

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Интерферометрические наблюдения сверхмассивных чёрных дыр в миллиметровом диапазоне

П.Б. Иванов, Е.В. Михеева, В.Н. Лукаш, А.М. Малиновский,
С.В. Чернов, А.С. Андрианов, В.И. Костенко, С.Ф. Лихачёв

Приводится теоретическое описание различных типов аккреционных дисков и струйных выбросов (джетов) вблизи сверхмассивных чёрных дыр, которые могут наблюдаться в миллиметровой (субмиллиметровой) области спектра. Особое внимание уделяется возможности формирования образа чёрной дыры (её тени), подсвечиваемой диском или джетом. Предлагается простой критерий возможности обнаружения тени с помощью существующих или планируемых наблюдений в режиме радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой (РСДБ). В качестве примера приводится список основных кандидатов в сверхмассивные чёрные дыры, удовлетворяющих этому критерию, для наблюдений с помощью планируемой космической обсерватории "Миллиметрон" в режиме РСДБ и с помощью Телескопа горизонта событий.

Ключевые слова: интерферометрия, миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны длин волн, чёрные дыры, сверхмассивные чёрные дыры, аккреция, аккреционные диски, джеты

PACS numbers: 98.62.Js, 98.62.Mw

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.03.038308>

Содержание

1. Введение (449).
 2. Теоретические модели аккрецирующих чёрных дыр — источников излучения в миллиметровой (субмиллиметровой) области спектра (451).
 - 2.1. Основные особенности аккрецирующих чёрных дыр — возможных кандидатов для наблюдения с помощью "Миллиметрона".
 - 2.2. Радиационно-неэффективные аккреционные потоки.
 - 2.3. Теоретические модели релятивистских выбросов.
 - 2.4. Моделирование спектров источников излучения субэддингтоновской яркости.
 - 2.5. Тени чёрных дыр.
 3. Каталог объектов, которые могут наблюдаться с помощью Телескопа горизонта событий и космической обсерватории "Миллиметрон" (465).
 - 3.1. Критерий отбора объектов для радиоинтерферометрических наблюдений со сверхдлинной базой с помощью "Миллиметрона" и Телескопа горизонта событий.
 - 3.2. Основные свойства двух наиболее изученных аккрецирующих чёрных дыр, находящихся в центрах галактик Млечный Путь и М 87.
 - 3.3. Описание источников.
 4. Заключение (473).
- Список литературы (476).

П.Б. Иванов, Е.В. Михеева, В.Н. Лукаш, А.М. Малиновский,
С.В. Чернов, А.С. Андрианов, В.И. Костенко, С.Ф. Лихачёв.
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Астрокосмический центр,
ул. Профсоюзная 84/32, 117997 Москва, Российская Федерация
E-mail: pbi20@cam.ac.uk, helen@asc.rssi.ru, lukash@asc.rssi.ru,
ingirami@gmail.com, chernov@lpi.ru, andrian@asc.rssi.ru,
vkostenko@asc.rssi.ru, slikhach@asc.rssi.ru

Статья поступила 1 февраля 2018 г.

1. Введение

В настоящее время одной из самых актуальных задач современной астрофизики являются подготовка и выполнение наблюдательных программ по изучению аккрецирующих сверхмассивных чёрных дыр (СМЧД) в миллиметровом диапазоне длин волн с помощью метода радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой (РСДБ). Особенность этого волнового диапазона состоит в том, что во многих источниках плазма вблизи горизонта событий может быть оптически тонкой, что позволяет надеяться на непосредственное обнаружение образа чёрной дыры (её "тени") РСДБ-методами. С другой стороны, уже достигнутое разрешение порядка нескольких десятков миллионных долей секунды угловой дуги (угл. мкс) сравнимо с размерами теней чёрных дыр с крупнейшими угловыми размерами, таких как чёрные дыры в центрах Галактики и М 87.

Наиболее амбициозными наблюдательными проектами в этой области являются Телескоп горизонта событий (ТГС) и планируемая российская космическая миссия "Миллиметрон". Предшественником "Миллиметрона" является проводимый в настоящее время проект "Радио-астрон", по наблюдению тех же объектов в сантиметровых длинах волн. Кратко опишем основные особенности этих экспериментов и проведём сравнительный анализ их разрешающих способностей и чувствительности.

ТГС представляет собой интерферометрическую сеть существующих (и планируемых) наземных станций, ведущих наблюдения в миллиметровой и субмиллиметровой частях спектра. Эта сеть включает в себя такие телескопы, как *Большой миллиметровый телескоп* (Large Millimeter Telescope — LMT), *Атакамская большая антенная решётка миллиметрового диапазона* (Atacama

© П.Б. Иванов, Е.В. Михеева, В.Н. Лукаш, А.М. Малиновский,
С.В. Чернов, А.С. Андрианов, В.И. Костенко, С.Ф. Лихачёв 2019

Large Millimeter Array — ALMA) и др. (Полный список действующих и строящихся систем можно найти на сайте <http://www.eventhorizontelescope.org/array/index.html>.) Начиная с 2006 г. ТГС находится в состоянии непрерывного развития, которое планируется завершить примерно к 2020 г. Хотя разрешающая способность ТГС принципиально ограничена размерами Земли, она достаточна для того, чтобы разрешить угловые масштабы порядка углового размера гравитационного радиуса чёрной дыры в центре Галактики (около 5 угл. мкс) и таких объектов, как сверхмассивная чёрная дыра в центре галактики М 87 (около 3,7 угл. мкс). Таким образом, впервые появляется возможность непосредственно наблюдать образы некоторых ближайших к нам СМЧД в виде их так называемых теней. Станции, входящие в проект ТГС, предполагается использовать в качестве наземного компонента проекта "Миллиметр".

Проект "Радиоастрон" представляет собой наземно-космическую обсерваторию, космический компонент которой (спутник "Спектр-Р" с установленным на нём радиотелескопом с приёмной параболической антенной диаметром 10 м) был запущен в 2011 г. Орбита спутника является высокоэллиптической, и она сильно эволюционирует под гравитационным воздействием Луны; высота апогея около 340 тыс. км, орбитальный период около 8 сут. "Радиоастрон" работает в диапазоне частот 0,327–25 ГГц, соответствующих длинам волн 92–1,2 см. В наблюдениях принимает участие большое число отечественных и зарубежных радиотелескопов. Детальное описание этой системы и современное состояние научных исследований с помощью "Радиоастрона" можно найти на сайте www.radioastron.ru (см. также описание проекта на сайте <http://www.asc.rssi.ru/radioastron/documents/docs.html>).

Проект "Миллиметр" в некоторых отношениях похож на космический эксперимент "Радиоастрон" (www.asc.rssi.ru/radioastron), а в некоторых — на ТГС. Как и "Радиоастрон", "Миллиметр" в режиме РСДБ-наблюдений является наземно-космической системой. С ТГС, который представляет собой интерферометрическую сеть наземных обсерваторий, "Миллиметр" роднит используемый диапазон частот и чувствительность. Однако "Миллиметр" обладает значительно большей разрешающей способностью, чем эти проекты, в частности, наблюдения будут проводиться на существенно более высоких частотах, чем на "Радиоастроне". С технической точки зрения "Миллиметр" представляет собой охлаждаемый до криогенных температур космический телескоп с зеркалом диаметром 10 м, который будет запущен в область точки либрации L2 системы Солнце–Земля, отстоящей от Земли на 1,5 млн км в сторону, противоположную Солнцу. При движении по этой орбите максимальный выход космического аппарата (КА) из плоскости эклиптики предполагается равным 910 тыс. км, а период во вращающейся совместно с движением Земли вокруг Солнца системе координат — 180 сут. Обсерватория "Миллиметр" будет способна работать в двух режимах: как сверхчувствительный 10-метровый космический телескоп и как космическое плечо наземно-космического радиоинтерферометра со сверхдлинной базой, что позволит достичь беспрецедентно высокого углового разрешения. Иначе говоря, 10-метровый космический телескоп будет работать одновременно по одному источнику совместно с одним или несколькими наземными телескопами с точной привязкой наблюде-

ний к временной шкале. Для реализации этой цели специально для проекта разрабатываются и создаются уникальные космические водородные стандарты частоты с беспрецедентно высокими временной стабильностью и чистотой опорного сигнала.

Сравнение чувствительности и разрешающей способности проектов "Миллиметр", "Радиоастрон" и ТГС представлено на рис. 1 и 2. Отметим, что для максимальных значений частот, которые могут наблюдаться на "Миллиметре", мы используем достаточно консервативный диапазон 211–275 ГГц, тогда как в принципе возможны наблюдения на значительно больших частотах, порядка 900 ГГц. Однако чувствительность "Миллиметра" на столь больших частотах будет, вероятно, значительно меньше, чем приведённая на рис. 1.

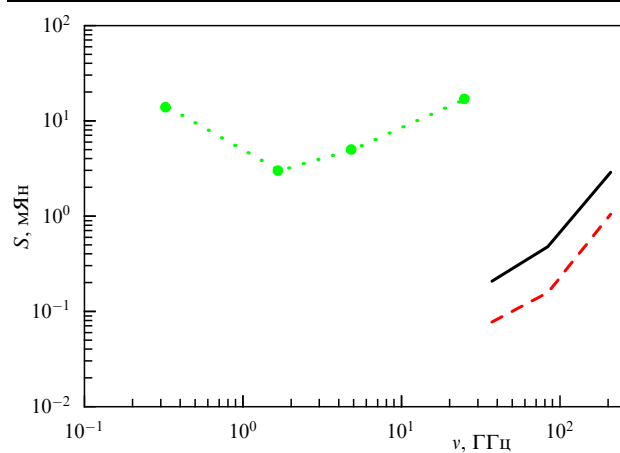


Рис. 1. Кривые чувствительности S "Миллиметра" (сплошная линия), ТГС (штриховая линия) и "Радиоастрона" (пунктирная линия) как функции частоты. Кривая чувствительности "Миллиметра" в режиме РСДБ строилась на базе "Миллиметр" — ALMA с использованием разработанного в Астрономическом центре (АКЦ) Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) калькулятора чувствительности (см. millimetron.radioastron.ru). Ширина полосы пропускания приёмника "Миллиметра" принималась равной 4 ГГц, время интегрирования 15–120 с. Кружками на кривой чувствительности "Радиоастрона" обозначены положения частот наблюдений. В качестве систем, представляющих ТГС, здесь (и на рис. 2) выбраны ALMA и LMT.

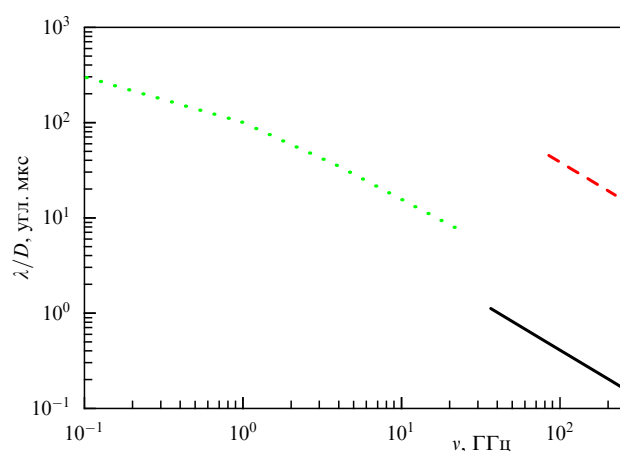


Рис. 2. Разрешающие способности "Миллиметра" (сплошная кривая), "Радиоастрона" (пунктирная кривая) и ТГС (штриховая кривая), определённые как отношение длины волны наблюдений к характерному размеру плеча интерферометра, как функции частоты наблюдений.

Как видно из рис. 1 и 2, проект космической обсерватории "Миллиметр" обладает следующими значительными преимуществами над двумя другими проектами. По отношению к проекту "Радиоастрон" "Миллиметр" выигрывает как в чувствительности, так и в разрешающей способности. Принципиальным преимуществом также является возможность проводить наблюдения на значительно больших частотах, так как в диапазоне частот, используемом "Радиоастроном", среда вокруг СМЧД является, по современным представлениям, непрозрачной из-за синхротронного самопоглощения и рассеяния на неоднородностях плазмы. "Миллиметр" будет работать в том же диапазоне частот, что и ТГС, и обладать сравнимой чувствительностью. Однако его разрешающая способность будет больше приблизительно в 50 раз. Это позволит как разрешить значительно большее число космических источников миллиметрового излучения, так и наблюдать источники, разрешаемые ТГС, со значительно большей детализацией. В дальнейшем для грубых оценок примем пороговую чувствительность "Миллиметра" ($S_{\min}$) по порядку величины равной 1 мЯн, а предельную разрешающую способность ($\theta_{\min}$) — порядка 0,1 угл. мкс.

РСДБ-наблюдения с помощью ТГС и "Миллиметра" (см. [1]) позволяют наблюдать тени СМЧД, находящихся в центрах галактик. Такие наблюдения позволяют не только доказать, что источником активности различного рода в галактических центрах являются чёрные дыры, но и определить их массы и моменты вращения. Наблюдения теней чёрных дыр позволят независимо проверить общую теорию относительности (ОТО) в так называемом режиме сильного поля, в котором представления классической ньютоновской теории гравитации принципиально неверны. Также они позволят прояснить природу активности чёрных дыр, связанную с аккрецией на них газа и образованием струйных выбросов (джетов).

В настоящее время нет окончательной картины формирования излучения в миллиметровой области длин волн в спектрах кандидатов в СМЧД. Одни авторы предполагают, что такое излучение формируется в джете, другие считают, что по крайней мере в некоторых объектах (например, в центре Галактики) оно формируется непосредственно в геометрически толстом аккреционном диске (или торе) вокруг чёрной дыры. Вполне возможно, что для разных объектов излучение формируется в различных областях. Будущие наблюдения распределения интенсивности в непосредственной близости от горизонта событий позволят с достоверностью ответить на этот вопрос и прояснить природу запуска джета: связано ли формирование джета с так называемым механизмом Блэндфорда – Знаека, в котором важную роль играет вращение чёрной дыры, или оно обусловлено магнитогидродинамическими процессами в аккреционном диске. При этом для некоторых объектов появляется возможность наблюдать масштабы, меньшие, чем горизонт событий, а также прояснить структуру аккреционных потоков на малых масштабах, что очень важно для понимания природы турбулентности в аккреционных дисках — центральной проблемы современной теории аккреции.

В РСДБ-режиме "Миллиметр" сможет разрешить области вблизи горизонтов событий нескольких десятков СМЧД в центрах ближайших галактик, включая нашу. Будет окончательно доказано, что источниками активности в центрах этих галактик являются чёрные

дыры, точно измерена их масса и оценён угловой момент. Измерения поляризации и интенсивности излучения на масштабах горизонта и меньших позволят определить, что именно, аккреционный диск или струйный выброс, даёт основной вклад в светимость, и тем самым пролить свет на природу формирования струйных выбросов и турбулентности в аккреционных дисках.

В отличие от наблюдений в оптическом или, скажем, рентгеновском диапазонах спектра, РСДБ-наблюдения, как правило, не позволяют полностью определить пространственную структуру распределения источников, что связано с неполным заполнением $U-V$ -плоскости, технически представляющей собой двумерный фурье-образ распределения интенсивности источников. В ходе РСДБ-наблюдений устанавливаются интенсивности и фазы только некоторых пространственных гармоник распределения интенсивности, определяемых расстоянием между телескопами, участвующими в реализации космического интерферометра, и его ориентацией относительно направления на изучаемый источник. В данной ситуации особую важность приобретают теоретические модели, учитывающие остальные свойства источника, такие как его спектр в различных длинах волн, его переменность, оценки масс СМЧД из других соображений и т.д. Поэтому в дальнейшем мы уделяем достаточно большое внимание подобным моделям.

Обзор построен по следующему плану. В разделе 2 мы представляем различные теоретические модели аккрецирующих чёрных дыр и формирования излучения в миллиметровой области длин волн, уделяя особое внимание слабоаккрецирующим объектам, так как именно источники такого рода являются основными целями наблюдений с помощью как ТГС, так и "Миллиметра". В разделе 3 мы предлагаем простой критерий обнаружения того или иного источника интерферометрической системой типа ТГС или "Миллиметра", основанный на результатах фитирования численного расчёта распределения интенсивности излучения чёрной дыры, находящейся в центре галактики М 87, аналитической моделью. Иначе говоря, этот критерий предполагает, что все остальные возможные источники представляют собой объекты, подобные М 87, но отнесённые на другие расстояния, и имеют другие массы чёрных дыр и другие полные потоки излучения в миллиметровой области. Используя данные по последним трём параметрам и значения баз наблюдений для ТГС и "Миллиметра", мы составили предварительный список объектов, которые могли бы, согласно нашему критерию, наблюдаться в этих экспериментах. Этот список приводится в разделе 3. В разделе 4 мы обсуждаем используемые модели и делаем выводы.

2. Теоретические модели аккрецирующих чёрных дыр — источников излучения в миллиметровой (субмиллиметровой) области спектра

2.1. Основные особенности аккрецирующих чёрных дыр — возможных кандидатов для наблюдения с помощью "Миллиметра"

В центрах большинства галактик различными методами были обнаружены очень массивные объекты, гравитационное поле которых совпадает с полем точечного

источника с массой порядка $10^5 - 10^{10} M_\odot$. Такие объекты, по-видимому, и являются источниками мощного переменного электромагнитного излучения в широком диапазоне, от радио- до гамма-излучения, а также струйных выбросов (джетов), наблюдаемых в некоторых галактических центрах.

Основные свойства этих объектов — их масса и характер связанного с ними излучения — позволяют со значительной долей уверенности утверждать, что они являются чёрными дырами, аккрецирующими окружающий газ и выделяющими за счёт образующегося в процессе аккреции дефицита массы покоя газа значительную энергию в виде электромагнитного излучения и коллимированного потока частиц. Поэтому, несмотря на то, что до непосредственного обнаружения чёрных дыр в галактических центрах наблюдаемые в них объекты, строго говоря, правильнее было бы называть "кандидатами в чёрные дыры", мы будем говорить о них как о СМЧД.

Согласно простейшему описанию аккреции основную роль играют масса чёрных дыр и генерируемая вокруг них болометрическая светимость, которую удобно выражать в единицах так называемой эддингтоновской светимости L_{Edd} , которая определяется как светимость, достаточная для удержания от падения на гравитирующий центр электрон-протонной плазмы давлением излучения центрального источника. Для эддингтоновской светимости нетрудно получить следующее выражение:

$$L_{\text{Edd}} = 1,25 \times 10^{44} M_6 \text{ эрг с}^{-1}, \quad (1)$$

где $M_6 \equiv M/(10^6 M_\odot)$. Также удобно ввести связанный с эддингтоновской светимостью поток массы на чёрную дыру, определяемый как $\dot{M}_{\text{Edd}} = 10 L_{\text{Edd}}/c^2$, где c — скорость света. Отметим, что это определение эддингтоновского потока массы подразумевает величину ожидаемой эффективности энерговыделения 10 %, которая является типичной для аккреции через тонкий аккреционный диск.

Из уравнения (1) имеем

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = 1,39 \times 10^{24} M_6 \text{ г с}^{-1}. \quad (2)$$

Введём полезное безразмерное выражение для потока массы, определяемое как отношение потока массы $\dot{M}$ на чёрную дыру к его эддингтоновскому значению, $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$.

Для успешного разрешения масштабов порядка гравитационного радиуса наблюдаемые объекты не должны быть слишком удалёнными или очень массивными. Аккрецирующим чёрным дырам, находящимся на расстояниях порядка нескольких десятков Мпк, соответствующих окрестности Млечного Пути, присуще важное свойство: они являются относительно слабоаккрецирующими, с типичными отношениями их болометрических светимостей L_{bol} к эддингтоновскому значению порядка или менее 10^{-3} . Для объектов такого рода в рамках теоретических рассуждений характер аккреции предполагается отличным от такового в случае стандартного тонкого аккреционного диска¹. Это предположение подтверждается наблюдениями, как видно из рис. 3, на котором приведены нормированные на опреде-

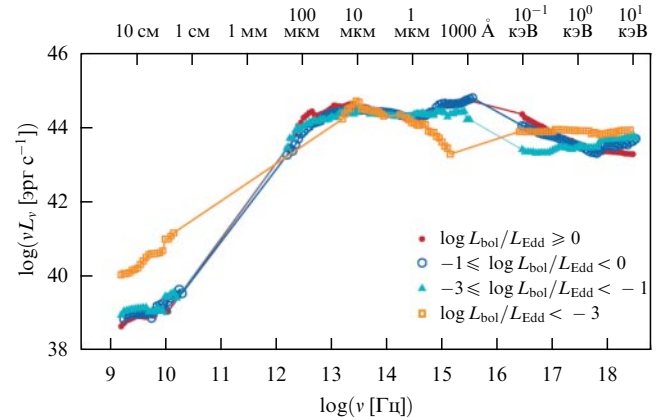


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Усреднённые спектральные потоки излучения (на единицу логарифма частоты) как функции частоты для групп объектов с разным отношением $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$. Все потоки нормированы на одно и то же значение на определённой частоте. Красная кривая соответствует $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}} > 1$, синяя — $0,1 < L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}} < 1$, голубая — $10^{-3} < L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}} < 0,1$, коричневая — $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}} < 10^{-3}$ (см. [2]).

лённой частоте усреднённые спектры объектов с разным отношением болометрического потока к эддингтоновскому.

Из рисунка 3 видно, что объекты из группы с $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}} < 10^{-3}$ имеют две особенности. Во-первых, они обладают значительным избытком мощности на малых частотах, который обычно интерпретируется как излучение джета. Во-вторых, отсутствует избыток мощности в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне, вблизи длины волны 1000 Å (в англоязычной литературе называемый Big Blue Bump), который интерпретируется как спектральный признак тонкого аккреционного диска. В то же время эффективное производство джетов и отсутствие значимого УФ-излучения можно получить и в рамках моделей другой группы, которую условно можно назвать *радиационно-неэффективные геометрически толстые аккреционные диски*, которые мы опишем в разделе 2.2. Так как эти модели будут привлекаться для интерпретации наблюдений СМЧД в рамках любых РСДБ-наблюдений в миллиметровой (субмиллиметровой) области длин волн, их основные свойства весьма важны для экспериментов такого рода.

