$0.4 \pm 0.1$	—	транзиент.
GROJ1655-40 ( <i>XNSco1994</i> )	F5 IV	2.6	$2.73 \pm 0.09$	$6.3 \pm 0.5$	$2.4 \pm 0.4$	$-114 \pm 19$	транзиент.
H1705-250 ( <i>V2107Oph</i> )	K5 V	0.5	$4.86 \pm 0.13$	$6 \pm 1$	$0.4 \pm 0.1$	$38 \pm 20$	транзиент.
4U1543-47 ( <i>HLLup</i> )	A2 V	1.1	$0.22 \pm 0.02$	$4.0 - 6.7$	~2.5	—	транзиент.
GRS1009-45 ( <i>MMVel</i> )	(K6-MO)V	0.3	$3.17 \pm 0.12$	$3.6 - 4.7$	$0.5 - 0.7$	—	транзиент.
SAX J1819.3-2525 ( <i>V4641Sgr</i> )	B9III	2.8	$2.74 \pm 0.12$	$9.61(+2.08 - 0.88)$	$6.53(+1.6 - 1.03)$	—	транзиент.
XTE 1118+480	(K7-M0)V	0.17	$6.1 \pm 0.3$	$6.0 - 7.7$	$0.09 - 0.5$	126	транзиент.
GRS 1915+105	(K-M)III	33.5	$9.5 \pm 3.0$	$14 \pm 4$	$1.2 \pm 0.2$	—	транзиент.
XTE J1550-564	~ K3	1.54	$6.86 \pm 0.71$	$8.36 - 10.76$	~1	—	транзиент.
XTE J1859+226	~ K7	0.38	$7.4 \pm 1.1$	$7.6 - 12.0$	~0.7	—	транзиент.

Примечание: Здесь  $P_{orb}$  – орбитальный период,  $f_{opt.}(M) = \frac{M_{ч.д.}^3 \sin^3 i}{(M_{ч.д.} + M_{opt.})^2}$  функция масс оптической звезды,  $M_{ч.д.}$ ,  $M_{opt.}$  – массы ч.д. и оптической звезды соответственно,  $V_{res}$  – пекулярная лучевая скорость центра масс двойной системы.

ТАБЛИЦА 2. Массы сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик, определенные по кинематике газа и звезд.

Галактика	Тип	Расстояние Мпс	$M_B$ ( <i>bulge</i> )	$\sigma_1$ км/с	$M_{ч.д.}(max, min)$ $M_\odot$	Метод определения
Milky Way	SBbc	0.008	-17.65	103	$1.8 \cdot 10^6(1.5, 2.2)$	s,p
NGC221=M32	E2	0.81	-15.83	75	$2.5 \cdot 10^6(2.0, 3.0)$	s,3I
NGC224=M31	Sb	0.76	-19.00	160	$4.5 \cdot 10^7(2.0, 8.5)$	s
NGC821	E4	24.1	-20.41	209	$3.7 \cdot 10^7(2.9, 6.1)$	s,3I
NGC1023	SB0	11.4	-18.40	205	$4.4 \cdot 10^7(3.9, 4.9)$	s,3I
NGC1068	Sb	15.0	-18.82	151	$1.5 \cdot 10^7(1.0, 3.0)$	m
NGC2778	E2	22.9	-18.59	175	$1.4 \cdot 10^7(0.5, 2.2)$	s,3I
NGC2787	SB0	7.5	-17.28	140	$4.1 \cdot 10^7(3.6, 4.5)$	g
NGC3115	S0	9.7	-20.21	230	$1.0 \cdot 10^9(0.4, 2.0)$	s
NGC3245	S0	20.9	-19.65	205	$2.1 \cdot 10^8(1.6, 2.6)$	g
NGC3377	E5	11.2	-19.05	145	$1.0 \cdot 10^8(0.9, 1.9)$	s,3I
NGC3379	E1	10.6	-19.94	206	$1.0 \cdot 10^8(0.5, 1.6)$	s,3I
NGC3384	S0	11.6	-18.99	143	$1.6 \cdot 10^7(1.4, 1.7)$	s,3I
NGC3608	E2	22.9	-19.86	182	$1.9 \cdot 10^8(1.3, 2.9)$	s,3I
NGC4258	Sbc	7.2	-17.19	130	$3.9 \cdot 10^7(3.8, 4.0)$	m,a
NGC4261	E2	31.6	-21.09	315	$5.2 \cdot 10^8(4.1, 6.2)$	g
NGC4291	E2	26.2	-19.63	242	$3.1 \cdot 10^8(0.8, 3.9)$	s,3I
NGC4342	S0	15.3	-17.04	225	$3.0 \cdot 10^8(2.0, 4.7)$	s,3I
NGC4459	S0	16.1	-19.15	186	$7.0 \cdot 10^7(5.7, 8.3)$	g
NGC4473	E5	15.7	-19.89	190	$1.1 \cdot 10^8(0.31, 1.5)$	s,3I
NGC4486=M87	E0	16.1	-21.53	375	$3.0 \cdot 10^9(2.0, 4.0)$	g
NGC4564	E3	15.0	-18.92	162	$5.6 \cdot 10^7(4.8, 5.9)$	s,3I
NGC4596	SB0	16.8	-19.48	152	$7.8 \cdot 10^7(4.5, 12)$	g
NGC4649	E1	16.8	-21.30	385	$2.0 \cdot 10^9(1.4, 2.4)$	s,3I
NGC4697	E4	11.7	-20.24	177	$1.7 \cdot 10^8(1.6, 1.9)$	s,3I
NGC4742	E4	15.5	-18.94	90	$1.4 \cdot 10^7(0.9, 1.8)$	s,3I
NGC5845	E3	25.9	-18.72	234	$2.4 \cdot 10^8(1.0, 2.8)$	s,3I
NGC6251	E2	93.0	-21.81	290	$5.3 \cdot 10^8(3.5, 7.0)$	g
NGC7052	E4	58.7	-21.31	266	$3.3 \cdot 10^8(2.0, 5.6)$	g
NGC7457	S0	13.2	-17.69	67	$3.5 \cdot 10^6(2.1, 4.6)$	s,3I
IC1459	E3	29.2	-21.39	340	$2.5 \cdot 10^9(2.1, 3.0)$	s,3I

