

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Черные дыры во Вселенной

И.Д. Новиков, В.П. Фролов

В этой обзорной статье обсуждаются различные аспекты физики и астрофизики черных дыр. Вначале дается описание мембранного подхода, в котором черная дыра рассматривается как физическое тело с весьма особыми свойствами. В частности, черная дыра ведет себя как проводящая сфера с универсальным конечным сопротивлением. Как результат, вращающаяся черная дыра во внешнем магнитном поле становится униполярным индуктором, который может создавать гигантскую разность потенциалов. Описаны астрофизические приложения этого эффекта. Кратко рассмотрены свойства пространства-времени внутри черной дыры. Основная часть обзора посвящена возможным наблюдательным свидетельствам существования черных дыр во Вселенной. Обсуждается также возможность обнаружения гравитационных волн от черных дыр гравитационно-волновыми обсерваториями в будущем. Завершает статью обсуждение явления универсальности, которое было открыто недавно при изучении критического гравитационного коллапса.

PACS numbers: 04.70.-s, 04.80.Nn, 97.60.Lf, 98.62.Js

Содержание

1. Введение (307).
 2. Физика вне черной дыры (307).
 - 2.1. Механические свойства мембраны горизонта. 2.2. Электродинамика черных дыр. 2.3. Термодинамика черных дыр.
 3. Физика внутри черной дыры (310).
 - 3.1. Внутренность черной дыры. 3.2. Квантовые эффекты.
 4. Астрофизика черных дыр (311).
 - 4.1. Происхождение звездных черных дыр. 4.2. Дискковая аккреция на черные дыры. 4.3. Свидетельства наличия черных дыр в двойных звездных системах. 4.4. Сверхмассивные черные дыры в галактических центрах. 4.5. Первичные черные дыры.
 5. Исследование черных дыр, испускающих гравитационные волны (319).
 6. Критический гравитационный коллапс (320).
 7. Заключение (322).
- Список литературы (323).

И.Д. Новиков. Theoretical Astrophysics Center, Juliane Maries Vej 30, DK-2100 Copenhagen, Denmark
 University Observatory, Juliane Maries Vej 30, DK-2100 Copenhagen, Denmark
 Астрокосмический центр, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 117810 Москва, ул. Профсоюзная 84/32, Российская Федерация
 Nordita, Blegdamsvej 17, DK-2100 Copenhagen, Denmark
 Тел. (45-3532) 52-00. Факс (45-3532) 59-10
 E-mail: novikov@nbitac.tac.dk

В.П. Фролов. University of Alberta, Theoretical Physics Institute, Department of Physics, Edmonton, T6G 2J1 Canada
 Tel. (1-780) 492-10-75. Fax (1-780) 492-07-14
 E-mail: frolov@phys.ualberta.ca

Статья поступила 19 апреля 2000 г.

1. Введение

Еще около 30 лет назад лишь очень немногие ученые считали существование черных дыр действительно возможным. После того как были обнаружены нейтронные звезды, внимание сконцентрировалось на гипотезе черных дыр. Просто поразительно, что концепция черных дыр была тут же с воодушевлением принята астрофизиками. Они пришли к заключению, что черные дыры могут находиться не только в остатках взрыва сверхновых, но также и в ядрах галактик и квазарах.

Черная дыра, возможно, наиболее фантастическая из всех концепций, созданных человеческим разумом. Черные дыры — это и не тела, и не излучение. Они представляют собой сгустки гравитации. Изучение природы черных дыр позволяет существенно расширить наше знание о фундаментальных свойствах пространства и времени. Наиболее замысловатые свойства структуры физического вакуума проявляются в окрестности черных дыр, где возникают квантовые процессы. Еще более мощные (катастрофически мощные) квантовые процессы происходят внутри самой черной дыры (в окрестности сингулярности). Можно сказать, что черные дыры открывают путь в новое, очень широкое поле познания физического мира.