2.2. Радиационно-неэффективные аккреционные потоки

Основное определяющее свойство радиационно-неэффективного аккреционного потока состоит в том, что аккрецирующая в нём плазма весьма разрежена и неспособна эффективно охлаждаться за счёт свободно-свободных переходов электронов и синхротронного излучения. Это приводит к тому, что основные свойства такого аккреционного потока весьма отличаются от свойств "стандартного" геометрически тонкого оптически толстого аккреционного диска [4, 5]. Так как плазма в аккреционном потоке эффективно нагревается вследствие диссипации энергии турбулентных движений, а процессы радиационного охлаждения неэффективны, это приводит к тому, что диск раздувается по вертикали до размеров, сравнимых с характерной полутолщиной порядка расстояния до чёрной дыры, и становится геометрически толстым. В то же время с возрастанием полутолщины диска становятся важными градиенты давления в горизонтальном направлении, которые, как

¹ Свойства "стандартных" геометрически тонких релятивистских дисков описаны, например, в [3].

правило, приводят к уменьшению скорости вращения диска по отношению к её кеплеровскому значению. Возрастание полутолщины также может повысить роль адвективного охлаждения. Иначе говоря, тепло вместо того, чтобы отводиться на данном радиусе излучением, может "сноситься" радиальным потоком в чёрную дыру. Поэтому первые предложенные модели радиационно-неэффективных геометрически толстых дисков назывались *адвекционно-доминированными*. Впоследствии выяснилась важная роль других факторов, определяющих структуру разрежённых аккреционных дисков: возможная двухтемпературность плазмы, оттоки аккрецирующего вещества из геометрически толстого диска, наличие конвективных движений и возможность адвекции к чёрной дыре и накопления вблизи неё полоидального магнитного поля.

В то же время разрежённый радиационно-неэффективный диск является оптически тонким в миллиметровой (субмиллиметровой) области спектра, причём производство в нём фотонов миллиметровой (субмиллиметровой) длины волны в основном определяется синхротронным излучением релятивистских электронов (и, возможно, позитронов), аналогичным излучению джета. Как и в джете, излучаемые электроны могут иметь и тепловое, и нетепловое распределение (обычно моделируемое степенным законом), связанное, например, с пересоединением магнитных силовых линий. Крайне важным обстоятельством является то, что в миллиметровой (субмиллиметровой) области спектра светимость диска может быть сравнимой со светимостью джета или даже превышать её. Поэтому изучение такого рода аккреционных дисков является одной из первостепенных проблем интерпретации РСДБ-наблюдений в миллиметровой (субмиллиметровой) области.

Другим весьма существенным свойством таких дисков является то, что они могут быть оптически тонкими в миллиметровой (субмиллиметровой) области спектра, что позволяет непосредственно наблюдать окрестности чёрных дыр с помощью РСДБ. Наконец, тот факт, что диск является геометрически толстым, способствует поддержке крупномасштабных магнитных полей, необходимых для запуска джета и его коллимации благодаря наличию интенсивного оттока вещества (ветра), который в таком диске весьма вероятен.

Радиационно-неэффективные аккреционные диски изучались после того, как была предложена их концепция многими исследователями с помощью аналитических и численных методов, причём последним отводилась главная роль, так как модели таких дисков оказались достаточно сложными для аналитического подхода, но относительно простыми — для численного. Общим недостатком численных моделей являлось, однако, то, что их результаты, за редким исключением тех или иных качественных выводов, не могли быть обобщены для других начальных и граничных условий, а в случае сложных моделей, обладающих размерными параметрами, — для других значений масс чёрных дыр. В релятивистских расчётах ещё одним усложняющим обстоятельством являлось то, что возникала дополнительная зависимость результатов от вращения чёрной дыры и ориентации диска относительно экваториальной плоскости.

Исторически первым теоретическим подходом стало использование модели, в которой все интересующие величины усреднялись по вертикальной координате и

предполагались не зависящими от времени (см., например, [6]). Основным отличием от разработанных ранее моделей тонкого диска являлся учёт радиальной адвекции тепловой энергии в уравнении энергетического баланса и радиального градиента давления в уравнениях Навье–Стокса. Вообще говоря, эти уравнения тоже решались численно, однако в работе [7] были построены автомодельные решения, модифицированный вариант (с учётом возможности оттока газа) которых приводится ниже для справки (см. также [8]):

$$v_r \approx 10^{10} \alpha r^{-1/2} [\text{см с}^{-1}], \quad \Omega \approx 3 \times 10^{-2} M_6^{-1} r^{-3/2}, \\ T \sim 10^{12} r^{-1} [\text{К}], \quad (3)$$

$$n_e \approx 6 \times 10^{13} \alpha^{-1} M_6^{-1} \dot{m} r^{-3/2+s} [\text{см}^{-3}], \\ B \approx 6,5 \times 10^5 (1 + \beta)^{-1/2} M_6^{-1/2} \dot{m}^{1/2} r^{-5/4+s/2} [\text{Гс}], \quad (4)$$

где v_r — скорость движения газа в радиальном направлении, Ω — угловая частота азимутального вращения газа, T — температура плазмы, n_e — плотность тепловых электронов, B — магнитное поле, $r = R/R_g = c^2 R/(2GM)$ — отношение радиальной координаты к гравитационному радиусу, R — радиальная координата, α — параметр вязкости Шакуры–Сюняева, $\beta = P_{\text{gas}}/P_{\text{magn}}$ — отношение газового давления к давлению магнитного поля. Численные расчёты дают типичные значения $\beta \simeq 10$. Параметр s , учитывающий вероятность оттоков из диска, был введён в работе [9] феноменологическим образом, а именно предполагалось, что поток массы $\dot{M}(R)$ на данном радиусе R связан с потоком массы на чёрную дыру $\dot{M}$ соотношением $\dot{M}(R) = \dot{M}(R/R_g)^s$. Из подгонки параметров радиационно-неэффективных моделей к наблюдательным данным конкретных источников (например, центра Галактики) следует, что $s \sim 0,3$, в численных моделях получаются значения порядка $0,4-0,8$ (см., например, [10]).

В исходной модели радиационно-неэффективных потоков использовались некоторые предположения, обоснованность которых впоследствии обсуждалась в рамках различных аналитических, численных и феноменологических моделей. В частности, кроме уже упомянутой возможности оттоков, которая изучалась в рамках моделей так называемых адвекционно-доминированных решений с втеканием и оттоком (Advection Dominated Inflow Outflow Solutions — ADIOS), изучались следующие возможности:

1) формирование двухтемпературной плазмы вследствие того, что диссипация энергии турбулентных движений нагревает в основном протоны, а передача энергии от протонов электронам затруднена из-за разрежённости плазмы. В настоящее время, однако, существуют аргументы в пользу того, что существенная доля энергии, порядка 50 %, диссипирует непосредственно в тепловую энергию электронов (см. обсуждение [8]);

2) возможность формирования потоков, обусловленных конвективными движениями, в которых отток углового момента за счёт работы вязких сил почти компенсируется потоком углового момента, связанным с движением конвективных ячеек (Convective Dominated Accretion Flows — CDAF) (см. например, [11, 12]). В этих решениях поток массы на чёрную дыру оказывается аномально малым, что роднит их с моделями ADIOS и, по-видимому, подтверждается наблюдениями;

3) наличие ярких горячих аккреционных потоков (Luminous Hot Accretion Flows — LNAF), существующих при относительно больших значениях $\dot{m}$. В таких потоках радиационное охлаждение доминирует над нагревом вследствие диссипации турбулентных движений, тем не менее диск остаётся геометрически толстым из-за нагрева вещества при его сжатии в ходе движения к чёрной дыре (см. обсуждение в [8]);

4) наличие дисков, "захваченных" магнитным полем (Magnetically Arrested Disks — MAD). Эти численные решения, основанные на аналитической модели, представленной в работах [13, 14], возникают, когда в рассмотрение вводится замороженное в плазму крупномасштабное полоидальное магнитное поле приблизительно одной полярности. Это поле сносится аккреционным потоком в окрестность чёрной дыры и накапливается там, увеличиваясь вплоть до тех значений, при которых оно начинает влиять на характер движения плазмы². Так как движение плазмы поперёк магнитных силовых линий невозможно в случае идеальной магнитогидродинамики, аккреция на чёрную дыру в таких решениях оказывается затруднённой и осуществляется через несимметричные струи, появляющиеся вследствие неустойчивостей определённого типа (рис. 4). В решениях такого рода вокруг вращающейся чёрной дыры возникают мощные квазистационарные джеты. Отметим, что для реализации этого режима необходимы как специальные конфигурации распределения полоидальной компоненты магнитного поля на больших расстояниях, так и достаточно малый (по сравнению с коэффициентом турбулентной кинематической вязкости) коэффициент магнитной диффузии (см., например, [15]);

5) применение феноменологической модели, в которой предполагается, что диск является геометрически

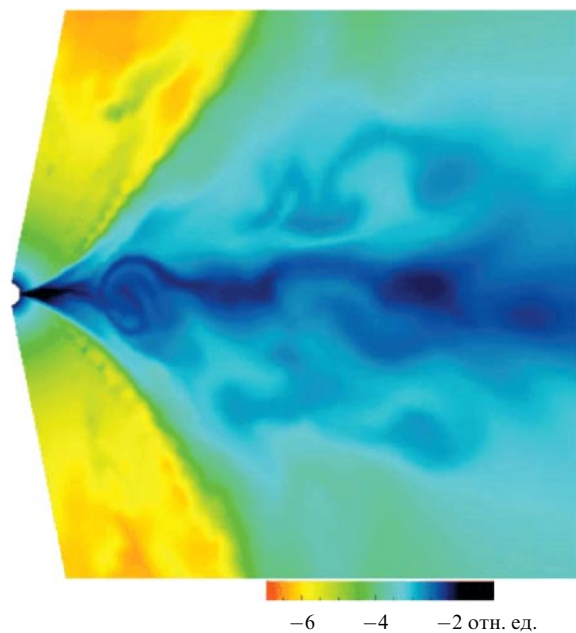


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Распределение плотности вещества в численной модели аккреционного диска, находящегося в режиме MAD. Показано сечение диска поперёк его плоскости. (Из работы [16]).

² Отметим, что эффекты, связанные с нарушением условия замороженности, могут препятствовать накоплению поля (см., например, [15]).

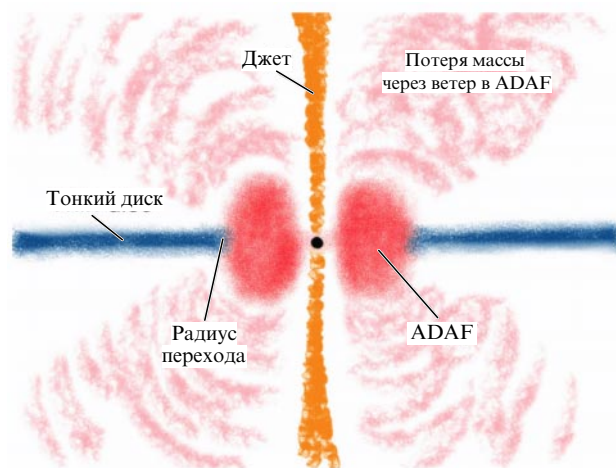


Рис. 5. Качественное изображение сечения аккреционного диска, переходящего из тонкого на больших радиусах в толстый на малых вместе с джетом, распространяющимся перпендикулярно плоскости диска, и оттекающим от диска ветром ADAF (Advection Dominated Accretion Flow) — адвекционно-доминированный поток. (Из работы [18].)

толстым лишь внутри некоторой области радиусом r_{tr} , а вне её переходит в стандартный тонкий диск. Эта модель используется для описания спектров внегалактических источников, в которых наблюдается избыток инфракрасного излучения, интерпретируемый как излучение тонкого диска, обрывающегося на радиусе перехода r_{tr} . Отметим, что данная модель во многом похожа на известную модель Шапира, Лайтмана и Ирдли (Shapiro–Lightman–Eardley — SLE) (см. [17]), которая с успехом применялась для описания спектров кандидатов в чёрные дыры в двойных звёздных системах. Качественная картина этой модели представлена на рис. 5. Подчеркнём, что данная модель не имеет достаточного теоретического обоснования и радиус перехода является феноменологическим параметром.

В рамках одномерных моделей изучался, помимо свойств невозмущённых течений, вопрос об устойчивости. Оказалось, что все основные модели являются устойчивыми по отношению как к тепловой, так и к вязкой неустойчивостям. Последнее утверждение иллюстрирует рис. 6, на котором приведены значения $\dot{m}$ для решений разных типов как функции произведения параметра вязкости Шакуры–Сюняева α на поверхностную плотность диска Σ (на некотором радиусе). Видно, что решения, соответствующие как радиационно-неэффективному диску, так и стандартному толстому диску (а также его естественному обобщению для случая больших потоков массы — оптически толстому, адвекционно-доминированному ("slim") диску), имеют положительный наклон зависимости потока массы от поверхностной плотности и, следовательно, являются устойчивыми по отношению к вязкой неустойчивости. Вместе с тем решение Шапира, Лайтмана и Ирдли является, очевидно, неустойчивым. Также из рис. 6 видно, что при заданном небольшом значении потока массы в принципе могут существовать два решения: стандартный тонкий диск и геометрически толстый оптически тонкий адвекционно-доминированный диск. Какое именно решение реализуется, вероятно, определяется условиями формирования диска на боль-

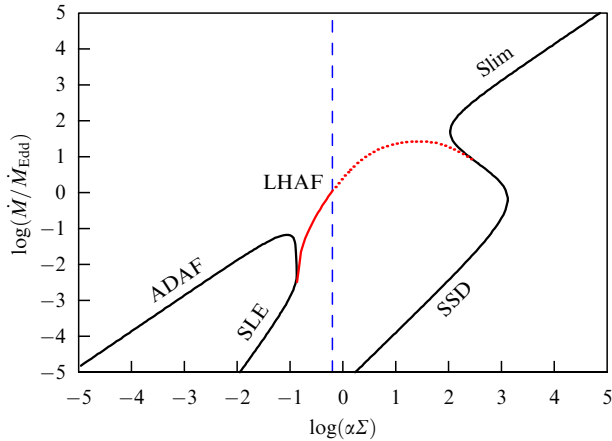


Рис. 6. Зависимость логарифма отношения потока массы к эддингтоновскому значению от произведения параметра вязкости α на поверхностную плотность Σ , построенная для разных моделей аккреционных дисков: адвекционно-доминированного оптически тонкого диска (ADAF), яркого горячего аккреционного диска (LHAFF), стандартного тонкого диска (Standard Slim Disk — SSD), адвекционно-доминированного оптически толстого диска ("Slim") и решения Шапиро, Лайтмана и Ирдли (SLE). Вычисления проводились для $\alpha = 0,1$, $r = 5$, $M = 10M_\odot$. (Из работы [8].)

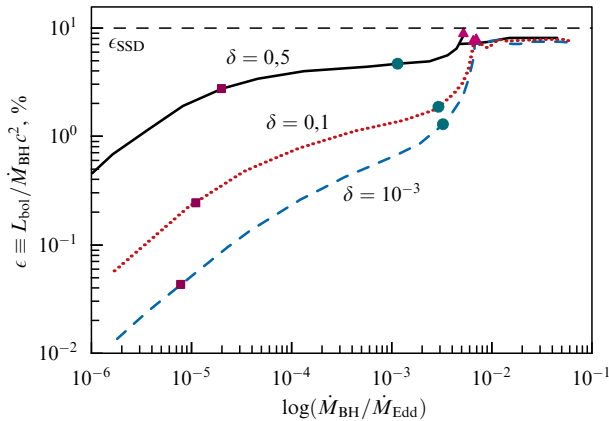


Рис. 7. Эффективность энергосвечения как функция $\dot{m}$ при трёх значениях параметра δ , характеризующего долю энергии, передаваемой электронам в ходе диссипации турбулентных движений, и $\alpha = 0,1$, $\beta = 9$, $s = 0,4$. Прямая с постоянным значением $\epsilon_{SSD} = 10\%$ соответствует номинальной эффективности энергосвечения стандартного тонкого диска. Для потока массы, меньшего значений, обозначенных квадратами, обе, электронная и ионная, компоненты не успевают высветить энергию за время аккреции. Для значений потока массы, меньших, чем указанные кружками, только ионный компонент выделяет энергию. Для значений потока массы, меньших, чем указанные треугольниками, осуществляется режим яркого горячего диска. (Из работы [19].)

ших радиусах. Эффективность энергосвечения, определяемая как отношение $\epsilon = L_{bol}/(\dot{M}c^2)$, показана на рис. 7.

Как видно из рис. 7, при достаточно больших потоках массы эффективность энергосвечения приближается к номинальной эффективности стандартного тонкого диска. Отметим, однако, что, так как в расчётах учитывалась потеря массы, обусловленная ветром, эффективность энергосвечения, определённая по отношению к потоку массы на больших масштабах, всегда остаётся малой.

В рамках одномерных моделей невозможно дать ответ на многие важнейшие вопросы теории аккрецион-

ных дисков. Во-первых, не удаётся прояснить природу турбулентности в дисках и, соответственно, оценить параметр α "из первых принципов". Во-вторых, нельзя самосогласованно получить решения с джетами, оттоками, конвективными движениями. В-третьих, невозможно получить аккуратные изображения диска и чёрной дыры и их образы на $U-V$ -плоскости.

Многомерные численные модели тоже, однако, не лишены недостатков. В частности, численный расчёт, проведённый при конкретных начальных и граничных условиях и параметрах задачи, как правило, невозможно обобщить для других условий и параметров, особенно в сложных численных моделях с размерными параметрами. В такой ситуации важен комбинированный подход, учитывающий преимущества как аналитических, так и численных моделей, одномерных и многомерных, и феноменологические зависимости, полученные при выполнении большого количества численных расчётов.

Многомерные численные модели эволюционировали от двумерных численных схем, в которых рассчитываются гидродинамические течения с заданным законом вязкости в ньютоновском (псевдоньютоновском) потенциале, к трёхмерным магнитогидродинамическим полностью релятивистским схемам (General Relativistic Magnetohydrodynamics — GRMHD). Важной особенностью современных расчётов радиационно-неэффективных аккреционных дисков является то обстоятельство, что в них, как правило, не учитывается перенос излучения при установлении динамической и пространственной структуры решений, хотя недавно появилось несколько расчётов, принимающих во внимание этот процесс (см., например, [20]). Уравнения переноса излучения для расчёта спектров объектов и их образов на различных длинах волн решаются позднее при заданных полях плотности, скоростей и определённом магнитном поле. Мы обсудим результаты многомерных численных расчётов в разделах 2.3 и 2.5, здесь приведём только полученную численно в [20] зависимость эффективности энергосвечения от $\dot{m}$ в полностью релятивистских моделях двухтемпературных радиационно-неэффективных дисков. Как видно из рис. 8, многомерные численные

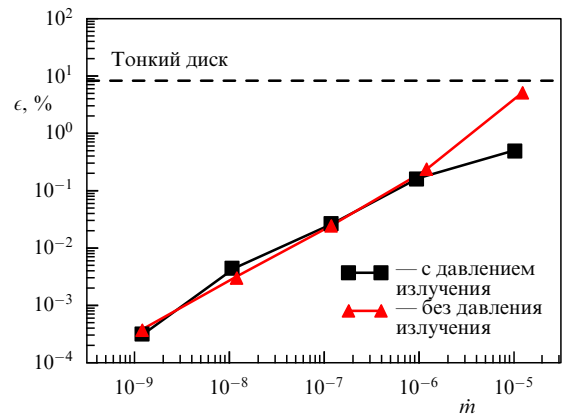


Рис. 8. Эффективность энергосвечения как функция $\dot{m}$. Штриховая горизонтальная прямая соответствует номинальной эффективности стандартного тонкого диска. Параметр вращения чёрной дыры $a = 0,5$, $M = 10^8 M_\odot$. Треугольники и квадраты — результаты расчётов, выполненных без учёта и с учётом давления излучения на структуру потока соответственно. (Из работы [20].)

схемы качественно подтверждают эту зависимость, полученную с помощью более простых методов (см. рис. 7).

2.3. Теоретические модели релятивистских выбросов

Спектры многих активных ядер галактик и квазаров имеют в радиодиапазоне избыток мощности, который интерпретируется как синхротронное излучение в струйном выбросе (джете) релятивистских электронов (и, возможно, позитронов), распространяющееся от находящейся в центре этих источников чёрной дыры. Такие джеты непосредственно обнаружены во многих источниках методами РСДБ. Считается надёжно установленным фактом то, что как излучение джетов, так и само их формирование связаны с присутствием в джете и аккреционном диске магнитных полей. Визуализация чёрной дыры, аккреционного диска и джета, полученная в рамках численной магнитогидродинамической модели, представлена на рис. 9.

В случае разрешённых с помощью РСДБ джетов наблюдается эффект "смещения ядра" (см., например, [22]), т.е. уменьшение углового размера компактного компонента джета, находящегося около его видимого основания, с увеличением частоты. Этот эффект интерпретируется как уменьшение размера оптически толстой области джета с возрастанием частоты. В случае РСДБ-наблюдений в миллиметровой (субмиллиметровой) области спектра угловой размер ядра для многих источников должен стать сравнимым с угловым размером гравитационного радиуса, что позволяет надеяться на разрешение области вблизи чёрной дыры, в которой и происходит формирование джета. Отметим, что этот вывод поддерживается и данными по спектрам излучения многих активных галактических ядер и квазаров, имеющим изгиб в миллиметровой (субмиллиметровой) области, который объясняется как переход при увеличении частоты от оптически толстой излучающей среды к оптически тонкой. Таким образом, для большого коли-

чества источников ожидается, что джет будет полностью или частично оптически тонким в миллиметровой (субмиллиметровой) области, которая в данном случае является чрезвычайно важной для непосредственных наблюдений области формирования джета в режиме РСДБ.