Примечание: Здесь  $M_B(bulge)$  – звездная В-величина балджа галактики,  $\sigma_1$  – дисперсия скоростей звезд балджа,  $M_{ч.д.}$  – масса центральной ч.д. в  $M_\odot$  (в скобках указаны максимальные и минимальные значения массы ч.д., соответствующие плюс-минус среднеквадратичной ошибке определения массы). Методы определения массы ч.д.: s – звездные лучевые скорости, p – звездные собственные движения, m – лучевые скорости газовых облаков по мазерным линиям излучения, a – ускорения газовых облаков по мазерным линиям излучения, g – наблюдения вращающегося газового диска по линиям излучения, 3I – осесимметричная динамическая модель, включающая три интеграла движения.



## Список литературы

- [1] Новиков И.Д., Фролов В.П., Физика черных дыр // М., Наука, 1986.
- [2] Новиков И.Д., Фролов В.П., Черные дыры во Вселенной // УФН, 2001, Т.171, С.307.
- [3] Зельдович Я.Б., Новиков И.Д., Релятивистская астрофизика // М., Наука, 1967, С.286.
- [4] Зельдович Я.Б., Судьба звезды и выделение гравитационной энергии при аккреции // Доклады АН СССР, 1964, Т.155, С.67.
- [5] Salpeter E.E., Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects // Astrophys.J., 1964, V.140, P.796.
- [6] Shakura N.I., Sunyaev R.A., Black holes in binary systems. Observational appearance // Astron. and Astrophys., 1973, V.24, P.337.
- [7] Pringle J.E., Rees M.J., Accretion Disc Models for Compact X-Ray Sources // Astron. and Astrophys., 1972, V.21, P.1.
- [8] Novikov I.D., Thorne K.S., Astrophysics of black holes in: Black Holes (Eds. C. De Witt, B.S. De Witt), New York, Gordon and Breach, 1973, P.343.
- [9] Forman W.C., Jones C., Cominsky L., Julien P., Murray S., Peters G., Tananbaum H., Giacconi R., The fourth UHURU catalog of X-ray sources // Astrophys.J. Suppl. 1978, V.38, P. 357.
- [10] Cherepashchuk A.M., Efremov Yu. N., Kurochkin N. E., Shakura N. I., Sunyaev R. A., On the Nature of the Optical Variations of HZ HER = HER X1 // Inform. Bull. Var. Stars, 1972, N. 720, P. 1.
- [11] Bahcall J.N., Bahcall N.A., The Period and Light Curve of HZ Herculis // Astrophys.J., 1972, V.178, P.L1.
- [12] Лютый В.М., Сюняев Р.А., Черепашук А.М., Природа оптической переменности HZ Herculis (Her X-1) и BD + 34°3815 (Cyg X-1) // Астрон. журн., 1973, Т.50, С.3.
- [13] Лютый В.М., Сюняев Р.А., Черепашук А.М., Природа оптической переменности HZ HER - HER X-1 и V1357 CYG - CYG X-1. II // Астрон. журн., 1974, Т.51, С.1150.
- [14] Гончарский А.В., Романов С.Ю., Черепашук А.М., Конечно-параметрические обратные задачи астрофизики // М., Изд-во МГУ, 1991, С.61.