В этой статье мы представим краткий обзор некоторых проблем физики и астрофизики черных дыр. Систематическое обсуждение этих проблем можно найти в книгах Торна и др. [1], Новикова и Фролова [2], в разделе "Черные дыры" книги Кавалера и др. [3] и в книге Фролова и Новикова [4].

2. Физика вне черной дыры

Начнем наше обсуждение с физики черных дыр. По определению, черная дыра — это такая область в про-

странстве-времени, из которой никакая информация, переносимая сигналом, не может достигнуть внешнего наблюдателя. Граница черной дыры есть так называемый *горизонт событий*. После гравитационного коллапса небесного тела и образования черной дыры ее внешнее гравитационное поле асимптотически приближается к стандартной равновесной конфигурации, известной как поле Керра–Ньюмена, которое характеризуется только тремя параметрами: массой, угловым моментом и зарядом.

Пространственно-временное многообразие в окрестности черных дыр сильно искривлено. Если черная дыра имеет ненулевой угловой момент, то любой объект в окрестности черной дыры будет вовлекаться во вращение вихревым гравитационным полем. В этом разделе мы рассмотрим незаряженную черную дыру (черную дыру Керра). Площадь поверхности горизонта может быть записана через массу M черной дыры и угловой момент $J = aM$, где a — угловой момент на единичную массу ($c = 1, G = 1$):

$$A = 4\pi(r_H^2 + a^2), \quad (1)$$

$$r_H = M + \sqrt{M^2 - a^2}. \quad (2)$$

Вращательная энергия, или соответствующая масса M_{tot} , черной дыры Керра есть следующая величина:

$$M_{\text{tot}} = M - \left[\frac{1}{2} M \left(M + \sqrt{M^2 - a^2} \right) \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Эта вращательная энергия (энергия вихревого гравитационного поля) может быть (в принципе) извлечена из черной дыры.

Черная дыра — это сгусток гравитации, на ее горизонте нет вещества. Несмотря на это, горизонт выглядит для внешнего наблюдателя (вне черной дыры) и ведет себя как физическая мембрана, сделанная из двумерной вязкой жидкости с определенными механическими, электрическими и термодинамическими свойствами. Эта удивительная точка зрения, при которой горизонт рассматривается как мембрана, известна как мембранная парадигма (мембранный подход) (см. книгу Торна и др. [1] для ознакомления с более детальным изложением этого вопроса). В соответствии с этим подходом, взаимодействие горизонта с окружающей Вселенной описывается знакомыми законами для жидкости горизонта, например, уравнением Навье–Стокса, уравнениями Максвелла, уравнением приливной силы и уравнениями термодинамики. Очень важно подчеркнуть, что мембранная парадигма не есть метод приближения или некоторая аналогия. Это точный формализм, который дает те же самые результаты, что и стандартный формализм общей теории относительности. Так как законы, определяющие поведение горизонта, имеют привычный вид, они являются мощным средством для интуитивного понимания и количественного расчета поведения черных дыр в сложных ситуациях.

В последующих частях этого раздела мы рассмотрим некоторые проявления физических свойств мембраны черной дыры, помещенной в трехмерное пространство.

2.1. Механические свойства мембраны горизонта

В соответствии с мембранным формализмом, с точки зрения внешнего наблюдателя мембрана черной дыры

имеет определенную поверхностную плотность массы, поверхностное давление и вязкость. Плотность массы определяется соотношением

$$\sigma = -\frac{1}{8\pi} \theta^H, \quad \theta^H \equiv \frac{d(\Delta A)}{\Delta A dt}, \quad (4)$$

где θ^H — относительное изменение площади поверхностного элемента на единицу времени наблюдателя на бесконечности. Величина θ^H для классических процессов всегда неотрицательна, следовательно, величина σ всегда неположительна. Можно показать, что для случая черной дыры, находящейся в равновесии (например, невращающаяся черная дыра (Шварцшильда) или черная дыра Керра в пустом пространстве), $\sigma = 0$.