Существует несколько основных проблем, связанных с физикой джетов. Во-первых, это проблема "запуска" джетов, которая, как считают, непосредственно связана с процессами, протекающими в аккреционном диске вблизи чёрной дыры. Во-вторых — проблема коллимации джетов и объяснения возникающих в них квазистационарных и динамических структур различного рода, таких как "узлы", искривления формы джетов на больших масштабах и др. В-третьих, существует проблема объяснения общей мощности джета и формирования его излучения, а также поляризации на разных длинах волн и расстояниях от источников, кроме того, имеется связанная с ней проблема состава джетов: какие именно джеты — "тяжелые", состоящие в основном из протонов и электронов, или "лёгкие", состоящие в основном из электронов и позитронов, — преимущественно реализуются в галактических центрах. Подчеркнём, что все эти проблемы тесно связаны между собой и в настоящее время не существует ни одной аналитической или численной теории, которая могла бы объяснить основные свойства джетов самосогласованным образом. Именно поэтому исключительно важными являются РСДБ-наблюдения джетов на разных длинах волн.

Наиболее популярные модели запуска джетов основаны либо на модели Блэндфорда – Пэйна [23], либо на модели Блэндфорда – Знаека [24]. В первой предполагается, что истекающее из аккреционного диска вещество, движущееся вдоль вращающихся полоидальных магнитных силовых линий, ускоряется под действием центробежной силы вблизи аккреционного диска, а вдали от него коллимируется благодаря наличию торoidalной компоненты магнитного поля. Вторая модель, которая основана на определённой аналогии между электродинамическими процессами вблизи вращающейся чёрной дыры и униполярным индуктором, даёт следующую общую картину: вблизи вращающейся чёрной дыры, находящейся во внешнем магнитном поле с силовыми линиями, перпендикулярными её горизонту, выделяется мощность, которую уносит на большие расстояния поток энергии возникающего электромагнитного поля. Отметим, что обе эти модели требуют наличия полоидальной компоненты магнитного поля специальной конфигурации вблизи чёрной дыры, кроме того, для реализации второй модели необходимо, чтобы чёрная дыра вращалась.

Данные по "сверхсветовому движению" отдельных компонентов свидетельствуют о том, что вдали от своего источника джет ускоряется, приобретая значительную величину лоренц-фактора, $\Gamma \sim 10$. Это означает, что в области запуска джета, где лоренц-фактор истекающего вещества, скорее всего, невелик, поток энергии должен осуществляться главным образом за счёт потока Пойнтинга и впоследствии вещество должно ускориться. Требование такого рода, по сути, может считаться определением релятивистского джета, которое используется в различных численных моделях его запуска. Эти численные модели показали, что релятивистский джет запускается, скорее всего, с помощью процесса Блэндфорда – Знаека, так как его мощность существенно

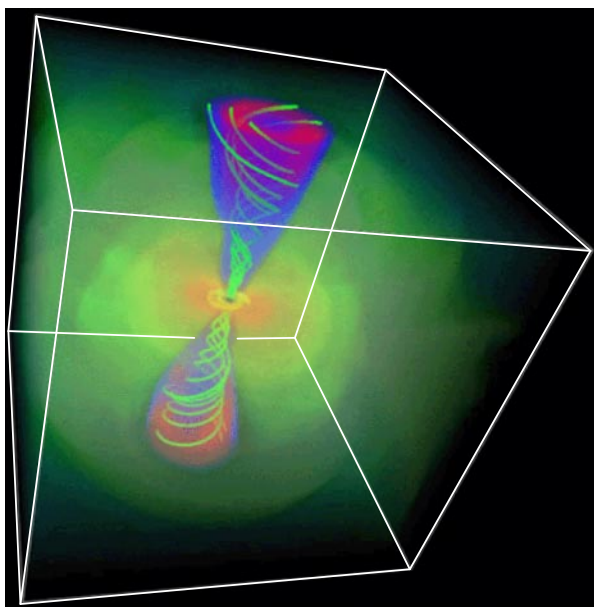


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Аккреционный диск вокруг чёрной дыры и джет, истекающий перпендикулярно плоскости диска. Видно, что показанные светлыми кривыми магнитные силовые линии в джете имеют спиральную структуру. (Из работы [21].)

зависит от степени вращения чёрной дыры, что и наблюдается в численных расчётах. Данный процесс и будет считаться основным кандидатом на роль механизма, определяющего возникновение джета.

В простейшей формулировке мощность, выделяемая за счёт процесса Блэндфорда–Знаека, определяется выражением

$$L_{\text{BZ}} = \frac{1}{32} a^2 \omega_F^2 B_\perp^2 R_h^2 c, \quad (5)$$

где a — параметр вращения чёрной дыры, $\omega_F = \sqrt{(\Omega_h - \Omega_F)/\Omega_F}$, Ω_F — угловая скорость вращения магнитных силовых линий, Ω_h — угловая скорость вращения чёрной дыры, $B_\perp$ — компонента магнитного поля, перпендикулярная горизонту, R_h — радиус горизонта событий (см., например, [25]). Используя предположение о том, что вблизи чёрной дыры $B_\perp \sim \alpha P$ (P — давление в диске), и уравнения из [7], а также считая, что $\omega_F \sim 1/2$, можно оценить эффективность энерговыделения за счёт процесса Блэндфорда–Знаека (см. [26]) в радиационно-неэффективном диске:

$$\epsilon_{\text{BZ}} \equiv \frac{L_{\text{BZ}}}{\dot{M} c^2} \sim 10^{-2} a^2. \quad (6)$$

Сравнивая величину (6) с эффективностью энерговыделения самого аккреционного диска $\bar{\epsilon}$ (см. рис. 7), видим, что джет может быть более эффективным источником энергии, чем диск, при больших параметрах вращения, $|a| \sim 1$, и достаточно малых отношениях потока массы к эддингтоновскому, $\dot{m} < 10^{-5} - 10^{-3}$, в зависимости от эффективности нагрева электронов в диске вследствие диссипации турбулентных движений. Отметим, что в оценки как ϵ_{BZ} , так и $\bar{\epsilon}$ входит значение потока массы непосредственно на чёрную дыру. Как отмечалось выше, поток массы на значительно больших расстояниях может быть на несколько порядков больше ввиду возможности мощных оттоков массы в радиационно-неэффективных дисках. Важно подчеркнуть, что L_{BZ} даёт только верхнюю оценку потока излучения, исходящего из джета и, более того, можно ожидать, что поток излучения существенно меньше, чем L_{BZ} . Так, поток энергии в джете, находящемся в центральной части галактики М 87, на больших расстояниях от его источника, L_{jet} можно оценить, рассматривая взаимодействие потока вещества в джете либо с находящимися в нём узлами (см. [27]), либо с межгалактической средой (см. [28]). Такие оценки дают $L_{\text{jet}} \approx 1,4 \times 10^{-4} L_{\text{Edd}} \sim 10^{44}$ эрг с⁻¹ и, соответственно, $L_{\text{jet}} \approx 4 \times 10^{-5} L_{\text{Edd}} \sim 3 \times 10^{43}$ эрг с⁻¹, что существенно больше болометрического потока излучения от центра этой галактики $L_{\text{bol}} = 3,6 \times 10^{-6} L_{\text{Edd}} \approx 2,7 \times 10^{42}$ эрг с⁻¹. Очевидно, что $L_{\text{jet}} < L_{\text{BZ}}$.

В то же время поток излучения в интересующем нас миллиметровом диапазоне, L_{mm} , несколько меньше болометрического (см., например, [29]). Поэтому эффективность радиационного энерговыделения джета М 87 в миллиметровой области спектра относительно мала, $L_{\text{mm}}/L_{\text{BZ}} \leq 10^{-2} - 10^{-1}$, даже при предположении о том, что спектр М 87 в этой области спектра полностью определяется джетом.

Коллимация джетов на больших расстояниях от источника осуществляется, как полагается, за счёт либо стягивающего воздействия магнитных полей в джете, либо взаимодействия с окружающей средой. В случае

достаточно большого лоренц-фактора движения вещества и малой "эффективной" скорости звука в джете (учитывающей давление как частиц, так и магнитного поля), велико релятивистское число Маха: $M \equiv \Gamma v_j/c_s$, где v_j — характерная скорость движения частиц в джете, c_s — эффективная скорость звука. В этом случае джет может быть коллимирован кинематическим образом с углом раствора θ порядка M^{-1} (см. [30]).

Аналитическая теория распространения джетов, как правило, изучает стационарные осесимметричные конфигурации в рамках идеальной магнитогидродинамики, предполагающей выполнение условия вмороженности магнитных силовых линий в плазму. В рамках такого подхода оказывается возможным найти интегралы движения и сформулировать уравнение, определяющее конфигурации магнитного поля и распределения полей плотности и скорости движущихся частиц (так называемое уравнение Грэда–Шафранова) (см. обзор результатов по этой тематике в [31]). Часто для упрощения определяющего уравнения используется так называемое бессильное приближение, в котором пренебрегается влиянием сил инерции и давления на движение вещества. Нестационарные решения в рамках аналитической теории находят, как правило, методами теории возмущений, решая задачи об устойчивости стационарных потоков (см., например, [32]).

К сожалению, в рамках идеальной магнитогидродинамики невозможно изучать процессы генерации тепловых частиц и форму спектра излучения, генерируемого джетом, которые требуют применения кинетических методов. Также, вероятно, эти процессы связаны либо с пересоединением магнитных линий, либо с распространением в джете ударных волн, и поэтому они имеют принципиально нестационарный характер. Для расчёта спектров джетов используются феноменологические "квазигидродинамические" модели (см., например, [33–35], в которых предполагается, что плотность энергии излучающих частиц пропорциональна плотности энергии магнитного поля, а их распределение носит степенной характер.

Основные характеристики джета, такие как типичные значения Γ , θ , величины потоков массы и энергии в джете, показатель степени энергетического спектра излучающих частиц и т.д., являются параметрами указанных выше феноменологических моделей, и они определяются либо с помощью подгонки модельных спектров к наблюдаемому, либо посредством привлечения других данных о джетах в конкретных источниках. Для РСДБ-наблюдений в миллиметровой области важным является то обстоятельство, что в этих феноменологических моделях часто используется характерное расстояние от чёрной дыры, на котором происходит начальное ускорение излучающих частиц до релятивистских энергий; это расстояние обычно предполагается равным нескольким единицам или десяткам гравитационных радиусов (размер "сопла" или "основания джета"). РСДБ-наблюдения в миллиметровом диапазоне позволят разрешить область вокруг чёрной дыры порядка характерного размера основания джета и прояснить как проблему его формирования, так и механизм генерации излучающих частиц.

В настоящее время основным методом исследования проблемы возникновения джетов являются численные расчёты, основанные на полностью релятивистской

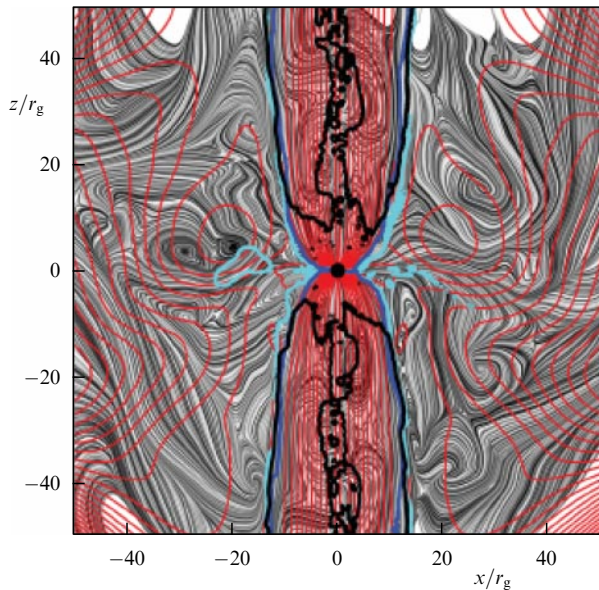


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Проекция линий тока (серые линии) и магнитных силовых линий на плоскость, перпендикулярную экваториальной плоскости быстро вращающейся чёрной дыры, в численном расчёте возникновения джета. Дополнительно показаны области, внутри которых газовые элементы имеют отрицательную энергию связи по отношению к чёрной дыре (чёрные линии). Светло-голубые линии соответствуют отношению газового давления к магнитному меньше чем 2, а тёмно-голубые — отношению плотности магнитного давления к плотности энергии покоя, большему единицы. (Из работы [37].)

идеальной магнитогидродинамике (см. обзор работ на эту тему в [36]). Для иллюстрации приведём несколько рисунков из работы [37]. На рисунке 10 показаны линии тока и магнитные силовые линии для модели аккреционного диска, эволюционирующего в режиме доминирования воздействия магнитного поля (по отношению к газовому давлению) на движение вещества вблизи от чёрной дыры (в режиме MAD) с преимущественно полоидальным начальным распределением магнитного поля. Из рисунка 10 видно, что в этом случае перпендикулярно плоскости диска возникает чётко выделенный джет, в котором плотность энергии магнитного поля превосходит плотность энергии покоя газа. Из рисунка 11, на котором показано распределение плотности газа для той же модели, видно, что оно носит несимметричный характер.

На рисунке 12 приведено распределение плотности газа для модели с тороидальным начальным распределением магнитного поля в момент возникновения транзитного джета.

В целом, как в [37], так и в работах других авторов отмечалось, что для возникновения хорошо выделенного квазистационарного джета необходимы большое значение параметра вращения чёрной дыры, $a \sim 1$, и преимущественно полоидальное распределение начального магнитного поля. Как отмечалось выше, последнее условие в действительности может не выполняться либо из-за других начальных условий, либо из-за эффекта диффузии магнитного поля, который сложно учесть в численных расчётах. В последнее время была предложена модель генерации крупномасштабного магнитного поля непосредственно вблизи чёрной дыры (см. [38]) вследствие

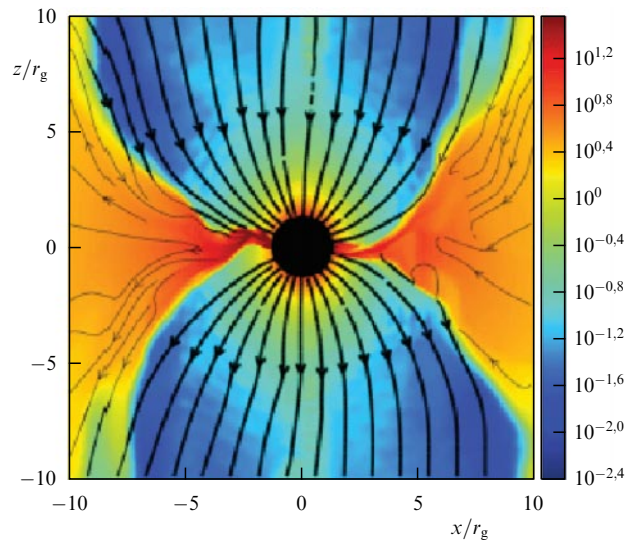


Рис. 11. (В цвете онлайн.) То же, что и на рис. 10, но теперь цветом показано распределение десятичного логарифма плотности, выраженной в естественных геометрических единицах плотности. Чёрные кривые показывают распределение магнитных силовых линий, причём жирные кривые соответствуют "легко загруженным" силовым линиям, внутри которых значения магнитного потока достаточно велики для возникновения бессиловой магнитосферы. (Из работы [37].)

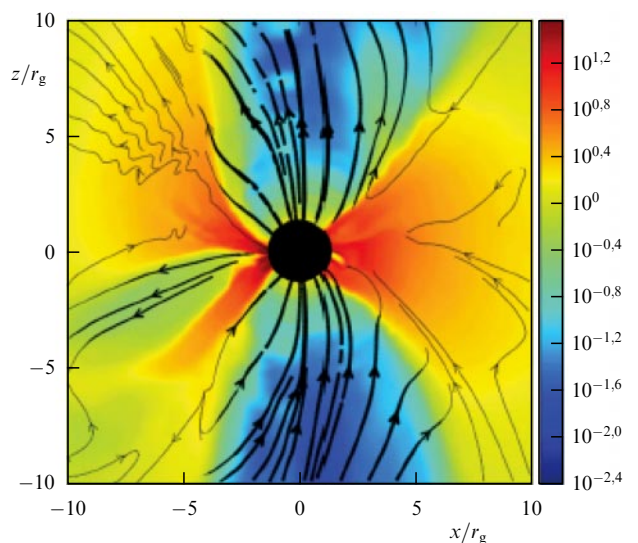


Рис. 12. (В цвете онлайн.) То же, что и на рис. 11, но для модели диска с "нормальной" эволюцией, в которой движение газа вблизи чёрной дыры определяется в основном силами давления и гравитацией. (Из работы [37].)

воздействия разницы во вращении диска и чёрной дыры на петлю магнитной силовой линии. Эта модель, однако, более эффективна в случае, когда диск вращается в сторону, противоположную вращению чёрной дыры, тогда как более естественным представляется их сонаправленное вращение.

В работах [39, 40] аналитически, а, например, в работах [41, 42] численно показано, что когда аккреционный диск является достаточно толстым и вращается в одном и том же направлении с чёрной дырой, не происходит его "укладывание" в экваториальную плоскость чёрной дыры на малых расстояниях от неё. В связи с этим важным становится вопрос о направлении оси джета.

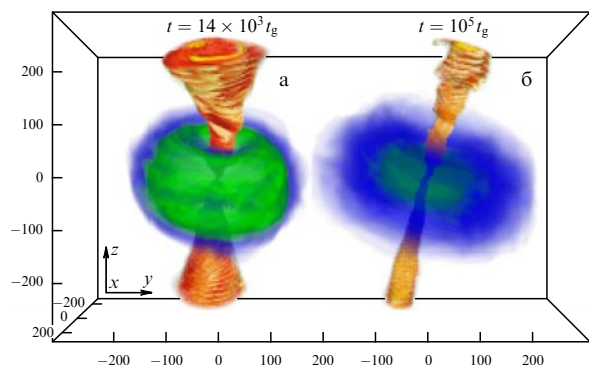


Рис. 13. (В цвете онлайн.) Визуализация результатов численного расчёта системы аккреционного тора и джета, наклонённого относительно экваториальной плоскости чёрной дыры, для времени $t = 14 \times 10^3 t_g$ (а) и $t = 10^5 t_g$ (б), где t_g — "гравитационное" время, определяемое как отношение гравитационного радиуса r_g к скорости света. Зелёным и синим цветами показан логарифм плотности в характерных единицах — зелёный цвет соответствует большей плотности. Красным и жёлтым цветами представлены силовые линии магнитного поля. (Из работы [37].)

В недавней работе [43] в рамках численной модели аккреционного тора, наклонённого к экваториальной плоскости чёрной дыры и прецессирующего вокруг её оси вращения под действием гравимагнитной силы, было показано, что на достаточно больших расстояниях джет ориентирован перпендикулярно плоскости тора (рис. 13). Если этот эффект найдёт своё подтверждение в других моделях, то он может оказаться важным для построения образов чёрных дыр, поскольку во всех существующих в настоящее время расчётах такого рода предполагается стандартная конфигурация с диском, уложенным в экваториальную плоскость, и перпендикулярным ей джетом.

2.4. Моделирование спектров источников излучения субэддингтоновской яркости

В случае источников с малым отношением болометрической светимости к эддингтоновской и аккреционный диск, и джет могут давать сравнимые вклады в поток излучения на миллиметровых (субмиллиметровых) длинах волн. Более того, поток излучения в этой области может определять полную светимость источников. Возникает вопрос: можно ли на основе данных о распределении потока излучения по частотам судить о том, джет или диск определяют светимость конкретных

объектов? Попытка ответа на этот вопрос была сделана в работе [18] для выборки активных галактических ядер низкой светимости (Low Luminosity Active Galactic Nuclei — LLAGN), характеризующихся низкой ионизацией эмиссионных линий (Low Ionization Nuclear Emission Region — LINER). Эта выборка объектов представлена в табл. 1, где также указаны некоторые их основные свойства. Для изучения выбирались только источники с весьма низким отношением болометрической и эддингтоновской светимостей, порядка 10^{-5} .

Для моделирования спектра аккреционного диска использовалась модель 5 из раздела 2.2, в которой предполагается, что внутри области, ограниченной некоторым радиусом r_{tr} существует радиационно-неэффективный, оптически тонкий, геометрически толстый диск, а вне этой области диск считается стандартным, оптически толстым и геометрически тонким. Структура аккреционного потока в области $r < r_{tr}$ находилась численно с использованием уравнений, полученных в работе [44], причём учитывалась возможность оттока массы из диска, характеризующая параметром s (см. раздел 2.2). Предполагалось, что фракция энергии δ , непосредственно диссипируемая в нагрев электронов, находится в пределах $0,01 \leq \delta \leq 0,50$. Тонкий диск считался излучающим чернотельное излучение. Другими параметрами, характеризующими аккреционный диск, являлись r_{tr} , параметр вязкости α , отношение β газового давления к магнитному, адиабатический индекс γ , угол наклона диска к лучу зрения i и поток массы на радиусе перехода $\dot{M}(r_{tr})$, причём фиксировались значения $\alpha = 0,3$, $\beta = 10$ и $\gamma = 1,5$.