- [15] Бисикало Д. В., Боярчук А.А., Кузнецов О. А. и. Чечеткин В. М, Трехмерное моделирование течения вещества в полуразделенных двойных системах // Астрон. журн., 1997, Т. 74, С.880.
- [16] Rees M.J., The compact source at the galactic center, in: The Galactic Center, AIP Conf. Proc., V.83, (Eds. G.R. Riegler, R.D. Blanford), New York, American Institute of Physics, 1982, P.166.
- [17] Narayan R., McClintock J.E., Yi I., A New Model for Black Hole Soft X-Ray Transients in Quiescence // Astrophys.J., 1996, V.457, P.821.
- [18] Зельдович Я.Б., Новиков И.Д., Оценка массы сверхзвезды // Доклады АН СССР, 1964, Т.158, С.811.
- [19] Lynden-Bell D., Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars // Nature, 1969, V.223, P.690.
- [20] Kaper L., van den Heuvel E.P.J., Woudt P.A. (Eds.), Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostic, Demography and Formation, Proc. of ESO Workshop, Garching, Germany, 6-8 Sept. 1999, in Honour of Riccardo Giacconi (ESO Astrophys. Symposia), Berlin, Springer, 2001.
- [21] Черепашук А.М., Поиски черных дыр // УФН, 2003, Т.173, № 4, С.345.
- [22] Cherepashchuk A.M., Katysheva N.A., Khruzina T.S., Shugarov S.Yu., Highly Evolved Close Binary Stars: Catalog, New-York, Gordon and Breach, 1996.
- [23] Сюняев Р.А., Лапшов И.Ю., Гребенев С.А., Ефремов В.В., и др., The detection of the hard component in the radiation spectrum of the X-ray nova in Vulpecula - Preliminary results from the KVANT module // Письма в Астрон. журн., 1988, т.14, С.771.
- [24] Sunyaev R.A., Churazov E., Gilfanov M., Pavlinsky M., Grebenev S., Babalyan G., Dekhanov I., Yamburenko N., Bouchet L., Niel M. et al., Two hard X-ray sources in 100 square degrees around the Galactic Center // Astron. and Astrophys., 1991, V.247, P.L29
- [25] Filippenko A.V., Matheson T., Leonard D. C., Barth A. J., van Dyk S. D., A Black Hole in the X-Ray Nova Ophiuchi 1997 // Publ. Astron. Soc. Pacific, 1997, V.109, P.461.
- [26] Cherepashchuk A.M., Sunyaev R.A., Seifina E.V., Panchenko I.E., Molkov S.V., Postnov K.A., INTEGRAL observations of SS433, a supercritically accreting microquasar with hard spectrum // Astron. and Astrophys., 2003, V.411, P.L441.
- [27] McClintock J.E., Remillard R.A., Black Hole Binaries // in: Compact Stellar X-ray Sources (Eds. W.H.G. Lewin and M. van der Klis) ( astro-ph/0306213)