В мембране существует поверхностное давление p^H . Для черной дыры Шварцшильда это давление равно

$$p^H = \frac{1}{32\pi M} \approx \frac{M_\odot}{M} \times 10^{42} \text{ дин см}^{-2}, \quad (5)$$

где $M_\odot \approx 2 \times 10^{33} \text{ г}$ — масса Солнца. С точки зрения мембранного формализма гравитация черной дыры, находящейся в равновесии, производится поверхностным давлением p^H .

Сдвиговая вязкость горизонта η^H и объемная вязкость горизонта ζ^H соответственно равны

$$\eta^H = \frac{1}{16\pi} \approx 10^{37} \text{ г с}^{-1}, \quad (6)$$

$$\zeta^H = -\frac{1}{16\pi} \approx -10^{37} \text{ г с}^{-1}. \quad (7)$$

В мембранном подходе черная дыра рассматривается как двумерная мембрана с хорошо известными механическими свойствами, что дает возможность интуитивного понимания и количественного расчета процессов, происходящих в черной дыре при некоторых определенных условиях. Рассмотрим несколько примеров.

Если черная дыра образуется при гравитационном коллапсе некоторого асимметричного невращающегося небесного тела, то вначале образуется несферическая дыра. Мембрана дыры деформирована, и между ее гравитацией и поверхностным давлением нет равновесия. Поэтому мембрана колеблется и испускает гравитационные волны, которые уносят энергию деформации мембраны. Этот эффект, вместе с вязкостью мембраны, приводит к тому, что горизонт успокаивается и приобретает абсолютно сферическую равновесную форму.

Другим примером является форма мембраны вращающейся черной дыры. Центробежные силы приводят к раздуванию мембраны дыры в экваториальной плоскости. Равновесие между поверхностным давлением, гравитацией и центробежными силами определяет форму мембраны горизонта.

Рассмотрим одно очень необычное свойство мембраны горизонта. Выше мы подчеркнули, что дифференциальные уравнения, которые описывают взаимодействие горизонта с внешней вселенной, являются обычными физическими законами (например, уравнение Навье–Стокса и т.д.). Однако решения уравнений определяются также граничными условиями. В стандартной физике граничные условия должны быть заданы в некоторый начальный момент или в бесконечном прошлом. Но это не так для случая горизонта дыры! Дело в том, что горизонт является границей между различными

сигналами, движущимися со скоростью света: такими, которые могут когда-либо уйти на пространственную бесконечность, и такими, которые этого сделать не могут. Однако это зависит от процессов в будущем, а не в прошлом.

Сможет ли сигнал уйти, зависит от области пространства-времени, которая лежит в будущем по отношению к источнику сигнала. Это означает, что движение горизонта в любой момент времени зависит не от того, что произошло с горизонтом в прошлом, а от того, что произойдет с ним в будущем.

Это свойство можно проиллюстрировать на примере задачи о свободном падении тонкой сферической оболочки вещества с массой ΔM на дыру Шварцшильда с массой M . Пространственно-временная геометрия такова, что она является шварцшильдской как внутри оболочки, так и вне ее. Внутри оболочки шварцшильдская масса равна M , в то время как снаружи она равна $M + \Delta M$. Тогда сигналы, распространяющиеся со скоростью света по мировым линиям $r = 2M$, не могут быть границей области, где происходит захват, поскольку эти сигналы и испущенные наружу сигналы в ближайшей окрестности вне $r = 2M$ будут захвачены и затянута в черную дыру добавочной гравитацией оболочки, когда в будущем оболочка пройдет через них. Истинная граница (т.е. горизонт событий) порождается нулевыми мировыми линиями (генераторами), распространяющимися как раз вне поверхности $r = 2M$. В прошлом, задолго до того, как оболочка пересечет горизонт, эта нулевая поверхность практически совпадает с поверхностью $r = 2M$. Затем эта нулевая область начинает расширяться. Это происходит потому, что мировые линии этих генераторов движутся все дальше и дальше от поверхности $r = 2M$. Таково их свойство в пространстве-времени Шварцшильда, и оно не зависит от приближающейся оболочки. Когда оболочка в конце концов проходит через эту поверхность, добавочная гравитация оболочки начинает влиять на движение генераторов поверхности, горизонт перестает расширяться и застывает на значении $r = 2(M + \Delta M)$. Такое поведение горизонта диктуется свойствами распространения сигналов со световой скоростью, формирующих горизонт, и условием, что горизонту соответствует значение $r = 2(M + \Delta M)$ после пересечения его оболочкой. Таким образом, положение горизонта и его расширение до пересечения с оболочкой зависят от событий в будущем (коллапса массивной оболочки).