Для моделирования спектра джета использовалась квазигидродинамическая модель, изначально предложенная в работе [34] для моделирования спектров гамма-всплесков. Считалось, что джет обладает постоянным углом раствора $\theta = 10^\circ$, гамма-фактором $\Gamma = 2,3$, а угол наклона джета либо брался из наблюдений, либо принимался равным 30° . Фракция нетепловых электронов полагалась равной 10 % от плотности тепловых частиц. Свободными параметрами являлись поток массы в джете, плотности энергии тепловых частиц и магнитного поля и параметр p , характеризующий распределение по энергиям нетепловых частиц. Из таблицы 2, в которой приведены результаты моделирования, видно, что полученные модельные значения параметров являются реалистичными и что в шести случаях излучение источников в рамках данной модели в основном определяется джетом, а в одиннадцати — аккреционным диском.

Таблица 1. Источники, для которых проведено моделирование спектра* в работе [18]

Галактика	Тип	Расстояние, Мпк	$\lg(M_{BH}/M_\odot)$	L_X , эрг с ⁻¹	L_{bol} , эрг с ⁻¹	L_{bol}/L_{Edd}
NGC 1097	SB(rl)b	14,5	8,1	$4,3 \times 10^{40}$	$8,5 \times 10^{41}$	5×10^{-5}
NGC 3031 (M 81)	SA(s)ab	3,6	7,8	$1,9 \times 10^{40}$	$2,1 \times 10^{41}$	3×10^{-5}
NGC 3998	SA(r)0	13,1	8,9	$4,6 \times 10^{41}$	$1,4 \times 10^{43}$	1×10^{-4}
NGC 4143	SAB(s)0	14,8	8,3	$1,1 \times 10^{40}$	$3,2 \times 10^{41}$	1×10^{-5}
NGC 4261	E2-3	31,6	8,7	$1,0 \times 10^{41}$	$6,8 \times 10^{41}$	1×10^{-5}
NGC 4278	E1-2	14,9	8,6	$9,1 \times 10^{39}$	$2,7 \times 10^{41}$	5×10^{-6}
NGC 4374 (M 84)	E1	17,1	8,9	$3,5 \times 10^{39}$	$5,0 \times 10^{41}$	5×10^{-6}
NGC 4486 (M 87)	E0-1	14,9	9,8	$1,6 \times 10^{40}$	$9,8 \times 10^{41}$	7×10^{-6}
NGC 4552 (M 89)	E	14,3	8,2	$2,6 \times 10^{39}$	$7,8 \times 10^{40}$	4×10^{-6}
NGC 4579 (M 58)	SAB(rs)b	21,0	7,8	$1,8 \times 10^{41}$	$1,0 \times 10^{42}$	1×10^{-4}
NGC 4594 (M 104)	SA(s)a	9,1	8,5	$1,6 \times 10^{40}$	$4,8 \times 10^{41}$	1×10^{-5}
NGC 4736 (M 94)	(R)SA(r)ab	4,8	7,1	$5,9 \times 10^{38}$	$1,8 \times 10^{40}$	1×10^{-5}

* M_{BH} — масса чёрной дыры, L_X — рентгеновская светимость источника в диапазоне длин волн 2–10 кэВ.

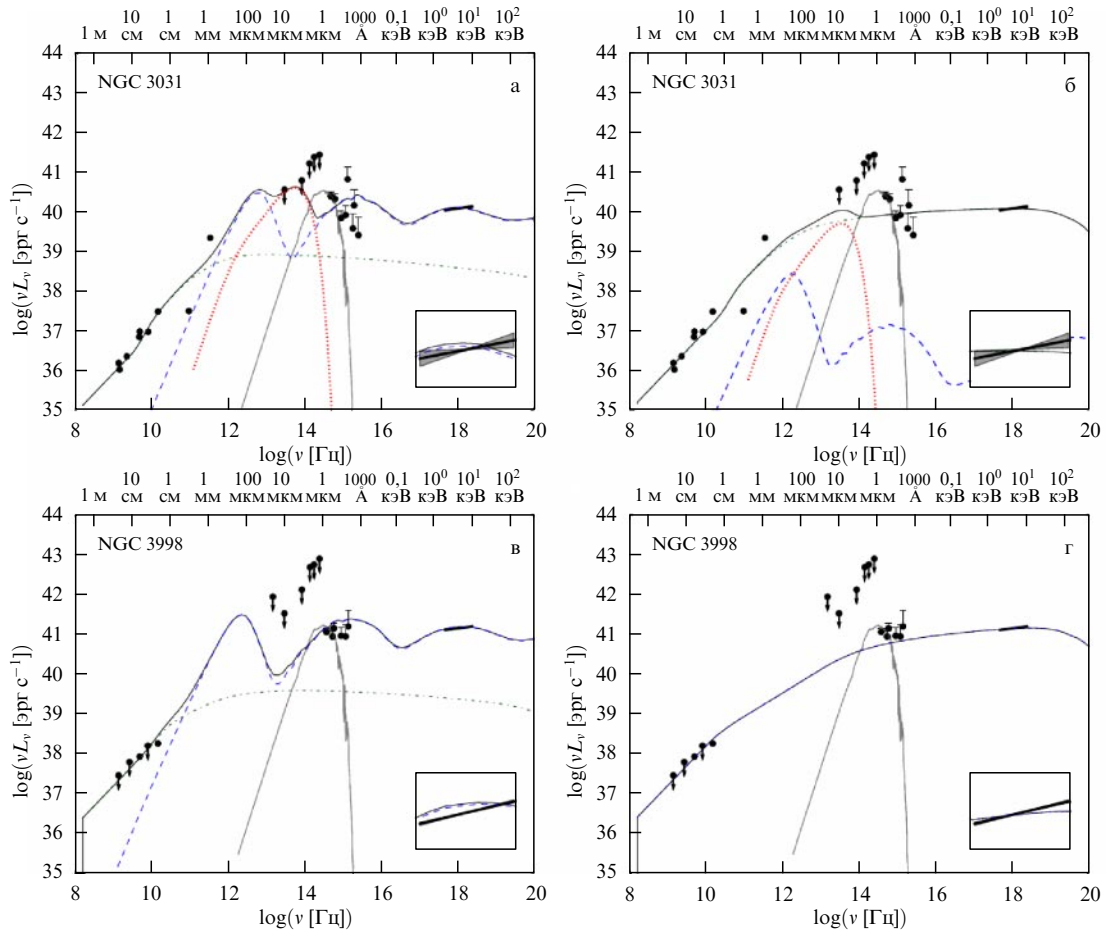


Рис. 14. Распределение спектральной плотности энергии излучения на единицу логарифма частоты как функция логарифма частоты. Результаты моделирования NGC 3031 (а, б) и NGC 3998 (в, г). Результаты моделей, в которых доминирует излучение диска (а, в) и джета (б, г). Штриховые, пунктирные и штрихпунктирные кривые представляют спектры радиационно-неэффективного диска, тонкого диска и джета соответственно. Символами показаны наблюдаемые значения потока и ограничения на него сверху на разных частотах. Сплошная чёрная кривая представляет полную плотность излучения, серая сплошная кривая — дополнительную компоненту, связанную с излучением старой звёздной подсистемы. На вставках показана рентгеновская часть спектра в диапазоне частот 2–10 кэВ.

Таблица 2. Основные результаты моделирования спектров источников* из выборки (из работы [18])

Галактика	Тип**	$\dot{M}_0/\dot{M}_{\text{Edd}}$	$r_{\text{tr}}/R_{\text{Sch}}$	$\dot{M}_{\text{jet}}/\dot{M}_{\text{Edd}}$	$P_{\text{jet}}^{\text{mod}}, \text{ эрг с}^{-1}$	$P_{\text{jet}}^{\text{obs}}, \text{ эрг с}^{-1}$	$\dot{M}_{\text{Bondi}}/\dot{M}_{\text{Edd}}$
NGC 1097	AD	0,0064	225	7×10^{-7}	10^{43}		
NGC 3031	JD	0,0005	360	$1,2 \times 10^{-5}$	$4,8 \times 10^{42}$	$7,1 \times 10^{41}$	
NGC 3031	AD	0,004	360	2×10^{-6}	8×10^{41}		
NGC 3998	JD	—	—	$3,5 \times 10^{-6}$	$1,8 \times 10^{43}$	$4,6 \times 10^{42}$	
NGC 3998	AD	0,006	10^4	$1,7 \times 10^{-6}$	9×10^{42}		
NGC 4143	AD	0,0025	70	$1,2 \times 10^{-7}$	$1,6 \times 10^{41}$		
NGC 4261	AD	0,0019	10^4	6×10^{-6}	2×10^{43}		
NGC 4278	AD	0,0007	40	$3,5 \times 10^{-6}$	4×10^{42}		
NGC 4374	JD	—	—	$1,6 \times 10^{-6}$	$8,4 \times 10^{42}$	$3,9 \times 10^{42}$	
NGC 4374	AD	0,0029	10^4	4×10^{-7}	2×10^{42}		
NGC 4486	JD	—	—	6×10^{-8}	$8,2 \times 10^{42}$	$10^{43} - 10^{44}$	
NGC 4486	AD	0,00055	10^4	5×10^{-8}	$6,8 \times 10^{42}$		7×10^{44}
NGC 4552	JD	—	—	$1,8 \times 10^{-6}$	$2,2 \times 10^{42}$	$1,6 \times 10^{42}$	
NGC 4579	AD	0,02	150	$1,4 \times 10^{-5}$	$5,9 \times 10^{42}$		
NGC 4594	JD	0,002	10^4	$4,5 \times 10^{-7}$	10^{42}	3×10^{42}	
NGC 4594	AD	0,006	10^4	9×10^{-7}	2×10^{42}		
NGC 4736	AD	0,0035	60	6×10^{-7}	$6,5 \times 10^{42}$		

* $\dot{M}_0$ — аккреционный поток на переходном радиусе r_{tr} , $\dot{M}_{\text{Edd}}$ — эддингтоновский поток, R_{Sch} — шварцшильдовский радиус, $\dot{M}_{\text{jet}}$ — поток массы в джете, $P_{\text{jet}}^{\text{mod}}$ — полная мощность джета, $P_{\text{jet}}^{\text{obs}}$ — оценка полной мощности джета из наблюдений (там, где они имеются), $\dot{M}_{\text{Bondi}}$ — наблюдательная оценка потока массы на радиусе Бонди от чёрной дыры.

** AD означает, что светимость определяется излучением диска, JD — излучением джета.

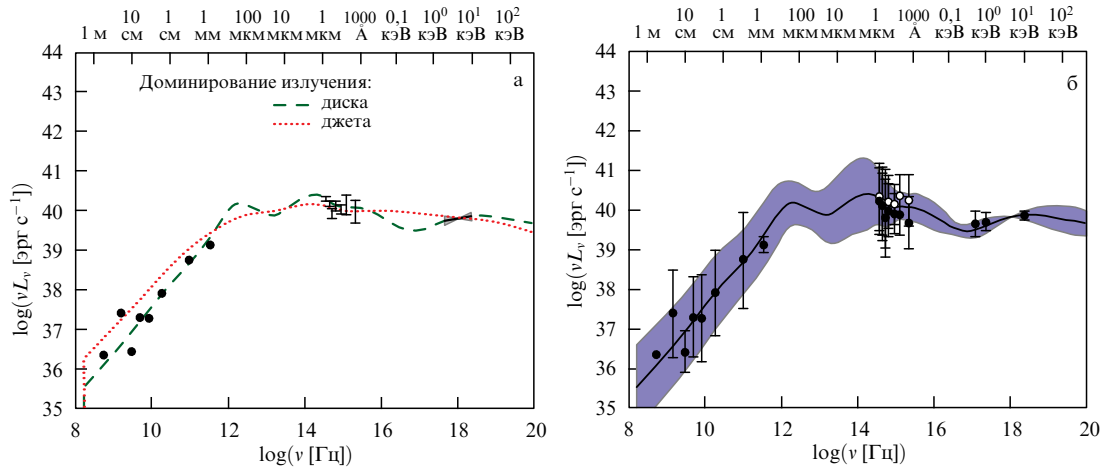


Рис. 15. То же, что и на рис. 14, но на рис. а показано геометрическое среднее моделей спектров отдельных источников и наблюдательных данных, а на рис. б – дисперсионное отклонение на уровне 1σ . На рисунке а штриховая и пунктирная кривые соответствуют моделям, в которых доминирует излучение соответственно диска и джета.

Результаты моделирования распределения потока излучения по спектру представлены на рис. 14–16. На рисунке 14 показаны результаты моделирования двух объектов, NGC 3013 и NGC 3998. Видно, что для данных объектов модели, в которых доминирует излучение аккреционного диска, дают выраженный максимум излучения в субмиллиметровой области. Модели, в которых доминирует излучение джета, показывают более пологий спектр.

На рисунках 15 и 16 представлены геометрическое среднее спектров разных источников, его дисперсия и проведено сравнение геометрического среднего со спектрами радиослабых и радиогромких квазаров. Как и для конкретных источников, для моделей, в которых излучение диска доминирует, спектр имеет ярко выраженный максимум на субмиллиметровых длинах волн. Оба случая доминирования диска и джета демонстрируют завал

спектра на длинах волн более 1 мм, очевидно, связанный с оптически толстым режимом распространения излучения в излучающей плазме при достаточно больших длинах волн. Из рисунка 16 видно, что максимум потока излучения "типичного" квазара смещён в область более коротких длин волн по отношению к максимуму потока излучения активных ядер со слабой болометрической светимостью.

Таким образом, результаты данного исследования демонстрируют, что имеется существенное различие между спектрами квазаров и активных галактических ядер низкой светимости, причём в последнем случае можно ожидать, что существенная доля полной светимости выделяется в диапазоне длин волн 100 мкм – 1 мм. Также в последнем случае может быть весьма существен вклад аккреционного диска в мощность излучения в указанном диапазоне. Отметим, однако, что этот вывод необходимо подтвердить в более реалистичных моделях формирования излучения в диске и джете.

2.5. Тени чёрных дыр

Траектории фотонов, слабо взаимодействующих с веществом, проходящие вблизи от чёрных дыр, сильно искажаются гравитационным полем последних. Более того, фотоны, находящиеся на орбитах с достаточно малым угловым моментом (величина которого зависит, вообще говоря, от момента вращения чёрной дыры и ориентации орбиты относительно её оси вращения), поглощаются чёрной дырой. Это приводит к тому, что облучаемая каким-либо источником чёрная дыра имеет (на больших расстояниях) вид чёрного пятна с угловым размером порядка нескольких величин отношения гравитационного радиуса к расстоянию до неё, а форма пятна зависит от свойств поля излучения источника, момента вращения чёрной дыры и ориентации её оси вращения относительно направления на наблюдателя (см., например, [45, 46]). Это пятно называется "тенью" чёрной дыры, и его обнаружение явилось бы непосредственным доказательством того, что в той или иной галактике находится чёрная дыра. Более того, по форме пятна можно в принципе судить о массе чёрной дыры, её угловом моменте и ориентации последнего относительно луча зрения, о свойствах излучающей среды и

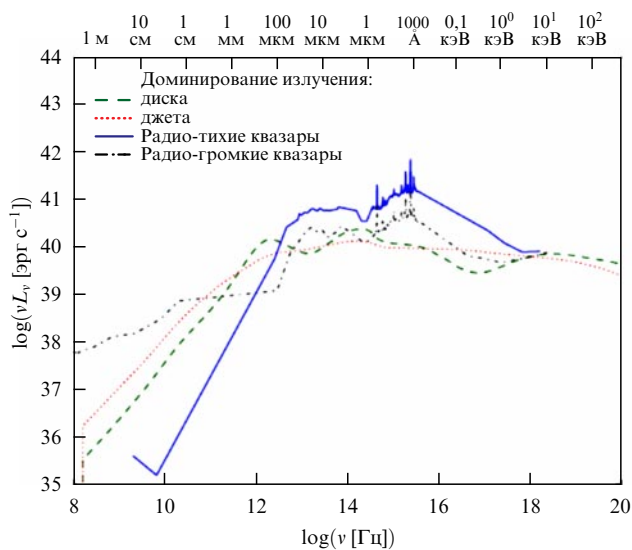


Рис. 16. То же, что и на рис. 14, но штриховая, пунктирная, сплошная и штрихпунктирная кривые соответствуют усреднённым спектрам, полученным в моделях, в которых доминирует излучение диска (AD_{mean}) и джета (JD_{mean}), наблюдательным усреднённым спектрам радио-тихих и радио-громких квазаров. Все спектры нормированы на одно и то же значение в диапазоне энергии 2 – 10 кэВ.

степени применимости ОТО к описанию сильных гравитационных полей. Так как угловые размеры теней даже СМЧД порядка нескольких десятков миллионных долей угловой секунды и менее, их обнаружение возможно только с помощью РСДБ-методов, причём особую роль играют РСДБ-наблюдения в миллиметровой области спектра.

В реалистичной ситуации для формирования тени чёрной дыры в образе источника излучающая среда вблизи чёрной дыры должна либо быть оптически тонкой, либо занимать телесный угол менее 4π , причём в последнем случае луч зрения должен иметь направление на чёрную дыру, вдоль которого среда отсутствует. Первая ситуация, вероятно, реализуется в случае радиационно-неэффективных аккреционных дисков, вторая — в случае тонких дисков и джетов при условии, что луч зрения не находится в плоскости диска или лежит вдоль направления на "жерло" джета.

Тени чёрных дыр интенсивно изучались в рамках подготовки к наблюдениям с помощью ТГС³, при этом, к сожалению, детально рассматривались только два источника: центр Галактики (источник Стрелец (Sgr A*)) и центр галактики М 87. Несмотря на разницу расстояний до этих источников и масс чёрных дыр (несколько миллионов масс Солнца в первом случае и несколько миллиардов — во втором), угловые размеры теней обеих чёрных дыр сравнимы по порядку величины: несколько десятков угловых микросекунд. Однако в первом случае все до сих пор определённые характеристики источника можно объяснить только присутствием радиационно-неэффективного диска, тогда как во втором непосредственно наблюдается мощный джет, исходящий из центра галактики. Соответственно, в большинстве моделей Sgr A* рассматривался только аккреционный диск, а в моделях М 87* либо предполагалось доминирование излучения джета, либо вклады джета и диска считались сравнимыми между собой.

Поскольку непосредственно методами РСДБ определяются так называемые функции видности (фурье-образы источника на небесной сфере), совместно с тенями чёрных дыр часто строились амплитуды видностей, т.е. модули фурье-образа изображения внутренней части источника, содержащей тень чёрной дыры.

Как правило, тени чёрных дыр и соответствующие амплитуды видности находились численно методами полностью релятивистской магнитогидродинамики и переноса излучения, причём сначала проводился численный магнитогидродинамический расчёт, а затем дополнительно решалась задача переноса излучения для заданных метрики и свойств излучающей среды.

Примеры теней чёрных дыр и амплитуд функции видности приведены на рис. 17, 22, 23 для Sgr A* и на рис. 18, 19, 21 для М 87*.

Пример результатов численных расчётов образов аккреционного диска вокруг чёрной дыры в центре Галактики, взятый из [48], приведён на рис. 3 и 17. В [48] основные параметры модели аккреции подбирались таким образом, чтобы она правильно описывала как данные по величине потока излучения в миллиметровой области спектра, так и имевшиеся (до 2010 г.) данные РСДБ-наблюдений центра Галактики. Видно, что, вообще говоря, формы теней чёрной дыры зависят как от

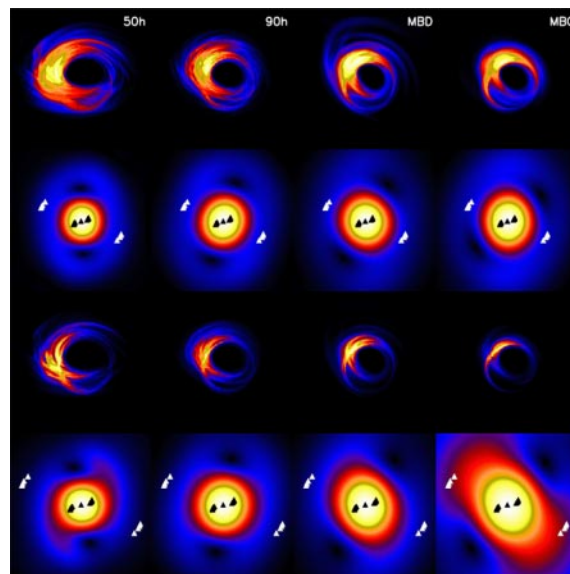


Рис. 17. Образы аккреционного диска, полученные в численном расчёте с параметрами, соответствующими чёрной дыре в центре Галактики (первая и третья строки изображений), и амплитуды видности (вторая и четвертая строки изображений). Первые две строки изображений соответствуют длине волны 1,3 мм, а две последние — 0,87 мм. Треугольниками показаны положения баз наблюдений в работе [47]. Каждая колонка изображений соответствует отдельному численному расчёту. (Из работы [48].)

параметра её вращения, так и от отношения температур ионов T_i и электронов T_e . В частности, расчёт, результаты которого представлены в первой колонке изображений на рис. 17, выполнен при существенно меньшем значении параметра вращения, чем остальные. Видно, что в этом случае площадь тени чёрной дыры существенно больше. Поэтому в принципе по размеру тени можно судить о мере вращения чёрной дыры в случае, когда её масса надёжно установлена. Параметры расчёта [48] для разных моделей приведены в табл. 3.

Примеры ожидаемых теней чёрной дыры с параметрами, соответствующими чёрной дыре в центре галактики М 87, приведены на рис. 18 и 19 (см. [49]). Использовались две модели с разным отношением T_i/T_e , причём в модели, в которой $T_i/T_e = 3$, ожидаемый образ системы формируется излучением как джета, так и диска, а в модели, где $T_i/T_e = 10$, важным оказывается только джет. На рисунке 18 показаны ожидаемые образы диска и джета и соответствующие амплитуды видности для ожидаемого относительно малого угла наклона джета к лучу зрения, равного 25° . В этом случае образ джета определяется излучением контрджета, так как излучение джета, направленного на наблюдателя, в основном захватывается чёрной дырой. На рисунке 19 показано, как образ джета изменяется с изменением угла наклона.