- [28] Сюняев Р.А., Переменность рентгеновского излучения от черных дыр с аккреционными дисками // Астрон.журн., 1972, Т.49, С.1153.
- [29] Постнов К.А., Черепашук А.М., Массы звездных черных дыр и возможности проверки теорий гравитации // Астрон.журн., 2003, Т.80, С.76.
- [30] Дибай Э.А., Параметры нестационарных ядер галактик в функции критической светимости // Астрон.журн., 1984, Т.61, С.209.
- [31] Шкловский И.С., Квазизвездные объекты и сейфертовские галактики // Астрон.журн., 1965, Т.42, С.893.
- [32] Cherepashchuk A.M., Lyutyi V.M., Rapid Variations of H Intensity in the Nuclei of Seyfert Galaxies NGC 4151, 3516, 1068 // Astrophys. Letters, 1973, V.13, P.165.
- [33] Macchetto F.D., Supermassive Black Holes and Galaxy Morphology // Astrophys. and Space Sci., 1999, V.269-270, P.269.
- [34] Ford H.C., Harms R.J., Tsvetanov Z.I., Hartig G.F., Dressel L.L., Kriss G.A., Bohlin R.C., Davidsen A.F., Margon B., Kochhar A.K., Narrowband HST images of M87: Evidence for a disk of ionized gas around a massive black hole // Astrophys.J., 1994, V.435, P.L27.
- [35] Moran J.M., Greenhill L.J., Herrnstein J. R., Observational Evidence for Massive Black Holes in the Centers of Active Galaxies // J. Astrophysics and Astronomy, 1999, V. 20, P..165.
- [36] Eckart A., Genzel R., Observations of stellar proper motions near the Galactic Centre // Nature, 1996, V.383, P.415.
- [37] Schoedel R., Ott T., Genzel R., Hofmann R., Lehnert M., Eckart A., Mouawad N., Alexander T., Reid M. J., Lenzen R., et al., A star in a 15.2-year orbit around the supermassive black hole at the centre of the Milky Way // Nature, 2002, V.419, P.694
- [38] Ghez A. M. et al., Stellar orbits around the Galactic center // astro-ph. /0306130.
- [39] Ильин А.С., Зыбин К.П., Гуревич А.В., Темная материя в галактиках и рост гигантских черных дыр // ЖЭТФ, 2003, Т.124, вып.6, С.1-14; astro-ph/0306490.
- [40] Baganoff F.K., Bautz M. W., Brandt W. N., Chartas G., Feigelson E. D., Garmire G. P., Maeda Y., Morris M., Ricker G. R., Townsley L. K., Walter F., Rapid X-ray flaring from the direction of the supermassive black hole at the Galactic Centre // Nature, 2001, V.413, P.45.

- [41] Ghez A. M., Wright S.A., Matthews K., Thompson D., Le Mignant D., Tanner A., Hornstein S.D., Morris M., Becklin E.E., Soifer B.T., Variable Infrared Emission from the Supermassive Black Hole at the Center of the Milky Way // submitted to Astrophysical Journal Letters(astro-ph. / 0309076.)
- [42] White N., Imaging Black Holes // Nature, 2000, V.407, P.146.
- [43] Junor W., Biretta J.A., Livio M., Formation of the radio jet in M87 at 100 Schwarzschild radii from the central black hole // Nature, 1999, V.401, P.891.
- [44] Wilms J., Reynolds C.S., Begelman M.C., Reeves J., Molendi S., Staubert R., Kendziorra E., XMM-EPIC observation of MCG-6-30-15: direct evidence for the extraction of energy from a spinning black hole? // MNRAS, 2001, V.328, P.L27.
- [45] McLure R.J., Dunlop J.S., On the black hole-bulge mass relation in active and inactive galaxies // MNRAS, 2002, V.331, P.795.
- [46] Tremaine S., Gebhardt K., Bender R., Bower G., Dressler A., Faber S. M., Filippenko A.V., Green R., Grillmair C., Ho L.C., et al., The Slope of the Black Hole Mass versus Velocity Dispersion Correlation // Astrophys.J., 2002, V.574, P.740.
- [47] Baes M., Buyle P., Hau G.K.T., Dejonghe H., Observational evidence for a connection between supermassive black holes and dark matter haloes // MNRAS, 2003, V.341, P. L44.
- [48] Mao S., Smith M.C., Wozniak P., Udalski A., Szymanski M., Kubiak M., Pietrzynski G., Soszynski I., Zebrun K., Optical Gravitational Lensing Experiment OGLE-1999-BUL-32: the longest ever microlensing event - evidence for a stellar mass black hole? // MNRAS, 2002, V. 329, P.349.
- [49] van der Marel R.P. , Intermediate-Mass Black Holes in the Universe: A Review of Formation Theories and Observational Constraints, Carnegie Observatories Astrophysics Series, V. 1: Coevolution of Black Holes and Galaxies, ed. L. C. Ho (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 2003, in press (astro-ph / 0302101).
- [50] Богданов М.Б., Черепашук А.М., Наблюдаемые эффекты гравитационного микролинзирования звезд пространственно-временным тоннелем // Астрономический журнал, 2002, Т.79, С.1109.