Можно относиться к этой зависимости от будущих событий как к "геологической" природе горизонта (см. книгу Торна и др. [1]). Мы хотели бы подчеркнуть, что это поведение выглядит так, как если бы мембрана дыры жила во времени, которое течет в *противоположном направлении*: из будущего в прошлое. Действительно, в этом случае изменение размера горизонта выглядит очень естественным и причинно обусловленным. Если принять эту точку зрения, то следует рассмотреть отделение оболочки от дыры, а как только оболочка отделится от мембраны при $r = 2(M + \Delta M)$, горизонт начнет сжиматься и установится на $r = 2M$. Мы увидим в разделе 3, что это необычное свойство, а именно, "восприятие" информации из бесконечного будущего (внешнего наблюдателя) характерно не только для горизонта, но также и для внутренней области черной дыры.

2.2. Электродинамика черных дыр

В присутствии внешнего электромагнитного поля горизонт черной дыры ведет себя как проводящая электричество поверхность. Чтобы разобраться в этом, попробуем ответить на следующий вопрос: каким могло бы быть внешнее проявление электропроводности тела в плоском пространстве-времени? Наиболее простое проявление состоит в следующем. Если поднести положительный электрический заряд к металлической сфере, то свободные электроны на металлической поверхности будут смещаться относительно ионов под действием кулоновских электрических сил. Происходит поляризация заряда на сфере. В результате силовые линии электрического поля образуют характерную конфигурацию в пространстве вокруг сферы. Теперь, если перемещать заряд параллельно поверхности сферы от одного положения к другому, то характерная конфигурация силовых линий электрического поля будет передвигаться в другое место с некоторым запаздыванием. Это запаздывание определяется сопротивлением металлической сферы. Оказывается, что при поднесении заряда близко к невращающейся черной дыре существует сходство между картиной силовых линий в окрестности черной дыры и аналогичной картиной вблизи металлической сферы в плоском пространстве-времени. Теперь кривизна пространства-времени искажает силовые линии вместо перемещения реальных зарядов на горизонте. Тем не менее это выглядит так, как если бы поле заряда поляризовало горизонт.

Если перемещать заряд параллельно горизонту дыры в другое положение, то конфигурация электрических силовых линий будет устанавливаться в новом положении с некоторым запаздыванием. Теперь это определяется конечным временем распространения электромагнитных сигналов. Тем не менее это можно интерпретировать как эффективное сопротивление горизонта.

Вообще, можно сказать, что мембрана горизонта ведет себя как проводящая сфера с поверхностным сопротивлением, равным $R_H = 4\pi \approx 377$ Ом.

Мембранная парадигма позволяет понять возможное поведение вращающихся черных дыр, взаимодействующих с замагниченной плазмой. Проведем аналогию с динамо. Движение проволочных катушек ротора динамо в магнитном поле вызывает электродвижущую силу, заставляющую заряды двигаться через проводник. Черная дыра также является специфическим динамо гигантского размера. Если вращающаяся черная дыра погружена во внешнее магнитное поле, то в ее окрестности возникает мощное электрическое поле. Магнитное поле создается межзвездным газом, втекающим в черную дыру. Силовые линии магнитного поля будут стремиться вращаться вместе с черной дырой. Движение любого магнитного поля порождает электрическое поле. В случае быстро вращающейся, замагниченной черной дыры электрическое поле, порождаемое вблизи ее края, может создать чудовищную разность потенциалов между полюсами дыры и ее экваториальной областью:

$$\Delta V \approx \frac{a}{M} \frac{M}{10^9 M_\odot} \frac{B}{10^4 \text{ Гс}} 10^{20} \text{ В}, \quad (8)$$