Таблица 3. Основные параметры численных расчётов из [48]

Название модели	Параметр вращения a	Поток массы $\dot{M}$, $10^{-9} M_\odot \text{ год}^{-1}$	Угол наклона диска к лучу зрения i , град	T_i/T_e
50h	0,50	20–40	60	1
90h	0,90	5–8	50	2
MBD	0,92	4–10	50	3
MBQ	0,94	5–8	50	6

³ См. eventhorizontelescope.org/

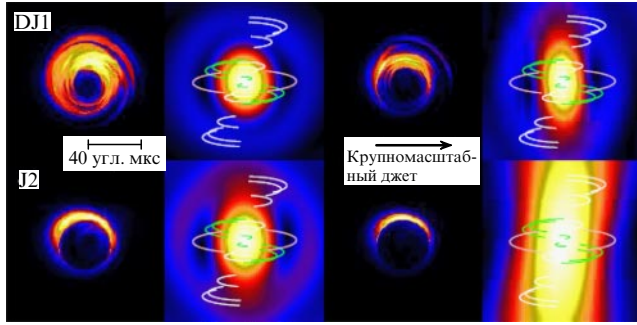


Рис. 18. Образы диска и джета (первая и третья колонки) и амплитуды видности (вторая и четвёртая колонки), полученные в результате численного расчёта аккрецирующей чёрной дыры с параметрами, соответствующими чёрной дыре в галактике М 87 (табл. 4). Линии на изображениях амплитуд видности соответствуют проекциям баз, достижимым в рамках проекта ТГС. Первая строка показывает результаты, полученные в модели, где важен вклад излучения диска и контрджета, вторая — только контрджета, первая и вторая колонки рассчитаны для длины волны 1,3 мм, третья и четвёртая — для длины волны 0,87 мм. (Из работы [49].)

Таблица 4. Основные параметры* численных моделей, используемых в [49]

Название модели	T_i/T_e	Поток массы $\dot{m}$, 10^{-4}	$\gamma_{\min}$	p	η
DJ1	3	1	50	3,25	0,05
J2	10	1	50	3,50	0,10

* T_i/T_e — отношение ионной температуры к электронной, $\dot{m}$ — поток массы в единицах эддингтоновского для чёрной дыры массой $6,4 \times 10^9 M_\odot$, $\gamma_{\min}$ — минимальный гамма-фактор нетепловых электронов, p — показатель степени распределения нетепловых электронов по энергиям, η — доля нетепловых электронов по отношению к тепловым.

При больших углах наклона образ имеет характерную двухстороннюю форму, излучение джета и контрджета дают приблизительно одинаковый вклад, а при малых — образ является серповидным и его формирование обусловлено контрджетом, при нулевом угле наклона образ имеет симметричный вид.

Наряду с изучением интенсивности излучения крайне важным является исследование его поляризации. По поляризации можно судить как о распределении магнит-

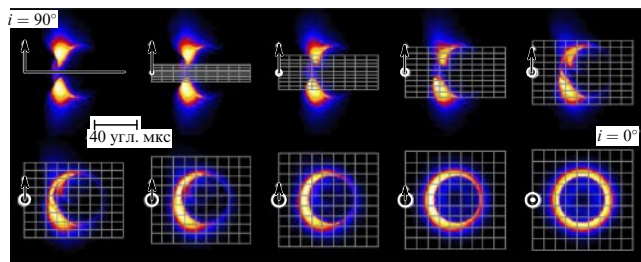


Рис. 19. (В цвете онлайн.) Образ джета в зависимости от его ориентации по отношению к лучу зрения. Крайний слева верхний рисунок соответствует лучу зрения, перпендикулярному оси джета, крайний справа нижний — параллельному. Стрелки показывают ориентацию момента вращения чёрной дыры (и джета) относительно луча зрения. (Из работы [49].)

ных полей, так и о свойствах излучающей среды. На рисунке 20 показаны меры вращения, а на рис. 21 — распределение интенсивности и карта линейной поляризации, полученные в численных моделях аккреционных потоков и джета в окрестности центральной чёрной дыры галактики М 87. Из рисунка 20 видно, что в миллиметровой области ожидаемые меры вращения излучения порядка 10^4 – 10^7 в зависимости от численной модели. Отметим сильные изменения направления поляризационного вектора вблизи тени чёрной дыры на рис. 19. Это связано с фарадеевским вращением плоскости поляризации испущенного контрджетом излучения, проходящего сквозь аккреционный диск.

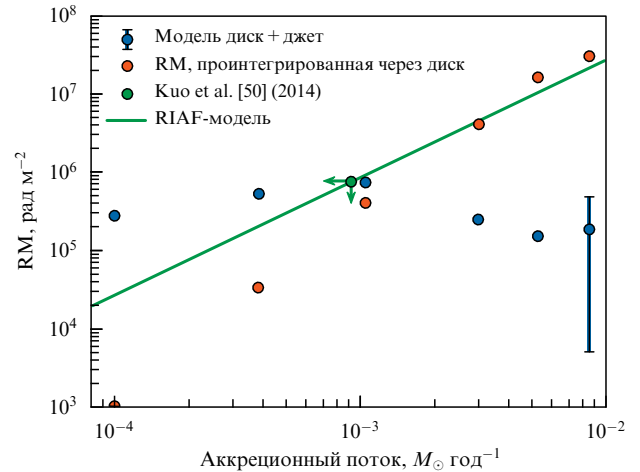


Рис. 20. (В цвете онлайн.) Меры вращения (RM), полученные в разных численных моделях диска и джета в галактике М 87, как функции потока массы. Кружки соответствуют различным численным моделям, кружок со стрелками — наблюдательное ограничение из [50], линия представляет результат полуаналитической модели радиационно-неэффективного аккреционного потока (Radiatively inefficient accretion flow — RIAF) из работы [51]. (Из работы [52].)

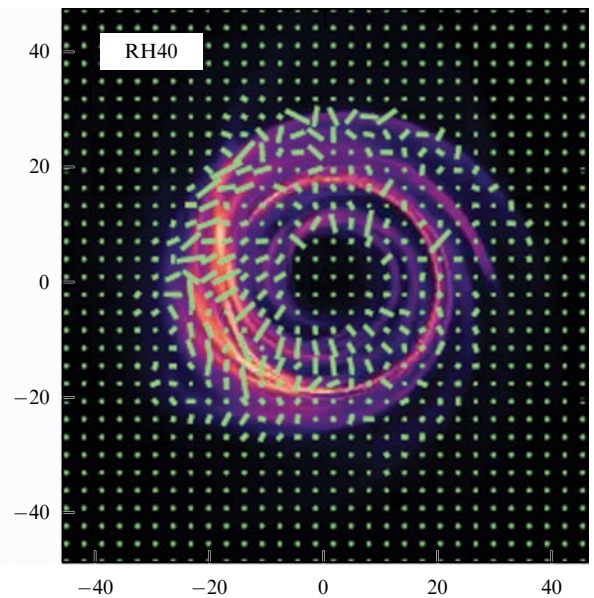


Рис. 21. (В цвете онлайн.) Образ аккреционного потока и джета, рассчитанный для параметров, соответствующих чёрной дыре в центре галактики М 87 с наложенной на него картой линейной поляризации. (Из работы [52].)



Рис. 22. (В цвете онлайн.) Образ аккреционного диска вокруг чёрной дыры в зависимости от отношения плотностей тепловых и нетепловых электронов: $\eta = 0$ (а), $\eta = 0,02$ (б) и $\eta = 0,08$ (в). (Из работы [53].)

По форме и размеру образа аккреционного диска можно в принципе судить и о физических характеристиках среды вокруг чёрной дыры. На рисунке 22 показаны образы окрестности чёрной дыры с параметрами, соответствующими чёрной дыре в центре Галактики, в зависимости от отношения плотности нетепловых электронов к плотности тепловых в аккреционном диске. Видно, что с увеличением доли нетепловых электронов вокруг тени чёрной дыры образуется характерное "гало".

Как видно из рисунков, представляющих образы окрестностей чёрных дыр в миллиметровом диапазоне длин волн, многие из них имеют форму "полумесяца". Это справедливо как в случае, когда изображение в основном определяется излучением аккреционного диска (случай чёрной дыры в центре нашей Галактики), так и в случае джета, когда угол между осью джета и лучом зрения не слишком велик. Этот факт использован в работах [54, 55], где предложены простая аналитическая модель распределения интенсивности и соответствующая ей амплитуда видности. Модель представляет собой две окружности: внешнюю с большим радиусом и внутреннюю — с меньшим. Центр внешней окружности совпадает с направлением на центр источника, помещённый в начало угловых координат на небесной сфере, меньшая окружность вложена в большую и смещена относительно центра координат. Предполагается, что

излучает только область между двумя окружностями, причём распределение интенсивности в ней считается постоянным. Это распределение, так же как и соответствующая амплитуда видности, показано на рис. 23 и 24. Двумерный фурье-образ (по угловым координатам этой модели) имеет вид

$$C(u, v) = \frac{F}{\pi(R_{\text{out}}^2 - R_{\text{in}}^2)} \times [D(R_{\text{out}}, \rho) - D(R_{\text{in}}, \rho) \exp(i\delta)], \quad (7)$$

где F — полный поток, $D(R, \rho) = J_1(2\pi\rho)(R/\rho)$, $J_v(z)$ — функция Бесселя, $\rho = (u^2 + v^2)^{1/2}$ — радиальная координата на (u, v) -плоскости, R_{out} и R_{in} — радиусы внешнего и внутреннего колец соответственно, $\delta = 2\pi\xi(R_{\text{out}} - R_{\text{in}}) \times [\cos(\phi u) + \sin(\phi v)]$, угол ϕ определяет ориентацию внутреннего кольца относительно угловых координат, параметр ξ определяет степень "смещённости" внутренней окружности, координаты u и v измеряются в единицах длин волн принимаемого излучения λ . Наилучшие значения параметров модели получены фитированием с её помощью результатов численного счёта. Для чёрной дыры в центре М 87 получены значения $R_{\text{out}} = 63,3$ угл. мкс, $R_{\text{in}}/R_{\text{out}} \approx 0,78$ и $\xi \approx 1$ для частоты 230 ГГц.

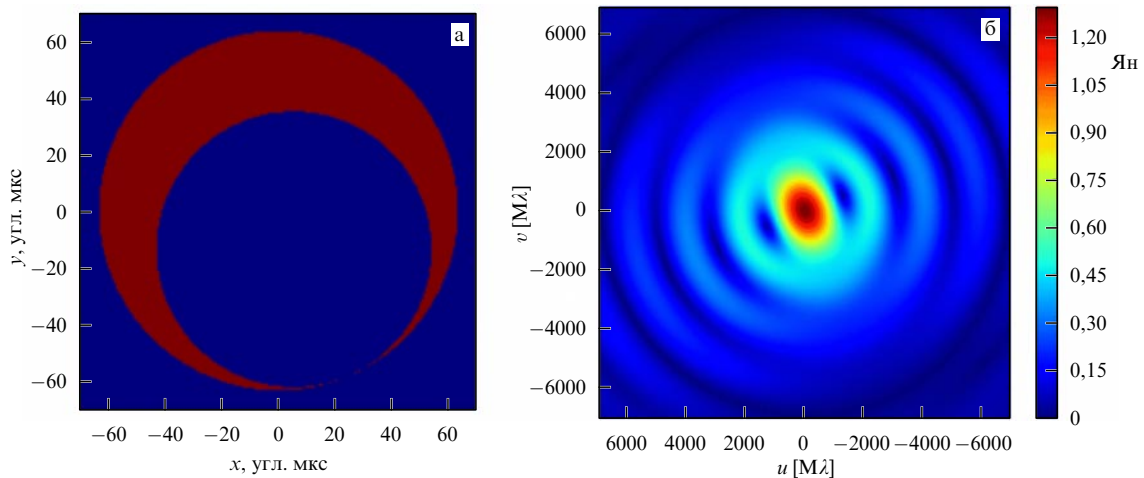


Рис. 23. (а) Изображение окрестности чёрной дыры в аналитической модели "полумесяца". (б) Соответствующая функция видности. Параметры соответствуют чёрной дыре в галактике М 87. $[M\lambda]$ — единица измерения проекции базы в плоскости пространственных частот $u-v$ радиоинтерферометра с длинной базой, равная $10^6\lambda$, где λ — длина волны. (Из работы [54].)

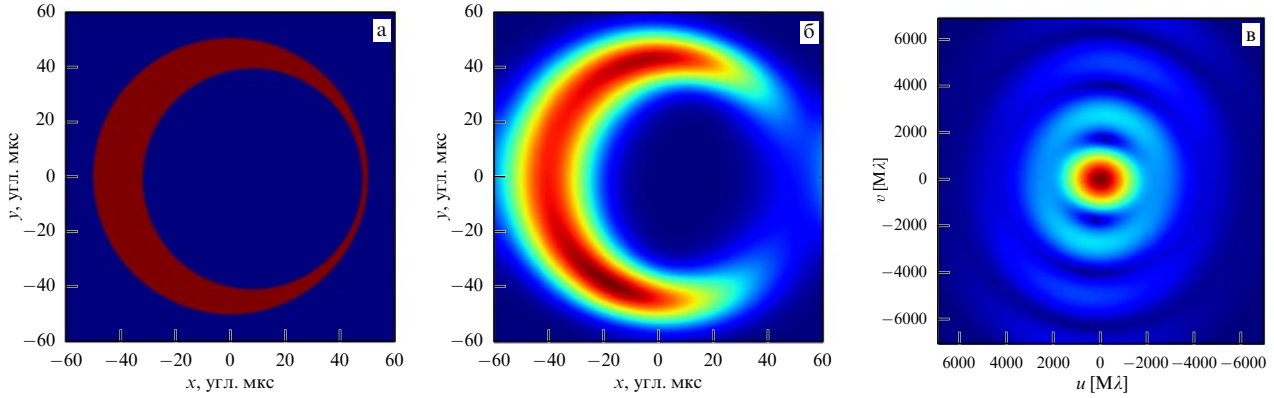


Рис. 24. (а, в) То же, что и на рис. 23, но с параметрами, соответствующими чёрной дыре в центре Галактики. (б) Распределение интенсивности, "размазанное" рассеянием излучения в межзвёздной среде, что может оказаться важным в случае центра Галактики. (Из работы [55].)

Модель использовалась для поиска кандидатов для наблюдений на планируемой космической обсерватории "Миллиметр". Так как ориентации дисков и джетов в различных интересных для наблюдений объектах, как правило, неизвестны, использовалась амплитуда видности, усреднённая по азимутальному углу в u - v -плоскости $\psi = \arcsin(v/\rho)$:

$$F_{av} = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int d\psi C(u, v) C^*(u, v)} = \frac{F}{\pi(\rho R)(1-r^2)} \times \sqrt{J_1^2(x_1) + J_1^2(x_2)r^2 - 2J_1(x_1)J_1(x_2)J_0(x_3)r}, \quad (8)$$

где $R \equiv R_{out}$, $r = R_{in}/R_{out}$, $x_1 = 2\pi R\rho$, $x_2 = 2\pi r R\rho$, $x_3 = 2\pi(1-r)R\rho$. Параметр R полагался прямо пропорциональным массе чёрной дыры и обратно пропорциональным расстоянию до неё:

$$R = 8,3 \times 10^{-10} \frac{M_9}{D_1} [\text{рад}], \quad (9)$$

где M_9 — масса чёрной дыры в единицах $10^9 M_\odot$, D_1 — расстояние до неё в мегапарсеках. Для принимаемых значений массы чёрной дыры в галактике М 87, равной $6,6 \times 10^9 M_\odot$, и расстояния $D = 17,9$ Мпк формула (9) даёт $R \approx 6,3$ угл. мкс, что совпадает со значением этой величины, приведённым выше.

3. Каталог объектов, которые могут наблюдаться с помощью Телескопа горизонта событий и космической обсерватории "Миллиметр"

3.1. Критерий отбора объектов для радиоинтерферометрических наблюдений со сверхдлинной базой с помощью "Миллиметра" и Телескопа горизонта событий

Для предварительного отбора внегалактических источников, подходящих для наблюдений с помощью обсерватории "Миллиметр", мы использовали *Базу данных внегалактических объектов NASA/IPAC*⁴, а также

статьи, содержащие каталоги СМЧД [56–59], из которых формировался первичный список галактик (см. [60]), удовлетворяющий следующим критериям: 1) есть наблюдательные данные, свидетельствующие в пользу наличия СМЧД в их центрах, 2) есть наблюдательные данные по интенсивности излучения компактных источников в центрах галактик в диапазоне частот 10–1000 ГГц. Предполагалось, что это излучение связано с активностью центральных чёрных дыр.

Далее формировался вторичный список объектов согласно следующим критериям. Вводились три "основные" частоты: 84, 211 и 240 ГГц. Из первичного списка выбирались источники, для которых данные по частотам измерения потоков излучения не отличаются от таковых на какой-либо из основных частот более чем на 50 ГГц; значения потоков на этих частотах принимались приблизительно равными значениям на опорных частотах.

В случае, когда имелось несколько наблюдений на разных частотах внутри выбранного интервала, для каждой опорной частоты поток излучения принимался приблизительно равным его значению на ближайшей частоте, для которой есть данные. Выбранные таким образом значения потока подставлялись в формулу (8), а доступные для "Миллиметра" значения ρ вычислялись с помощью данных по принципиально возможному минимальному и максимальному базам наблюдений для выбранной орбиты КА, несущего "Миллиметр", и заданных координат конкретных источников. Затем для каждой основной частоты проверялось, существует ли диапазон баз наблюдений, в котором величина усреднённого потока F_{av} , определённого согласно (8), больше, чем пределы детектирования, найденные с помощью данных по кривой чувствительности "Миллиметра". Предельные значения потоков принимались равными 0,483 мЯн для основной частоты 84 ГГц, 2,94 мЯн для 211 ГГц и 6,45 мЯн для 240 ГГц. Отметим, что F_{av} осциллирует при больших ρ и для определения минимальной и максимальной баз наблюдений, для которых F_{av} превышает пороговое значение, брались либо наименьшее и наибольшее доступные значения баз, при которых поток F_{av} равнялся пороговому значению, либо в случае, когда на минимальной базе, доступной "Миллиметру", усреднённый поток превышал пороговую величину, минимальная база наблюдений принималась равной базе, доступной "Миллиметру". Примеры зависимости F_{av}

⁴ NASA/IPAC Extragalactic Database NED (см. <https://ned.ipac.caltech.edu/>). NASA — National Aeronautics and Space Administration, IPAC — Infrared Processing and Analysis Center.

от базы наблюдений (выраженной в диаметрах Земли D_{Earth}) для двух конкретных источников приведены на рис. 25 и 26.

Критерием попадания в список объектов-кандидатов на наблюдения с помощью "Миллиметра" явилось существование диапазона баз, на которых F_{av} превышает предел детектирования, хотя бы для одной из основных частот. Отметим, что, разумеется, этот критерий весьма модельно-зависим, так как он предполагает, что все возможные для наблюдения объекты имеют образы, подобные образу чёрной дыры в галактике М 87, и может служить только для предварительного отбора кандидатов в ситуации, когда многие их свойства неизвестны.

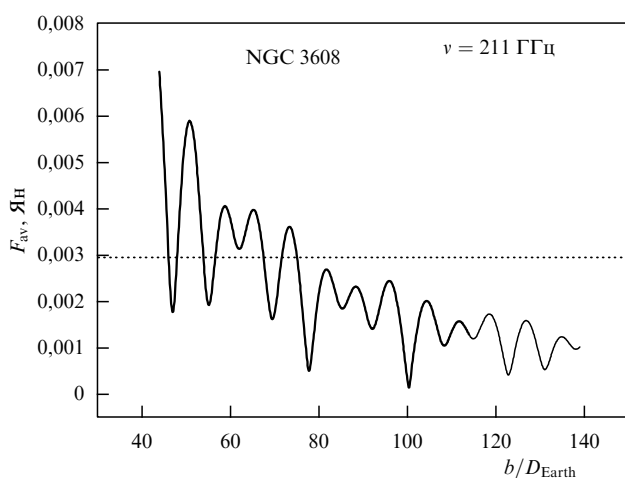


Рис. 25. Пример зависимости значения усреднённого потока F_{av} (сплошная кривая) от проекции базы интерферометра на плоскость, перпендикулярную лучу зрения (в дальнейшем — просто базы наблюдения интерферометра), $b = \lambda \rho$ для галактики NGC 3608 и частоты наблюдения 211 ГГц. Показаны только значения баз, доступных для "Миллиметра". Горизонтальная пунктирная линия — предел чувствительности на данной частоте. Минимальная и максимальная базы наблюдений, между которыми наблюдения в принципе возможны, принимались равными минимальному и максимальному значению b , при которых сплошная и пунктирная линии пересекаются. D_{Earth} — средний диаметр Земли.

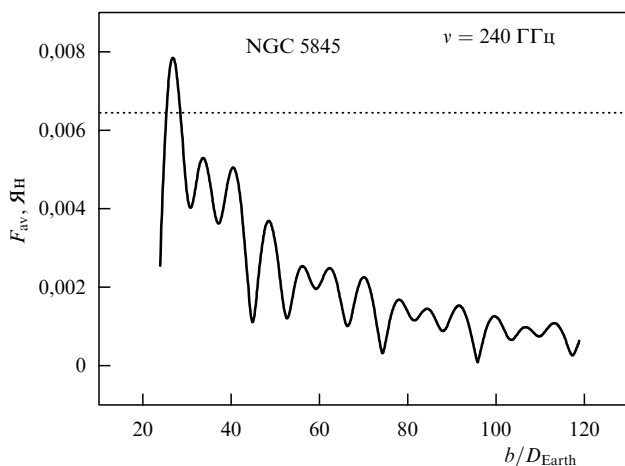


Рис. 26. То же, что и на рис. 25, но для галактики NGC 5845 и частоты наблюдения 240 ГГц.