где B — магнитное поле в окрестности черной дыры. Выглядит это так, словно вращающаяся черная дыра является гигантской батареей. Электрическое поле вызы-

вает ускорение заряженных частиц в плазме и заставляет их двигаться вдоль магнитных силовых линий. Полная выходная мощность есть

$$P \approx \left(\frac{a}{M}\right)^2 \left(\frac{M}{10^9 M_\odot}\right)^2 \left(\frac{B}{10^4 \text{ Гс}}\right)^2 10^{45} \text{ эрг с}^{-1}. \quad (9)$$

Вероятно, такой механизм является основным "двигателем" в ядрах активных галактик (см. раздел 4.4).

2.3. Термодинамика черных дыр

Из многих аспектов термодинамики черной дыры мы обсудим здесь только две проблемы: квантовое излучение черной дыры и тепловую атмосферу черной дыры.

С. Хокинг установил [5], что черная дыра должна испускать тепловое излучение, температура которого равна

$$T_H = \frac{\hbar}{8\pi k_B} M^{-1} \approx \frac{M_\odot}{M} 10^{-7} \text{ К}. \quad (10)$$

Как, пользуясь обычными физическими понятиями, можно объяснить, что черная дыра ведет себя подобно обычному телу с температурой T_H ? Ключом к пониманию природы теплового излучения черной дыры стали теоретические открытия, сделанные в середине 1970-х годов (см. [6]). Решающим моментом является существование горизонта событий для некоторых классов наблюдателей. Например, для равномерно ускоренного наблюдателя в плоском пространстве-времени существует горизонт. Этот наблюдатель не может получить информацию из области за горизонтом. Волны вакуумных флуктуаций виртуальных частиц не ограничиваются исключительно областью над горизонтом; частично каждая волна флуктуации находится за горизонтом, а частично — в пределах области, которую наблюдатель может видеть. Согласно квантовой механике, это принципиальное отсутствие информации о волнах вакуумных флуктуаций приводит к выводу (для ускоренного наблюдателя), что они являются действительными волнами. В результате этот наблюдатель погружен в идеальный термостат с тепловым излучением, имеющим температуру $T = \hbar a / (2\pi k)$, где a — ускорение наблюдателя. Поскольку статический наблюдатель, находящийся непосредственно над горизонтом Шварцшильда, может рассматриваться как аналог ускоренного наблюдателя в плоском пространстве-времени, ускорение которого равно $a = c^2/z$, где z — расстояние до горизонта, то такой наблюдатель должен ощущать, что он погружен в тепловое излучение с локальной температурой $T = \hbar / (2\pi k z)$. Это тепловое излучение формирует тепловую атмосферу дыры. Излучение, преодолевающее возмущение гравитационного поля дыры, будет иметь красное смещение, характеризуемое множителем $(1 - 2M/r)^{1/2}$, и поэтому такое излучение будет выходить с температурой T_H . Большая часть фотонов и других частиц вылетает наружу на небольшое расстояние от черной дыры и затем снова захватывается гигантским гравитационным полем дыры. И только очень немногим частицам, движущимся почти точно вдоль радиуса, удается избежать гравитационного захвата дырой и они могут испариться в пространство. Такие частицы и формируют излучение Хокинга. Заметим, что свободно падающий наблюдатель не ощущает эту теп-

ловую атмосферу. Он "видит" только "обычные" нулевые флуктуации вакуума.

Процесс хокинговского квантового испарения очень медленный. Полное время жизни пропорционально кубу массы черной дыры. Для черной дыры, масса которой равна $20M_\odot$, это время равно 10^{70} лет. В принципе, для некоторых специальных процессов взаимодействие черной дыры с внешней Вселенной может существенно изменить эффективность выделения тепловой энергии из атмосферы черной дыры (см. статью Унру и Волда [7]).

3. Физика внутри черной дыры

3.1. Внутренность черной дыры

Что можно сказать о внутренности черной дыры? Эта проблема очень активно исследовалась в последние десятилетия, и в этих исследованиях достигнут значительный прогресс. Мы узнали некоторые важные свойства внутренности реалистичной черной дыры, но некоторые детали и ключевые проблемы все еще остаются предметом интенсивных дискуссий.

Очень важным моментом в проблеме описания внутренности черной дыры является тот факт, что путь в гравитационную бездну внутренности черной дыры является, по существу, эволюцией во времени (движением). Напомним, что внутри сферической черной дыры, например, радиальная координата является времениподобной. Это означает, что задача о внутренности черной дыры является *эволюционной задачей*. В этом смысле она совершенно отлична от задачи описания внутренней структуры других небесных тел, таких, например, как звезды.

В принципе, если мы знаем условия на границе черной дыры (на горизонте событий), мы можем проинтегрировать уравнения Эйнштейна по времени и изучать структуру все более и более глубоких слоев внутри черной дыры. Концептуально это выглядит просто, однако существует две принципиальных трудности, которые препятствуют последовательной реализации этой идеи.

Первая трудность состоит в следующем. Внутренняя структура типичной вращающейся черной дыры даже вскоре после ее образования решающим образом зависит от условий на горизонте событий в очень удаленном будущем внешнего наблюдателя (формально в бесконечном будущем). Это происходит потому, что светоподобный сигнал может приходиться из очень удаленного будущего в те области внутри черной дыры, которые расположены достаточно глубоко. Предельные светоподобные сигналы, которые распространяются из (формально) бесконечного будущего внешнего наблюдателя, формируют границу внутри черной дыры, которая называется *горизонтом Коши*.

Таким образом, структура областей внутри черной дыры решающим образом зависит от судьбы черной дыры в бесконечном будущем внешнего наблюдателя, например, от конечного состояния испарения черной дыры, от возможных столкновений черной дыры с другими черными дырами и от судьбы самой Вселенной. Ясно, что теоретики чувствуют себя весьма неудобно в таких обстоятельствах.

Вторая серьезная проблема связана с существованием сингулярности внутри черной дыры. Вблизи от

этой сингулярности, где кривизна пространства-времени приближается к планковской величине, классическая общая теория относительности неприменима. До сих пор не существует окончательной версии квантовой теории гравитации, поэтому обсуждение физики в этой области было бы в высшей степени умозрительным. К счастью, как мы увидим, эти особые области находятся достаточно глубоко внутри черной дыры и расположены *в будущем* по отношению к наружным и *предшествующим* слоям черной дыры, для которых кривизна не столь велика и которые могут быть описаны хорошо обоснованной теорией.

Первые попытки исследовать внутренность черной дыры Шварцшильда были сделаны в конце 70-х годов. Было показано, что при отсутствии внешних возмущений те области внутренности черной дыры, которые расположены много позднее образования черной дыры, практически свободны от возмущений. Это происходит потому, что гравитационное излучение от изначального несферического возмущения становится бесконечно слабым при достижении этих областей. Однако этот результат несправедлив в общем случае, когда угловой момент или электрический заряд не равен нулю. Причина связана с тем, что топология внутренности вращающейся или/и заряженной черной дыры существенно отличается от топологии черной дыры Шварцшильда. Ключевым моментом здесь является то, что во внутренности черной дыры заключен горизонт Коши. Это поверхность с бесконечным синим смещением. Падающее внутрь черной дыры гравитационное излучение движется вдоль траекторий, близких к генераторам горизонта Коши, и плотность энергии этого излучения будет претерпевать бесконечное синее смещение при приближении к горизонту Коши.