В дальнейшем планируется рассмотрение более детальных теоретических моделей отобранных кандидатов и построение на их основе более реалистичной оценки возможности их наблюдения "Миллиметром". Основные свойства отобранных объектов приведены в табл. 5 (см. раздел 3.3), а именно: массы СМЧД, расстояния до объектов, угловые размеры, определяемые как отношение гравитационного радиуса, $r_g = GM/c^2$, к расстоянию до источника D , координаты на небесной сфере. В таблице 6, приведённой в разделе 3.3, для тех же источников указаны потоки на основных частотах, диапазон проекций баз наблюдений, доступный "Миллиметру", диапазон баз, на которых возможны наблюдения согласно критерию чувствительности, сформулированному выше, на трёх основных частотах, и соответствующие потоки на минимальной и максимальной базах, отношения η болометрической светимости к эддингтоновской.

Из полного списка источников, для которых, согласно принятому критерию, возможны РСДБ-наблюдения с помощью "Миллиметра", был отобран список "наилучших" кандидатов, для которых критерий удовлетворяется на всех трёх основных частотах. Дополнительно в этот список была добавлена СМЧД в галактике М 87, хотя для неё критерий удовлетворяется только на частоте 84 ГГц, поскольку эта чёрная дыра является, как и чёрная дыра в центре Галактики, наиболее изученным объектом такого типа как с теоретической, так и с наблюдательной точек зрения. В список вошли 20 источников: Sgr A*, М 87, IC 1459, NGC 5128, IC 4296, OJ 287, NGC 5845, NGC 5077, NGC 3585, Cygnus A (3C 405), М 82 (NGC 3034), Fornax A (NGC 1316), NGC 821, NGC 6251, PKS 2126-158, Perseus A (NGC 1275), 3C 120, Her A (3C 348), 3C 273 и NGC 1068 (М 77). Для этих источников в разделах 3.2 и 3.3 приведена дополнительная информация как о самих чёрных дырах, так и об основных свойствах хозяйских галактик.

Отметим присутствие в приведённом списке квазара OJ 287, которой демонстрирует изменение кривой блеска с периодом порядка 11 лет. OJ 287 считается одним из наиболее вероятных кандидатов в двойные чёрные дыры, причём его более массивный компонент, вероятно, имеет массу порядка 20 млрд масс Солнца и является, таким образом, одной из наиболее массивных обнаруженных чёрных дыр. РСДБ-наблюдения этой системы позволят с уверенностью подтвердить или опровергнуть гипотезу о нахождении в ней двойной чёрной дыры.

3.2. Основные свойства двух наиболее изученных аккрецирующих чёрных дыр, находящихся в центрах галактик Млечный Путь и М 87

Среди аккрецирующих чёрных дыр особое место занимают чёрные дыры в центре Галактики (источник Sgr A*) и чёрная дыра в центре галактики М 87, которые наиболее изучены во всём диапазоне длин волн с помощью наблюдений на одиночных телескопах и космических обсерваториях и методами РСДБ. Также они являются основными кандидатами на наблюдения с помощью ТГС. Последнее обстоятельство привело к тому, что практически только параметры этих источников использовались для теоретических и численных моделей образов окрестностей чёрных дыр (см. раздел 2.5). Ввиду особой важности этих объектов мы приводим в разделах 3.2.1 и 3.2.2 достаточно детальный обзор их основных свойств.

3.2.1. Стрелец А*. Расположенный в центре галактики Млечный Путь на расстоянии $\approx 8,3 \pm 0,4$ кпк от Солнца Sgr A* является компактным источником излучения в широком диапазоне длин волн, от радиодиапазона до рентгеновского. Sgr A* представляет собой ближайшую к нам СМЧД с $M \approx 4,3 \pm 0,5 \times 10^6 M_\odot$, $R_g = 2GM/c^2 \approx 1,27 \times 10^{12}$ см [61, 62]. На расстоянии ~ 8 кпк радиус Шварцшильда наблюдается под углом ~ 10 угл. мкс, что делает видимый размер горизонта событий наибольшим из известных. Интерферометрические наблюдения в миллиметровом (субмиллиметровом) диапазоне длин волн являются идеальным инструментом для изучения такого объекта. Многочастотный мониторинг указывает на то, что активность ядра имеет место на масштабах в несколько R_g и проявляется в краткосрочной переменности и вспышках во всех диапазонах.

Интерферометрические наблюдения в миллиметровой области спектра проводились в рамках начального этапа проекта ТГС в апреле 2009 г. (95–97-й дни) [63]. Sgr A* и несколько калибровочных источников наблюдались на четырёх телескопах трёх обсерваторий: телескопе Джеймса Клерка Максвелла (James Clerk Maxwell Telescope) (сокращённое название J), субмиллиметровом телескопе Аризонской радиообсерватории (Arizona Radio Observatory's Submillimeter Telescope) (S), двух телескопах установки "Комбинированная решётка для исследований в астрономии на миллиметровых длинах волн" (Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy) (C и D) (см. [63]). Наблюдения проводились на длине волны $\lambda = 1,3$ мм ($\nu \approx 231$ ГГц). Яркостная температура источника для данной длины волны оценивается как 2×10^{10} К [64].

На рисунке 27 представлены результаты этих наблюдений для каждого дня (95-го, 96-го и 97-го). На рисунке 27а показана коррелированная плотность потока в зависимости от времени, на рис. 27б показано то же самое, но после учёта поправок (см. [63]). Одной из особенностей Sgr A* является его переменность во времени. В 95-й и 96-й дни наблюдалась постоянная плотность потока на уровне ошибок, а в 97-й день она увеличилась на 17 %. По данным наблюдений фитировались две модели распределения интенсивности источника: одна модель с гауссовым распределением интенсивности, а другая — с распределением в виде кольца. Для гауссовой модели плотность потока оказалась равной 2 Ян, а угловой размер составил 41 угл. мкс.

Зависимость потока излучения источника Sgr A* от частоты показана на рис. 28. Радиоспектр Sgr A* представлен отдельно на рис. 29. Средний спектральный индекс $\alpha = 0,5$ для диапазона частот 22–236 ГГц [66] и $\alpha = 0,47$ для 8,4–340 ГГц [68]. В радиодиапазоне спектр, как считается, определяется излучением синхротронных фотонов и их самопоглощением. Переход от оптически толстого спектра к оптически тонкому происходит на длине волны порядка 1 мм [61]. Излучение в рентгеновской области интерпретируется как возникающее вследствие комптоновского рассеяния синхротронных фотонов.

Важным источником информации о свойствах Sgr A* является изучение его линейной поляризации. Видимое отсутствие линейной поляризации при превышении некоторой длины волны и резкое увеличение доли поляризации на меньших длинах волн может дать верхний пре-

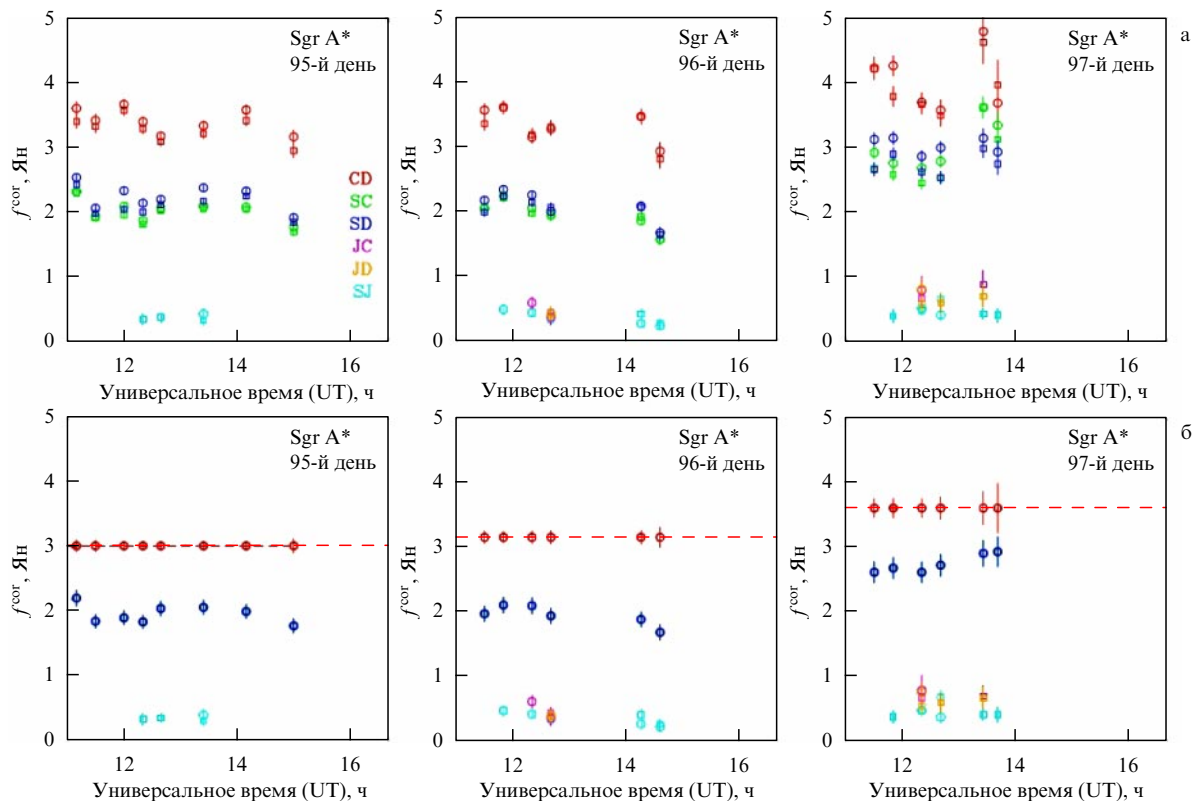


Рис. 27. (В цвете онлайн.) Коррелированная плотность потока f^{cor} , полученная в наблюдениях Sgr A* в 2009 г.: (а) без добавления поправок, (б) с добавлением поправок. Латинскими буквами (CD, SC и т.д.) обозначены пары телескопов, участвующих в наблюдениях (сокращённые обозначения телескопов приведены выше).

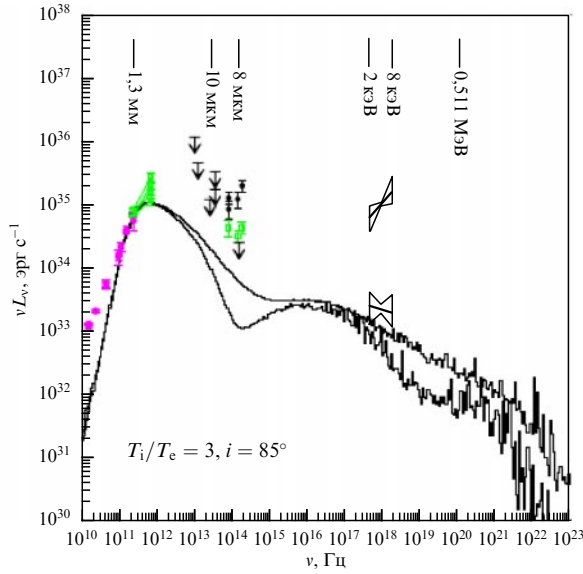


Рис. 28. (В цвете онлайн.) Зависимость потока излучения источника Sgr A* от частоты. Символами разного цвета показаны наблюдения и ограничения сверху, полученные в разные моменты времени. Чёрные кривые — результат моделирования с помощью численной модели радиационно-неэффективного аккреционного диска. (Из работы [65]).

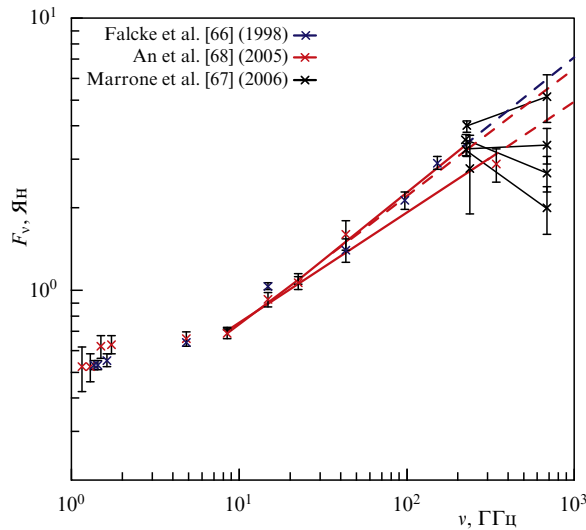


Рис. 29. (В цвете онлайн.) Радиоспектр источника Sgr A*.

дел меры вращения (RM) и ограничение на темп аккреции ($\dot{M}$) на расстояниях $10 - 1000 R_g$ [69]. Это объясняется тем, что распределённые и (или) достаточно плотные аккреционные потоки могут деполяризовать излучение. Линейная поляризация впервые была обнаружена в работе [70] на частотах более 100 ГГц (длина волны менее 3 мм) после неудачных поисков на низких частотах. Известно, что поляризация Sgr A* в милли- и субмиллиметровых длинах волн изменяется как по величине, так и по положению поляризационного угла на временных масштабах в несколько часов. Наблюдения на двух частотах, 82,76 и 86,31 ГГц ($\lambda \approx 3,5$ мм), были выполнены для пяти эпох [69]. Средняя плотность потока для частоты 82,76 ГГц оказалась равной $1,93 \pm 0,07$ Ян, амплитуда изменения потока за все пять эпох составила 0,18 Ян. Для каждой эпохи удалось детектировать по-

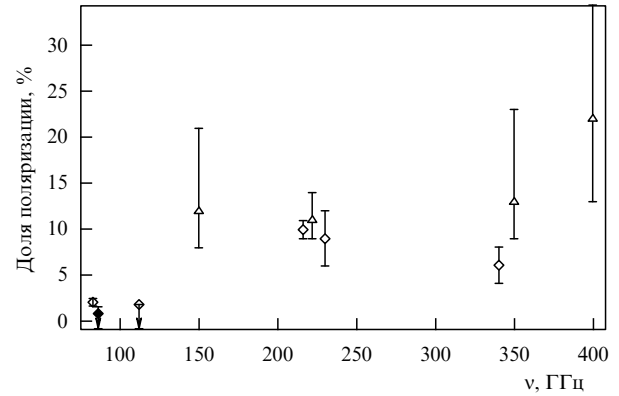


Рис. 30. Средняя доля поляризации в зависимости от частоты.

ляризацию. На рисунке 30 показана зависимость средней доли поляризации от частоты. С увеличением частоты доля поляризации возрастает.

Посредством комбинирования усреднённых поляризационных данных, в [69] при предположении о равномерном распределении между магнитной, кинетической и гравитационной энергиями была определена мера вращения $RM = (-4,4 \pm 0,3) \times 10^5$ рад м⁻² и оценён темп аккреции $\dot{M} \approx (0,2 - 4) \times 10^{-8} M_\odot$ год⁻¹. Наблюдения на больших частотах, 227 и 343 ГГц (≈ 1 мм), были проведены в июне и июле 2005 г. [71]. Средняя величина меры вращения, полученная в работе [70]: $RM = -5,6 \pm 0,7 \times 10^5$ рад м⁻². В работе [72] представлены поляризационные измерения в диапазоне частот 230–345 ГГц. Показано, что эти данные изменяются на масштабе в несколько часов. Хотя переменность может быть обусловлена как внутренними, так и внешними процессами, связанными с эффектами распространения, наличие переменности на масштабе в несколько часов указывает, что эти процессы происходят в области, очень близкой к чёрной дыре, что подтверждает важность многочастотных поляризационных измерений для изучения Sgr A*.

3.2.2. M87. Галактика M87, которая является доминирующей эллиптической галактикой в скоплении галактик в созвездии Дева, находится на расстоянии 16,7 Мпк (см. [73]). Масса СМЧД, расположенной в центре M87, составляет $M = 3,5^{+0,9}_{-0,7} \times 10^9 M_\odot$ по газодинамической оценке (см. [74]) и $M = 6,6 \pm 0,4 \times 10^9 M_\odot$ согласно оценке по методам звёздной динамики [75]. Для второй из оценок шварцшильдовский радиус $R_g = 1,95 \times 10^{10}$ км ($R_g = 130$ а.е.), что соответствует размеру 8 угл. мкс, который является наибольшим угловым размером чёрной дыры, обладающей радиоджетом с изученной структурой [73]. Таким образом, M87 представляет собой наилучший кандидат для наблюдения основания джета, в котором происходит его ускорение и коллимация.

Джет M87 имеет широкий угол раскрытия у основания и уярчение к краю по наблюдениям на установке "Антенная решётка со сверхдлинными базами" (Very Long Baseline Array — VLBA) на частоте 43 ГГц (≈ 7 мм) [76]. На всех высоких частотах РСДБ-наблюдений M87* показано, что структура уярчения к краю имеет параболическую форму и приближённо описывается формулой $r \sim z^{0,58}$. Эта параболическая форма является непрерывной и простирается до структуры (узла) в джете HST1, находящейся на расстоянии 65 пк от центра, затем форма

джета сменяется конической. Также наблюдается контр-джет, существование которого предполагалось многими авторами (см., например, обсуждение РСДБ-наблюдений на частоте 43 ГГц в работе [77]) и было обосновано в [78], где использовались данные РСДБ-наблюдений на частоте 15 ГГц. Кажущаяся скорость распространения деталей в джете является досветовой на малых масштабах [78]. Область ускорения расположена на масштабе доли угловой секунды. Высокая сверхсветовая скорость, около $6c$, видна у узла HST1 в оптическом диапазоне (см. [79]) и радиодиапазоне (см. [80]).

На рисунке 31 показаны изображения ядра и джета М 87 (1 угл. мкс = 0,08 пк). На рисунке 32 изображён джет с высоким разрешением на $\lambda = 3$ мм. Пик интенсивности составляет 522 мЯн на луч. На рисунке 33 приведён внутренний коллимирующий профиль, который соответствует $r \sim z^{0,523}$.

Мера вращения, измеренная в сантиметровых длинах волн, составляет несколько сотен рад m^{-2} для джета на масштабах в несколько кпк [81, 82]. В работе [83] найдены области с разными знаками меры вращения. Первые измерения меры вращения в ядре М 87 в миллиметровом диапазоне длин волн (230 ГГц) были выполнены в работе [84]. Мера вращения ядра оценивается как $|RM| < 7,5 \times 10^5$ рад m^{-2} (см. [84]), что приводит к оценке потока массы $\dot{M} < 9,2 \times 10^{-4} M_\odot$ в 1 год на расстоянии $21R_g$ от чёрной дыры. Последнее значение на два порядка меньше того, которое следует из оценки потока массы на радиусе Бонди [84], что указывает на возможность мощных оттоков в аккреционном диске. Заметим, что измерение меры вращения в миллиметровом диапазоне длин

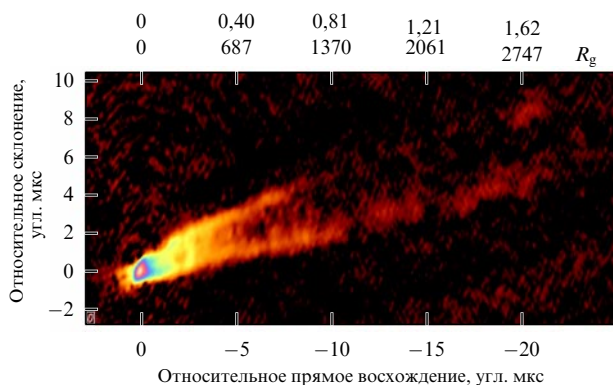


Рис. 31. Изображение М 87, полученное VLBA на частоте 43 ГГц 12.01.2013.

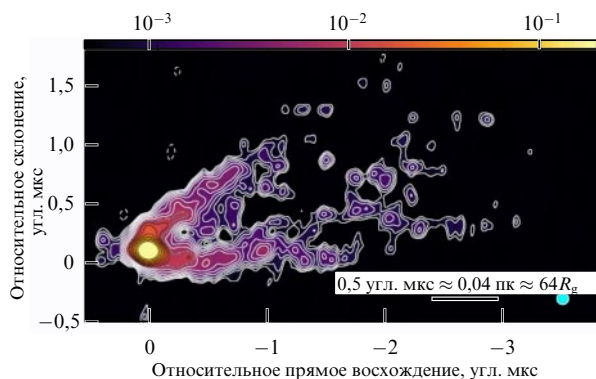


Рис. 32. Изображение джета М 87 на длине волны 3 мм.

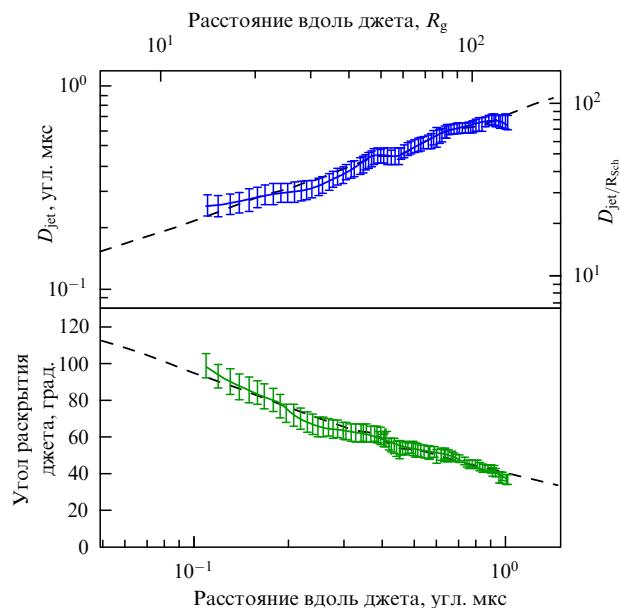


Рис. 33. Внутренний профиль джета М 87.

волн более надёжно, чем в других диапазонах, так как эффекты деполяризации и поглощения там менее значимы.

На рисунках 34 и 35 приведены данные по потоку излучения из центра М 87 в зависимости от частоты и проведено их сравнение с формами спектров других активных галактик — сейфертовских галактик I и II типов и радиогромких квазаров. В спектре центра М 87 отсутствуют многие особенности, присущие активным галактическим ядрам, — ультрафиолетовый и (или) инфракрасный избытки мощности, свидетельствующие о присутствии аккреционного диска и (или) пылевого тора. В некоторых теоретических моделях спектр М 87* может быть целиком объяснён излучением джета и вклад в него излучения аккреционного диска неочевиден.

3.3. Описание источников

"Наилучшие" источники отбирались согласно критерию, сформулированному в разделе 3.1 (наш исходный рабочий каталог включал в себя 219 источников). Так как свойства окрестностей чёрных дыр в центре Галактики и М 87 описаны в разделе 3.2, последние не включены в этот список. Краткое описание источников приводится ниже.

IC 1459. Хозяйская галактика относится к типу Е 3-4. Радиоисточник имеет плоский спектр. Масса СМЧД определялась по звёздам.

NGC 5128 (Cen A). Хозяйская галактика относится к типу S0, это одна из наиболее близких и ярких галактик на небе. Является мощным радиоисточником и классифицируется как сейфертовская типа II. Масса СМЧД определялась по звёздам.

IC 4296. Хозяйская галактика — эллиптическая, является членом группы. Радиоисточник обладает плоским спектром и имеет джет.

ОJ 287. Объект наблюдается в течение более чем 100 лет (в оптическом диапазоне), демонстрирует переменность с периодом около 12 лет, что интерпретируется как активность двойной СМЧД. Классифицируется как объект типа BL Lac, имеет плоский спектр и довольно

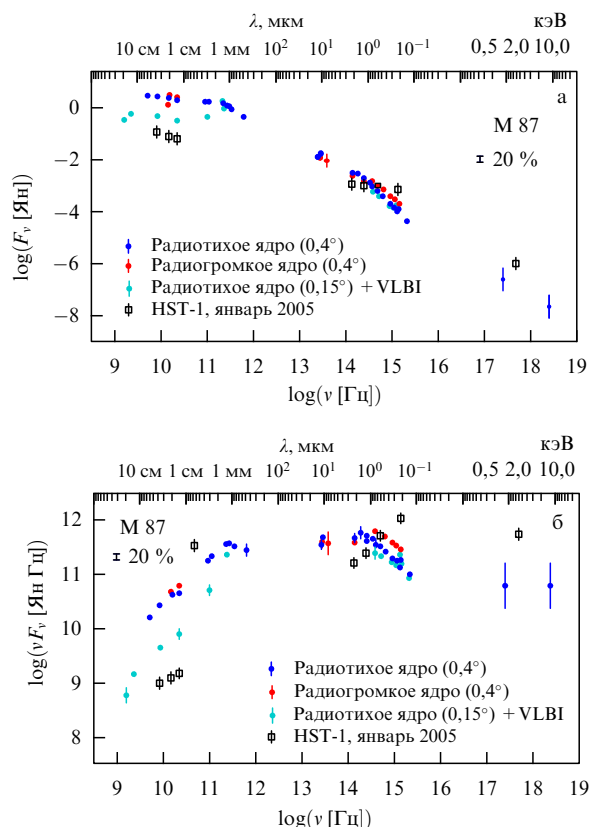


Рис. 34. (В цвете онлайн.) Плотность потока излучения (а) и поток излучения (б), приходящего из окрестности центра М87, ограниченной радиусом 0,4 угл. с (32 пк), в зависимости от частоты. Символами разного цвета показаны наблюдения, проведенные в разные эпохи: голубые и красные символы соответствуют эпохам спокойного и активного состояния ядра, светло-голубые — показывают комбинированные данные, полученные с наибольшим разрешением, 0,15 угл. с (12 пк), и методами РСДБ. Квадратами показаны данные наблюдений узла HST-1. (Из работы [29].)

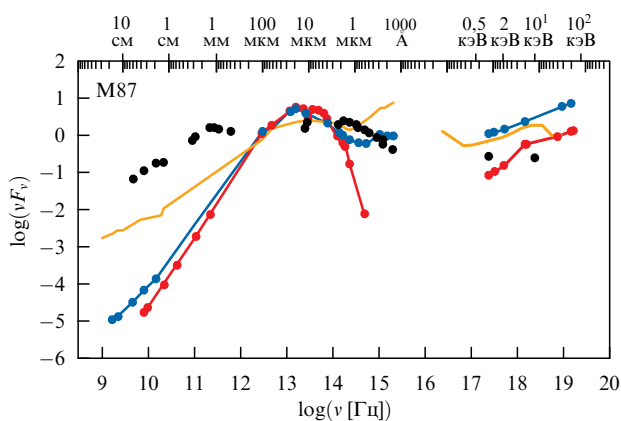


Рис. 35. (В цвете онлайн.) Поток излучения от центра М87 в спокойном состоянии в зависимости от частоты (чёрные кружки) в сравнении с данными по сейфертовским галактикам типа I (голубые символы), типа II (красные символы) и радиогромким квазарам (жёлтая кривая). Все потоки нормированы на одно среднее значение. (Из работы [29].)

высокую оптическую поляризацию ($> 3\%$). Есть джет или какая-то вытянутая структура.

NGC 5845. Хозяйская галактика — эллиптическая. Масса СМЧД определялась по звёздам.

NGC 5077. Хозяйская галактика относится к типу Е3-4, член пары. Классифицируется как сейфертовская, LINER 1.9, радиоспектр плоский. Центральный радиоисточник неразрешён. Масса СМЧД определялась по динамике газа.

NGC 3585. Хозяйская галактика СМЧД — член рыхлой группы — относится, по разным оценкам, к типу Е6 или Е/S0. Джета не видно. Масса СМЧД определялась по звёздам.

Сyg A (3C 405). Предположительно, спиральная галактика. Радиоисточник имеет джет. Морфологический тип FR II.

M82 (NGC 3034). Спиральная галактика, переживающая вспышку звездообразования. Входит в пару с М81, наблюдается с ребра (80°). Морфологический тип радиоисточника FR I. Масса СМЧД определена по динамике звёзд.

NGC 1316 (Fornax A). Галактика представляет собой продукт слияния, произошедшего около 3 млрд лет назад, является членом пары, относится к типу SAB, по другим данным — к S0. Радиоисточник, ассоциированный с центром галактики, имеет радиоджет, относится к числу активных галактических ядер (АГЯ) с низкой рентгеновской светимостью, LINER. Масса СМЧД определялась по звёздам.

NGC 821. Изолированная галактика типа Е6 [86]. По другим данным [87] — видимая почти с ребра галактика с быстровращающимся дископодобным компонентом. Является радиоисточником с плоским спектром. Масса СМЧД определялась по звёздам.

NGC 6251. Хозяйская галактика СМЧД — эллиптическая. Является членом пары, относится к морфологическому типу FR I. Масса СМЧД определялась по газу.

PKS 2126-158. Радиоисточник с плоским спектром. РСДБ-наблюдения указывают на наличие ядра и джета [88].

NGC 1275 (Perseus A, 3C 84). Центральная галактика скопления галактик в Персее (А 426). Галактика имеет явные признаки предшествующего слияния и относится к пекулярным галактикам. Радиоисточник, связанный с NGC, имеет плоский спектр и классифицируется как LIRG (Luminous InfraRed Galaxy), а также как сейфертовский I, LINER; у него есть "радиоуши" и джет. Масса СМЧД определена по распределению скоростей молекулярного водорода [89].

3C 120. Предполагаемый тип хозяйской галактики S0. Относится к числу радиоисточников с плоским спектром. АГЯ классифицируется как сейфертовское I. Имеется радиоджет. Масса СМЧД измерена методом реверберации [90, 91].

Her A (3C 348). Сверхмассивная галактика, масса которой оценивается как $10^{15} M_\odot$. Хозяйская галактика — сD-галактика скопления, Е3-4. Источник с экстремально длинным радиоджетом. Морфологический тип FR I или FR II.

3C 273. Ярчайший квазар на небе. Радиоисточник с плоским спектром, относится к классу ULIRG (Ultra Luminous InfraRed Galaxy), имеет радиоджет. Масса СМЧД оценена по методу реверберации [90]. В период 2012–2014 гг. проводились РСДБ-наблюдения на наземно-космической обсерватории "Радиоастрон" [92].

NGC 1068 (M77). Одна из наиболее хорошо изученных галактик с АГЯ [93]. Обладает баром, от концов которого отходят два спиральных рукава. Бар, имеющий

угловой масштаб $120''$, ориентирован вдоль малой оси, наклонение около 40° . АГЯ классифицируется как сейфертовское II, LIRG, имеет компактный радиоджет. Масса СМЧД определялась по мазерам.

В таблице 5 приведены основные характеристики перечисленных выше источников. В первом столбце указано наиболее часто употребляемое название объекта. Для нескольких источников для удобства указано второе название (в скобках). Во втором столбце приведена масса центральной чёрной дыры соответствующей галактики в единицах $10^8 M_\odot$. Разные значения соответствуют разным измерениям, информацию о которых

можно найти по ссылкам, указанным в соответствующей строке последнего столбца таблицы. Как справедливо указано в работе [85], различные методы оценки масс СМЧД дают разные значения, которые могут различаться для некоторых объектов в 10 раз (см. табл. 1 в [85]). При этом методы, основанные на газовой или звёздной динамике, считаются более надёжными, чем реверберационный или статистические (краткий обзор методов можно найти в той же статье [85] и приведённых там ссылках). Таким образом, у указанных значений массы значащей цифрой в лучшем случае является первая.

Таблица 5. Основные характеристики сверхмассивных чёрных дыр, доступных для наблюдения обсерваторией "Миллиметрон"

Объект	$M/(10^8 M_\odot)$	D_a , Мпк	Угловой размер, мкс	Прямое восхождение, ч мин с	Склонение, град мин с	Литература
Sgr A*	0,041 0,0431	0,008 0,00833	5,06 5,11	17 45 40,02	−29 00 28,17	[56, 57] [58, 59]
NGC 4486 (M 87)	36 63 62	17 17 16,7	2,09 3,66 3,67	12 30 49,42	12 23 28,0	[56] [57] [58, 59]
IC 1459	28 25	30,9 28,9	0,89 0,85	22 57 10,61	−36 27 44,0	[56, 57] [58, 59]
NGC 5128 (Cen A)	3 0,7 0,57	4,4 4,4 3,62	0,67 0,16 0,16	13 25 27,61	−43 10 08,8	[56, 57] [56, 57] [58, 59]
IC 4296	13,0	49,2	0,26	13 36 39,053	−33 57 57,3	[58, 59]
OJ 287	180	930	0,19	08 54 48,88	20 06 39,6	[94]
NGC 5845	2,9 5,4 4,9	28,7 28,7 25,87	0,10 0,19 0,19	15 06 00,8	01 38 01,8	[56] [57] [58, 59]
NGC 5077	8,0 8,6	44,9 38,7	0,18 0,22	13 19 31,670	−12 39 25,08	[56, 57] [58, 59]
NGC 3585	3,4 3,3	21,2 20,5	0,16 0,16	11 13 17,1	−26 45 17	[56, 57] [58, 59]
Cygnus A (3C 405)	25 27	224 257	0,11 0,10	19 59 28,4	40 44 02,1	[95] [56, 59]
NGC 3034 (M 82)	0,3	3,2–5,5	0,09–0,05	09 55 52,7	69 40 46	[96]
NGC 1316 (Fornax A)	1,5	18,6	0,08	03 22 41,8	−37 12 29,52	[57–59]
NGC 821	0,42 1,8 1,6	25,5 25,5 23,4	0,02 0,07 0,07	02 08 21,15	10 59 41,53	[56] [57] [58, 59]
NGC 6251	6 6,1	106 108	0,06 0,06	16 32 32,0	82 32 16	[56, 57] [58, 59]
PKS 2126-158	100	1546	0,06	21 29 12,2	−15 38 41	[97]
NGC 1275 (Perseus A)	3,4	75	0,04	03 19 48,1	41 30 42	[59, 89]
3C 120	0,2 0,5 0,54	136 141	0,001 0,004 0,004	04 33 1,1	05 21 16	[90] [91] [59]
Her A (3C 348)	1,1 20	643 643	0,002 0,03	16 51 08,15	04 59 33,32	[98] [95]
3C 273	5,5	563	0,01	12 29 06,6997	02 32 08,598	[90]
NGC 1068 (M 77)	0,086 0,084	15,4 15,9	0,006 0,005	02 42 40,7	−00 00 48	[56, 57] [58, 59]

В третьем столбце приведено расстояние до источника (галактики), выраженное в мегапарсеках. Значения расстояний мы брали либо из ссылок, указанных в таблице, либо из интернет-ресурса <http://ned.ipac.caltech.edu>, или расстояние вычислялось по красному смещению как расстояние по угловому масштабу при предположении, что безразмерная космологическая плотность тёмной энергии $\Omega_\Lambda = 0,7$, плотность тёмной материи $\Omega_m = 0,3$, а постоянная Хаббла $H_0 = 70 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$. Поскольку почти все источники являются достаточно близкими, до 100 Мпк, влияние модели невелико и важно только для таких удалённых монстров, как OJ 287 и PKS 2126-158.

Четвёртый столбец содержит угловые масштабы СМЧД. Угловой размер источника является одной из самых важных характеристик, определяющей возможность надёжного наблюдения. Чтобы отразить важность этого параметра, источники в табл. 5 расположены в порядке его уменьшения. Под угловым масштабом мы подразумеваем угловой размер гравитационного радиуса чёрной дыры, $\theta = GM/(c^2 D_a)$, равный половине

шварцшильдовского радиуса (D_a — расстояние по угловому масштабу (angular distance)). Выраженный в микросекундах дуги он (с точностью 1,2 %) совпадает с отношением массы СМЧД, выраженной в единицах $10^8 M_\odot$, к расстоянию в Мпк, что очень удобно для быстрой оценки углового масштаба "образа" чёрной дыры⁵.

Пятый и шестой столбцы содержат координаты источников — прямое восхождение и склонение — на эпоху J2000.

В таблице 6 отобранные источники перечислены в том же порядке, что и в табл. 5. Приведены значение базовой частоты (второй столбец), наблюдаемый разброс значений, значение или оценка потока от источника на данной базовой частоте (третий столбец). О величине потоков необходимо сделать важное замечание: в настоящее время нет "железных" аргументов в пользу того, что весь

⁵ Напомним, что угловой диаметр тени чёрной дыры значительно больше углового масштаба — примерно в 10 раз.

Таблица 6. Сверхмассивные чёрные дыры, доступные для наблюдения с помощью "Миллиметрон": потоки

Объект	Частота, ГГц	Поток, Ян	Диапазон проекций базы / D_{Earth}	$D^{\min}/D_{\text{Earth}}$	Поток, Ян 84 ГГц 211 ГГц 240 ГГц	$D^{\max}/D_{\text{Earth}}$	Поток, Ян 84 ГГц 211 ГГц 240 ГГц	η
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Sgr A*	43 100 240	1,3–1,9 2,1–2,4 2,8–4,1	7–98	7,0 7,0 7,0	0,031 0,010 0,018	97,8 28,1 14,2	0,0006 0,0030 0,0066	10^{-9}
NGC 4486 (M 87)	43 100 240	13 0,5–2,4 1	47–139	84: 47,0	0,01	138,9	0,0006	2×10^{-5} (я)
IC 1459	43 100 240	~0,4 0,26 ~0,5	2–141	2,0 2,0 2,0	0,19 0,16 0,17	140,9 38,9 19,3	0,0009 0,003 0,007	4×10^{-3}
NGC 5128 (Cen A)	43 100 240	32–72 41 6	8–136	8,0 8,0 8,0	35,3 2,29 1,91	135,9 135,9 135,9	2,01 0,075 0,064	0,3 (я)
IC 4296	43 100 240	0,7–1,2 0,7 ~0,6	2–130	2,0 2,0 2,0	0,68 0,40 0,37	129,9 115,6 57,3	0,003 0,003 0,007	3×10^{-6}
OJ 287	43 100 240	1,6–2,9 4,5 1,4–3	18–122	18,0 18,0 18,0	1,8 0,46 0,37	121,9 121,7 121,9	0,18 0,003 0,02	5×10^{-3}
NGC 5845	43 100 240	~0,003 ~0,01 ~0,02	24–119	24,0 24,0 24,0	0,03 0,02 0,007	118,9 104,9 49,9	0,005 0,003 0,006	4×10^{-6}
NGC 5077	43 100 240	~0,3 0,66 0,4	17–129	17,0 17,0 17,0	0,27 0,06 0,05	128,9 128,9 83,2	0,023 0,004 0,007	5×10^{-7}
NGC 3585	43 100 240	~0,002 ~0,005 ~0,01	0–141	0,1 0,1 0,1	0,005 0,01 0,01	71,1 15,6 4,6	0,0005 0,003 0,006	6×10^{-8}
Cygnus A (3C 405)	43 100 240	~1,3 ~1 0,5	86–125	86,0 86,0 86,0	0,30 0,13 0,10	125,0 125,0 125,0	0,33 0,060 0,039	3×10^{-3}
NGC 3034 (M 82)	43 100 240	0,7–1,3 0,8–1 0,7	70–114	70,0 70,0 70,0	0,27 0,028 0,034	11,4 11,4 11,4	0,14 0,022 0,017	4×10^{-5}

Таблица 6 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
NGC 1316 (Fornax A)	43 100 240	3–11 0,7–1,4 2,5	37–138,9	37,0 37,0 37,0	0,6 0,4 0,3	138,9 138,9 138,9	0,16 0,03 0,05	7×10^{-8} (я)
NGC 821	43 100 240	~0,07 0,086 ~0,05	12–121	12,0 12,0 12,0	0,08 0,03 0,03	120,9 87,6 54,3	0,01 0,003 0,006	5×10^{-8}
NGC 6251	43 100 240	1–1,5 0,9 ~0,8	82–122	82,0 82,0 82,0	0,28 0,062 0,036	122,0 122,0 122,0	0,21 0,038 0,030	5×10^{-7} (я)
PKS 2126-158	43 100 240	0,5 0,5 0,08	21–136	21,0 21,0 21,0	0,25 0,027 0,024	135,9 135,9 62,8	0,038 0,004 0,007	1
NGC 1275 (Perseus A)	43 100 240	6,9–7,9 7,7 4,8–27	20–98,9	20,0 20,0 20,0	7 16 14	98,9 98,9 98,9	2 2,9 0,52	2×10^{-4} (я)
3C 120	43 100 240	1,9–2,5 2,1–3 1,6	9–108	9,0 9,0 9,0	3 1,6 1,6	107,9 107,9 107,9	3 1,5 1,4	0,02
Her A (3C 348)	43 100 240	~0,2 0,2 ~0,2	1–98	1,0 1,0 1,0	0,2 0,2 0,1	97,9 97,9 97,9	0,06 0,01 0,01	4×10^{-4}
3C 273	43 100 240	8 9–12 6–11	36–141	36,0 36,0 36,0	25 9 8,5	140,9 140,9 140,9	16 3,6 3,1	$\lesssim 8$, возможно 0,1–1
NGC 1068 (M 77)	43 100 240	0,02–0,18 0,036 0,022	0,16–129	0,2 0,2 0,2	0,36 0,02 0,02	129,0 129,0 129,0	0,35 0,016 0,015	$\lesssim 10^{-3}$

этот поток связан с ближайшей окрестностью СМЧД. В действительности поток меньше, хотя бы потому, что до сих пор отсутствуют наблюдения окрестностей СМЧД на нужной частоте, в которых самопоглощение синхротронного излучения не мешает увидеть образ чёрной дыры с нужным угловым разрешением.

В четвертом столбце указан диапазон проекций базы, реализуемых с предполагаемой орбиты КА, несущего телескоп "Миллиметр", для данного источника; диапазон проекций базы нормирован на диаметр Земли D_{Earth} . В столбцах 5–8 указаны минимальная $D^{\min}/D_{\text{Earth}}$ и максимальная $D^{\max}/D_{\text{Earth}}$ проекции базы и ожидаемые коррелированные потоки, при которых возможно детектирование источника на обсерватории "Миллиметр". В последней колонке указано отношение η рентгеновской светимости источника к эддингтоновскому значению. Индекс "я" означает, что данная величина относится только к ядру.

4. Заключение

Мы рассмотрели основные типы аккреционных дисков и джетов, в которых существенным является излучение в миллиметровой области спектра за счёт синхротронного механизма. Как следует из сказанного в обзоре, основные кандидаты на роль аккреционных дисков, излучающих существенную долю мощности в миллиметровой (субмиллиметровой) области, относятся к классу так называемых радиационно-неэффективных объектов, в которых поток массы вблизи чёрной дыры много меньше своего характерного эддингтоновского значе-

ния. Практически все СМЧД, в которых можно разрешить масштабы порядка гравитационного радиуса с помощью существующих или планируемых РСДБ-экспериментов в миллиметровой (субмиллиметровой) области, таких как ТГС или "Миллиметр", принадлежат к этому классу (рис. 36). Возможность наблюдений с таким высоким разрешением связана с тем, что эти чёрные дыры находятся относительно недалеко, на расстояниях порядка нескольких десятков Мпк. Исключения составляют только объекты с очень массивными чёрными дырами, среди таких объектов выделяется квазар OJ 287 — один из основных кандидатов в СМЧД.

В настоящее время неясно, что является основным источником миллиметрового излучения: диск или джет? Эта ситуация отличается от имеющейся в области радиоволн, где доминирует излучение джета. Представляется весьма вероятным то, что относительные мощности диска и джета изменяются от источника к источнику. Последнее, по-видимому, не противоречит данным по спектральному распределению конкретных источников. Подчеркнём, однако, что этот вывод сделан в рамках конкретных моделей диска и джета.