В общем, эволюция во времени внутри бездны черной дыры выглядит следующим образом. Существует слабый поток гравитационного излучения в черную дыру через горизонт, поскольку вне ее имеются малые возмущения. Когда это излучение достигает горизонта Коши, оно претерпевает бесконечное синее смещение. Гравитационное излучение с бесконечным синим смещением, вместе с излучением, рассеянным кривизной пространства-времени внутри черной дыры, приводит к гигантскому росту параметра массы черной дыры ("инфляция массы", см. статью Пуассона и Израэля [8]) и, в конце концов, приводит к образованию сингулярности кривизны пространства-времени вдоль горизонта Коши. Здесь возникают бесконечные приливные силы. Этот результат был подтвержден рассмотрением различных моделей входящих и выходящих потоков во внутренних областях заряженных и вращающихся черных дыр. Было показано, что сингулярность на горизонте Коши является довольно слабой. В частности, интеграл приливной силы в свободно падающей системе отсчета по собственному времени остается конечным.

Подробное обсуждение этих вопросов можно найти в публикациях [8 – 11] и цитируемой в них литературе.

3.2. Квантовые эффекты

В предыдущем обсуждении мы подчеркнули, что описание внутренней структуры черных дыр — это задача эволюции во времени, начиная от граничных условий на горизонте событий для всех моментов времени вплоть до бесконечного будущего внешнего наблюдателя.

Очень важно знать граничные условия вплоть до бесконечности, поскольку мы видели, что важные события — инфляция массы и образование сингулярности — происходят вдоль горизонта Коши, который приносит информацию из бесконечного будущего внешнего пространства-времени. Тем не менее даже изолированная черная дыра в асимптотически плоском пространстве-времени не может существовать вечно. Она будет испаряться, испуская квантовое излучение Хокинга. До сих пор мы обсуждали проблему, не принимая в расчет неизбежную судьбу черных дыр. Даже без детального обсуждения ясно, что квантовое испарение черных дыр является решающим для всей проблемы в целом.

Что можно сказать об общей картине внутренности черной дыры, принимая во внимание квантовое испарение? Для того, чтобы учесть квантовое испарение, мы должны изменить граничные условия на горизонте событий по сравнению с граничными условиями, обсуждавшимися выше. Теперь они должны включать поток отрицательной энергии, проходящий через горизонт и связанный с квантовым испарением. Последняя стадия квантового испарения, когда масса черной дыры становится сравнимой с планковской массой $m_{\text{Pl}} = (\hbar c/G)^{1/2} \approx 2,2 \times 10^{-5}$ г, неизвестна. На этой стадии кривизна пространства-времени вблизи горизонта достигает величины l_{Pl}^{-2} , где l_{Pl} — планковская длина,

$$l_{\text{Pl}} = \left(\frac{G\hbar}{c^3} \right)^{1/2} \approx 1,6 \times 10^{-33} \text{ см.}$$

Это означает, что с точки зрения полуклассической физики здесь возникает сингулярность. Вероятно, на этой стадии черная дыра обладает характеристиками экстремальной черной дыры, когда внешний горизонт событий и внутренний горизонт Коши совпадают.

Что касается процессов внутри истинной сингулярности во внутренности черной дыры, они могут быть рассмотрены только в рамках пока неизвестной объединенной квантовой теории, включающей в себя гравитацию.

4. Астрофизика черных дыр

Существуют ли во Вселенной черные дыры или они представляют собой только абстрактное понятие человеческого разума? Черная дыра, в принципе, может быть создана искусственно. Однако на этом пути лежат такие грандиозные технические трудности, что кажется невозможным их преодолеть, по крайней мере, в ближайшем будущем. В действительности искусственное создание черной дыры выглядит даже более проблематичным, чем искусственное создание звезды. Таким образом, мы должны заключить, что физика черных дыр, как и физика звезд, есть физика небесных тел. Несомненно, звезды существуют. А что можно сказать о существовании астрофизических черных дыр?

Современная астрофизика рассматривает два типа черных дыр во Вселенной:

1. *Звездные черные дыры*, т.е. черные дыры со звездными массами; эти черные дыры возникают в конце жизни массивных звезд.

2. *Сверхмассивные черные дыры* с массами вплоть до $10^9 M_{\odot}$ и больше в центрах галактик.