Важнейшей задачей в области РСДБ-наблюдений в миллиметровой области спектра является непосредственное обнаружение образа чёрной дыры — её тени. Удачным обстоятельством, которое может способствовать решению данной задачи, оказывается то, что радиационно-неэффективные потоки — вероятно, оптически тонкие в этой области спектра, а джет занимает относительно небольшой телесный угол и тоже может быть оптически тонким. Это приводит к хорошей обо-

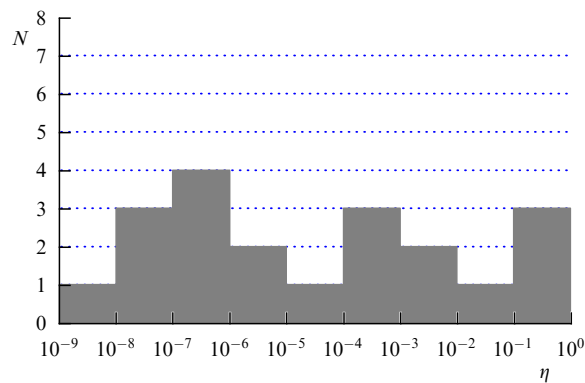


Рис. 36. Гистограмма распределения источников, отобранных для наблюдений с помощью космической обсерватории "Миллиметрон", по параметру η , определённого как отношение болометрической светимости к эддингтоновской (для тех источников, для которых значения болометрической светимости не были найдены, для её оценки мы использовали характерные значения светимости в мягком рентгеновском диапазоне). Гистограмма построена по 20 отобранным источникам, 6 объектов являются достаточно мощными источниками излучения ($\eta > 10^{-3}$) для того, чтобы ожидать, что аккреционные потоки в них заведомо не относятся к классу радиационно-неэффективных.

снованности возможности обнаружения тени. В принципе по форме тени можно судить как об основных характеристиках чёрных дыр, таких как их масса и мо-

мент вращения, так и о характеристиках подсвечивающей плазмы и относительной роли диска и джета в её формировании. Однако отметим, что имеются существенные сложности при попытке определения этих характеристик, связанные как с большим количеством факторов, участвующих в формировании тени, так и с затрудняющими наблюдения свойствами среды (ненулевое синхротронное самопоглощение, рассеяние на неоднородностях плазмы) и частичным заполнением $u-v$ -плоскости.

Нами был предложен простой критерий возможности обнаружения объектов для наблюдений с помощью "Миллиметрона" и ТГС, который предполагает, что пространственное распределение интенсивности данного объекта подобно тому, которое наблюдается в численном моделировании чёрной дыры в галактике М 87, тогда как абсолютное значение определяется расстоянием, массой чёрной дыры и полным потоком излучения на рассматриваемой длине волны. С помощью этого критерия было отобрано порядка двух десятков объектов для РСДБ-наблюдений в миллиметровой области как для "Миллиметрона", так и для ТГС (табл. 7). Подчеркнём, что этот список является предварительным, так как не учитывает специфики конкретных объектов. Для составления более надёжного списка необходимо аналитическое и численное моделирование конкретных источников излучения с использованием всех других доступных данных. Также необходимы дальнейшие наблюде-

Таблица 7. Перспективы наблюдения СМЧД на ТГС

Источник	Частота, ГГц	Минимальная проекция базы / D_{Earth}	Поток, Ян	Максимальная проекция базы / D_{Earth}	Поток, Ян
Sgr A	84	0,0000046	2,400	0,8929736	0,429
	211	0,0000046	4,100	0,8929736	0,148
	240	0,0000046	4,100	0,8929736	0,146
NGC 4486 (М 87)	84	0,0000097	2,350	0,8560537	0,776
	211	0,0000097	1,000	0,8560537	0,184
	240	0,0000097	1,000	0,8560537	0,080
NGC 224	84	0,0000024	1,000	0,8560524	0,322
	211	0,0000024	1,000	0,8560524	0,217
	240	0,0000024	1,000	0,8560524	0,185
NGC 3842	84	0,0000080	0,300	0,8560520	0,210
	211	0,0000080	0,800	0,8560520	0,283
	240	0,0000080	0,800	0,8560520	0,294
NGC 4594	84	0,0000087	0,100	0,8938257	0,079
	211	0,0000087	0,440	0,8938257	0,141
	240	0,0000087	0,440	0,8938257	0,148
NGC 5128	84	0,0000009	41,000	0,8562899	40,608
	211	0,0000009	6,000	0,8562899	5,645
	240	0,0000009	6,000	0,8562899	5,544
NGC 1332	84	0,0000065	0,040	0,8938265	0,033
	211	0,0000065	0,100	0,8938265	0,034
	240	0,0000065	0,100	0,8938265	0,032
NGC 4374	84	0,0000096	0,140	0,8560516	0,127
	211	0,0000096	0,100	0,8560516	0,053
	240	0,0000096	0,100	0,8560516	0,044
NGC 4552	84	0,0000097	0,012	0,8560537	0,012
	211	0,0000097	0,150	0,8560537	0,115
	240	0,0000097	0,150	0,8560537	0,106

Таблица 7 (окончание)

Источник	Частота, ГГц	Минимальная проекция базы / D_{Earth}	Поток, Ян	Максимальная проекция базы / D_{Earth}	Поток, Ян
S5 0014+81	84	0,0000087	1,000	0,8560217	0,974
	211	0,0000087	1,000	0,8560217	0,843
	240	0,0000087	1,000	0,8560217	0,801
NGC 5077	84	0,0000085	0,660	0,8938265	0,651
	211	0,0000085	0,400	0,8938265	0,367
	240	0,0000085	0,400	0,8938265	0,358
Mrk 501	84	0,0000028	0,600	0,8560528	0,586
	211	0,0000028	0,320	0,8560528	0,276
	240	0,0000028	0,320	0,8560528	0,264
NGC 3031	84	0,0000058	0,400	0,8560538	0,394
	211	0,0000058	0,180	0,8560538	0,164
	240	0,0000058	0,180	0,8560538	0,159
OJ 287	84	0,0000080	4,500	0,8560530	4,451
	211	0,0000080	3,000	0,8560530	2,797
	240	0,0000080	3,000	0,8560530	2,740
Cygnus A	84	0,0000026	1,000	0,8560526	0,999
	211	0,0000026	0,800	0,8560526	0,796
	240	0,0000026	0,800	0,8560526	0,795
NGC 1316	84	0,0000025	1,400	0,8782765	1,396
	211	0,0000025	2,500	0,8782765	2,458
	240	0,0000025	2,500	0,8782765	2,446
NGC 6251	84	0,0000089	0,900	0,8557799	0,899
	211	0,0000089	0,800	0,8557799	0,794
	240	0,0000089	0,800	0,8557799	0,792
NGC 4258	84	0,0000011	0,010	0,8560531	0,010
	211	0,0000011	0,020	0,8560531	0,020
	240	0,0000011	0,020	0,8560531	0,020
NGC 1275	84	0,0000023	7,700	0,8560533	7,694
	211	0,0000023	27,000	0,8560533	26,864
	240	0,0000023	27,000	0,8560533	26,825
Her A (3C 348)	84	0,0000112	0,200	0,8560532	0,200
	211	0,0000112	0,200	0,8560532	0,198
	240	0,0000112	0,200	0,8560532	0,198

ния полных потоков в миллиметровой области спектра как для объектов из нашего списка, так и для других интересных возможных источников с целью получения достоверной оценки размера излучающей области. Такие наблюдения могут быть проведены с помощью ALMA и, разумеется, ТГС. Необходима также разработка оптимальной стратегии определения параметров чёрных дыр и излучающей плазмы с учётом недостаточного заполнения $u-v$ -плоскости, что особенно существенно для проекта "Миллиметрон". Кроме того, отметим, что список объектов для наблюдений с помощью "Миллиметрона" зависит, разумеется, от выбранной орбиты КА.

Принципиальной особенностью РСДБ-наблюдений является то, что с их помощью можно найти амплитуды и фазы только некоторых пространственных гармоник образа источника, определяемых доступными базами наблюдений и угловым размером источника. Поэтому и с точки зрения решения основных задач РСДБ-наблюдений в миллиметровой области очень важны аналитические и численные модели конкретных источников, которые могут восполнить отсутствие информации, связанное с недостаточным заполнением $u-v$ -плоскости. В

связи с этим весьма существенным обстоятельством является то, что около половины кандидатов на наблюдения с помощью "Миллиметрона" и ТГС представляют собой, согласно нашему критерию, одни и те же объекты. Их совместные наблюдения с помощью ТГС и "Миллиметрона" позволят значительно увеличить покрытие $u-v$ -плоскости и, следовательно, получить значительно большую информацию о структуре пространственного распределения интенсивности излучения.

В завершение сформулируем *ключевые задачи* в этой области исследований, которые, по нашему мнению, может решить планируемая миссия "Миллиметрон" в режиме РСДБ-наблюдений:

1. В РСДБ-режиме "Миллиметрон" будет способен разрешить области вблизи горизонтов событий нескольких десятков сверхмассивных чёрных дыр в центрах ближайших галактик, включая нашу. Возможности "Миллиметрона" также позволяют разрешить эти области для нескольких весьма удалённых (на расстояния порядка 10^3 Мпк) ярких объектов, включая широко известные источники 3C 273 и OJ 287. Это позволит окончательно доказать, что источниками активности в центрах таких

галактик являются чёрные дыры, измерить их массу и угловые моменты.

2. Измерения поляризации и интенсивности излучения на масштабах горизонта и меньших дадут возможность определить, что именно, аккреционный диск или струйный выброс, вносит основной вклад в светимость, и пролить свет на природу формирования струйных выбросов и турбулентности в аккреционных дисках.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 16-02-01043, 17-52-45053, 17-02-00788, 19-02-00199), финансирована программы РАН и по государственному заданию по научной программе опытно-конструкторских работ "Миллиметр". Мы благодарны сотрудникам АКЦ и теоретического отдела ФИАН, в особенности В.С. Бескину, И.Д. Новикову и С.В. Пилипенко, за многочисленные обсуждения и И.В. Игуменцеву за ряд ценных замечаний.

Примечание при корректуре

Когда настоящий обзор уже готовился к печати, международная коллаборация Телескопа горизонта событий опубликовала данные о распределении интенсивности излучения в центре галактики М87 на длине волны 1,3 мм, полученные весной 2017 г. (см. [99]), и анонсировала публикацию данных о поляризации излучения. Впервые было получено достаточно качественное изображение с угловым масштабом, сравнимым с предполагаемым размером тени чёрной дыры, и тень действительно была обнаружена. Полученное изображение представляет собой кольцо с асимметричным распределением яркости и диаметром около 40 угл. мкс, несколько меньшим используемой нами величины порядка 60 угл. мкс. Максимальная яркостная температура кольца составляет 6×10^9 К, а полный поток излучения — около 0,5 Ян (см. также [100]). Асимметрия распределения яркости вдоль кольца интерпретируется как проявление эффекта Доплера, причём вращение кольца оказывается направленным по часовой стрелке относительно наблюдателя, находящегося на Земле. Полученное значение массы чёрной дыры, порядка $6,5 \times 10^9 M_\odot$, оказалось очень близким к значению, рассчитанному методами звёздной динамики. Характерные оценки физических параметров при предположении о синхротронном характере излучения близки к приведённым в формулах (3) и (4). В более детальном моделировании формирования излучения использовались описанные выше модели радиационно-неэффективных аккреционных потоков и предположение о тепловом распределении излучающих электронов. Рассматривались различные параметры вращения и аккреционные диски как в режиме MAD, так и с "нормальной эволюцией"; дополнительным ограничением на модели являлось условие, налагаемое на мощность релятивистского выброса, при этом предполагалось, что она превышает 10^{42} эрг с^{-1} , [100]. К сожалению, не удалось надёжно определить параметр вращения чёрной дыры и некоторые важные характеристики аккреционного потока. Такая неопределённость связана с довольно низким пространственным разрешением и недостаточным заполнением $u-v$ -плоскости. Эти проблемы можно разрешить радикальным образом в рамках проекта "Миллиметр".

Список литературы

1. Кардашёв Н С и др. *УФН* **184** 1319 (2014); Kardashev N S *Phys. Usp.* **57** 1199 (2014)
2. Ho L C *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **46** 475 (2008)
3. Журавлёв В В *УФН* **185** 561 (2015); Zhuravlev V V *Phys. Usp.* **58** 527 (2015)
4. Paczynski B, Bisnovatyi-Kogan G S *Acta Astron.* **31** 283 (1981)
5. Abramowicz M A et al. *Astrophys. J.* **332** 646 (1988)
6. Yuan F, Quataert E, Narayan R *Astrophys. J.* **598** 301 (2003)
7. Narayan R, Yi I *Astrophys. J.* **428** L13 (1994)
8. Yuan F, Narayan R *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **52** 529 (2014)
9. Blandford R D, Begelman M C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **303** L1 (1999)
10. Yuan F, Bu D, Wu M *Astrophys. J.* **761** 130 (2012)
11. Narayan R, Igumenshchev I V, Abramowicz A A *Astrophys. J.* **539** 798 (2000)
12. Igumenshchev I V *Astrophys. J. Lett.* **577** L31 (2002)
13. Bisnovatyi-Kogan G S, Ruzmaikin A A *Astrophys. Space Sci.* **28** 45 (1974)
14. Bisnovatyi-Kogan G S, Ruzmaikin A A *Astrophys. Space Sci.* **42** 401 (1976)
15. Lubow S H, Papaloizou J C, Pringle J E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **267** 235 (1994)
16. Igumenshchev I V *Astrophys. J.* **677** 317 (2008)
17. Shapiro S L, Lightman A P, Eardley D M *Astrophys. J.* **204** 187 (1976)
18. Nemmen R S, Storchi-Bergmann T, Eracleous M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **438** 2804 (2014)
19. Xie F-G, Yuan F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **427** 1580 (2012)
20. Ryan B R et al. *Astrophys. J. Lett.* **844** L24 (2017)
21. McKinney J C, Blandford R D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **394** L126 (2009)
22. Sokolov K V et al. *Astron. Astrophys.* **532** A38 (2011)
23. Blandford R D, Payne D G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **199** 883 (1982)
24. Blandford R D, Znajek R L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **179** 433 (1977)
25. Macdonald D, Thorne K S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **198** 345 (1982)
26. Armitage P J, Natarajan P *Astrophys. J.* **523** L7 (1999)
27. Bicknell G V, Begelman M C *Astrophys. J.* **467** 597 (1996)
28. Churazov E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **332** 729 (2002)
29. Prieto M A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **457** 3801 (2016)
30. Konigl A *Astrophys. J.* **243** 700 (1981)
31. Бескин В С *УФН* **180** 1241 (2010); Beskin V S *Phys. Usp.* **53** 1199 (2010)
32. Istomin Y N, Pariev V I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **281** 1 (1996)
33. Blandford R D, Konigl A *Astrophys. J.* **232** 34 (1979)
34. Piran T *Phys. Rep.* **314** 575 (1999)
35. Falcke H, Biermann P L *Astron. Astrophys.* **293** 665 (1995)
36. Hawley J *Astrophys. Space Sci.* **320** 107 (2009)
37. McKinney J C, Tchekhovskoy A, Blandford R D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **423** 3083 (2012)
38. Parfrey K, Giannios D, Beloborodov A M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **446** L61 (2016)
39. Ivanov P B, Illarionov A F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **285** 394 (1997)
40. Zhuravlev V V, Ivanov P B *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **415** 2122 (2011)
41. Fragile P C, Anninos P *Astrophys. J.* **623** 347 (2005)
42. Zhuravlev V V et al. *Astrophys. J.* **796** 104 (2014)
43. Liska M et al. *Mon. Not. R. Astron.* **474** L81 (2017)
44. Yuan F et al. *Astrophys. J.* **598** 301 (2003)
45. Chandrasekhar S *The Mathematical Theory of Black Holes* (Oxford: Clarendon Press 1983)
46. Frolov V P, Novikov I D *Black Hole Physics: Basic Concepts and New Developments* (Dordrecht: Kluwer, 1998)
47. Doleman S S et al. *Nature* **455** 78 (2008)
48. Dexter J et al. *Astrophys. J.* **717** 1092 (2010)

49. Dexter J, McKinney J C, Agol E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **421** 1517 (2012)
50. Kuo C Y et al. *Astrophys. J.* **783** L33 (2014)
51. Marrone D P et al. *Astrophys. J.* **654** L57 (2007)
52. Moscibrodzka M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **468** 2214 (2017)
53. Mao S A, Dexter J, Quataert E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **466** 4307 (2017)
54. Kamruddin A B, Dexter J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **434** 765 (2013)
55. Ricarte A, Dexter J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **446** 1973 (2015)
56. Gultekin K et al. *Astrophys. J.* **698** 198 (2009)
57. McConnell N J, PhD Theses (Berkeley, CA: Univ. of California, 2012)
58. Saglia R P et al. *Astrophys. J.* **818** 47 (2016)
59. Bosch R C E van den *Astrophys. J.* **831** 134 (2016)
60. Михеева и др. *Астрон. журн.* **96** 339 (2019)
61. Reid M *Int. J. Mod. Phys. D* **18** 889 (2009)
62. Broderik A E et al. *Astrophys. J.* **735** 110 (2011)
63. Fish V L *Astrophys. J.* **727** L36 (2011)
64. Doeleman S et al. *Nature* **445** 78 (2008)
65. Moscibrodzka M et al., arXiv:1002.1261
66. Falcke H et al. *Astrophys. J.* **499** 731 (1998)
67. Marrone D P et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **54** 354 (2006); *Proc. of "The Universe Under the Microscope — Astrophysics at High Angular Resolution", 21–25 April 2008, Bad Honnef, Germany* (Eds R Schoedel et al.) p. 354
68. An T et al. *Astrophys. J.* **634** L49 (2005)
69. Macquart J-P *Astrophys. J.* **646** L111 (2006)
70. Aitken D K et al. *Astrophys. J.* **534** L173 (2000)
71. Marrone D P *Astrophys. J.* **654** L57 (2006)
72. Marrone D P *Astrophys. J.* **640** 308 (2006)
73. Walker R C et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **131** 012053 (2008)
74. Walsh J L et al. *Astrophys. J.* **770** 86 (2013)
75. Gebhardt K et al. *Astrophys. J.* **729** 119 (2011)
76. Junor W, Biretta J A, Livio M *Astrophys. J.* **401** 891 (1999)
77. Ly C, Walker R C, Wrobel J M *Astron. J.* **127** 119 (2004)
78. Kovalev Y Y et al. *Astrophys. J.* **668** L27 (2007)
79. Biretta J A, Sparks W B, Macchetto F *Astrophys. J.* **520** 621 (1999)
80. Cheung C C, Harris D E, Stawarz L *Astrophys. J.* **663** L65 (2007)
81. Owen F N, Eilek J A, Keel W C *Astrophys. J.* **362** 449 (1990)
82. Algaba J C, Asada, K, Nakamura M *Astrophys. J.* **823** 86 (2016)
83. Zavala R T, Taylor G B *Astrophys. J.* **566** L9 (2002)
84. Kuo C Y et al. *Astrophys. J.* **783** L33 (2014)
85. Peterson B M *Space Sci. Rev.* **183** 253 (2014)
86. Hernandez-Toledo H M, Ortega-Esbri S *Astron. Astrophys.* **487** 485 (2008)
87. Kuntschner H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369** 497 (2006)
88. Tornikoski M et al. *Astron. J.* **121** 1306 (2011)
89. Wilman R J, Edge A C, Johnstone R M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **359** 755 (2005)
90. Nelson C H et al. *Astrophys. J.* **544** L91 (2000)
91. Bentz M C, Katz S *Publ. Astron. Soc. Pacific* **127** 67 (2015)
92. Bruni G et al. *Astron. Astrophys.* **604** A111 (2017)
93. Gandhi P et al. *Astron. Astrophys.* **502** 457 (2009)
94. Valtonen M J, Ciprini S, Lehto H J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **427** 77 (2012)
95. Daly R A *Astrophys. J.* **691** 72 (2009)
96. Gaffney N I, Lester D F, Telesco C M *Astrophys. J.* **407** L57 (1993)
97. Ghisellini G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **405** 387 (2010)
98. Woo J H et al. *Astrophys. J.* **631** 762 (2005)
99. Akiyama K et al. (Event Horizon Telescope Collab.) *Astrophys. J. Lett.* **875** L1 (2019)
100. Akiyama K et al. (Event Horizon Telescope Collab.) *Astrophys. J. Lett.* **875** L5 (2019)

Interferometric observations of supermassive black holes in the millimeter wave band

P.B. Ivanov, E.V. Mikheeva, V.N. Lukash, A.M. Malinovsky, S.V. Chernov, A.S. Andrianov, V.I. Kostenko, S.F. Likhachev

Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Astro Space Center,

ul. Profsoyuznaya 84/32, 117997 Moscow, Russian Federation

E-mail: phi20@cam.ac.uk, helen@asc.rssi.ru, lukash@asc.rssi.ru, ingirami@gmail.com, chernov@lpi.ru, andrian@asc.rssi.ru,

vkostenko@asc.rssi.ru, slikhach@asc.rssi.ru

We present a theoretical description of different types of accretion disks and jets near supermassive black holes (SMBHs) that can be observed in a (sub)millimeter wave band. Special attention is paid to a possible formation of an image (a shadow) of a black hole illuminated by an accretion disk or a jet. We suggest a simple criterion of detection of such a shadow in the current and planned SMBHs observations employing the method of Very Long Baseline Interferometry (VLBI). As an example, we propose a number of potential SMBHs candidates satisfying this criterion for observations with the future "Millimetron" space observatory in the VLBI regime as well as with the Event Horizon Telescope (EHT).

Keywords: interferometry, millimeter and submillimeter wavelengths, black holes, supermassive black holes, accretion, accretion disks, jets

PACS numbers: 98.62.Js, 98.62.Mw

Bibliography — 100 references

Received 1 February 2018

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **189** (5) 449–477 (2019)

Physics – Uspekhi **62** (5) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.03.038308>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.03.038308>