Обнаружены черные дыры обоих типов. Третьим возможным типом астрофизических черных дыр явля-

ются первичные черные дыры, они будут рассмотрены в разделе 4.5. Основное внимание в разделе 4 будет сосредоточено на возможных наблюдательных проявлениях черных дыр.

4.1. Происхождение звездных черных дыр

"Когда все источники термоядерной энергии истощатся, достаточно массивная звезда начнет коллапсировать", — так начинается аннотация замечательной работы Опенгеймера и Снейдера 1939 г. [12]. Каждое утверждение этой статьи согласуется с идеями, которые остаются справедливыми и сегодня. Авторы заканчивают аннотацию следующим предложением: "... внешний наблюдатель видит звезду, сжимающуюся к своему гравитационному радиусу". Это фактически современное предсказание образования черных дыр в конце существования массивных звезд.

Насколько массивной должна быть звезда, чтобы превратиться в черную дыру? Ответить на этот вопрос не так просто. Звезда, которая не является достаточно массивной, завершает свою эволюцию образованием или белого карлика, или нейтронной звезды. Существуют верхние пределы на массы небесных тел обоих типов. Для белых карликов это *чандрасекаровский предел*, который равен примерно $(1,2-1,4) \times M_{\odot}$. Для нейтронных звезд это *предел Опенгеймера-Волкова*. Точная величина этого предела зависит от уравнения состояния при плотности материи выше, чем плотность ядерной материи $\rho_0 = 2,8 \times 10^{14}$ г см⁻³. Современная теория дает для максимального значения массы невращающейся нейтронной звезды оценку $(2-3) \times M_{\odot}$. Вращение может увеличить максимальную массу невращающейся нейтронной звезды лишь незначительно, до 25%. Таким образом, можно считать, что верхний предел массы нейтронной звезды не должен быть больше, чем $M_0 \approx 3M_{\odot}$. Если звезда в самом конце своей эволюции имеет массу больше M_0 , она должна превратиться в черную дыру. Тем не менее это не означает, что все нормальные звезды (на "главной последовательности" диаграммы Гершпрунга-Рассела) с массами $M > M_0$ являются прародителями черных дыр. Дело в том, что конечные стадии эволюции массивных звезд пока еще понята довольно плохо. Возможно, имеют место такие процессы, как непрерывная потеря массы, катастрофическое выбрасывание массы и даже разрушение при взрывах сверхновых. Такие процессы могут значительно уменьшить массу звезды в конце ее эволюции. Таким образом, начальная масса прародителей черных дыр может быть существенно больше M_0 .

Существуют различные оценки для минимальной массы M_* звезды-прародителя, которая все еще образует черную дыру. Неопределенность этой величины составляет $M_* \approx (10-40)M_{\odot}$ и даже больше. Численное моделирование показывает, что помимо быстрого прямого гравитационного коллапса прародителя черная дыра может также образоваться при взрыве сверхновой. В этом случае падение части вещества после взрыва обратно на ядро приводит к тому, что масса компактного объекта в оставшемся ядре оказывается выше максимальной массы нейтронной звезды, и в результате этот остаток коллапсирует с образованием черной дыры. Есть указания на то, что более массивные прародители (с массами больше $40M_{\odot}$) могут образовывать черные дыры непосредственно, тогда как прародители с мень-

шими массами создают черные дыры при запаздывающем коллапсе вследствие падения вещества обратно на ядро после возможного начального взрыва (см., например, [13]). Недавно Израэлян и др. [14] сообщили о признаках происхождения черной дыры в результате взрыва сверхновой в двойной системе GRO J1655-40. Изучая оптический спектр звезды-субгиганта с массой $1,7-3,3M_{\odot}$, являющейся компаньоном компактного объекта, они обнаружили свидетельства наличия так называемых α -элементов O, Mg, Si и S с распространенностью в 6-10 раз больше, чем на Солнце. Эти элементы могут образовываться только во внутренних ядрах звезд с массами $25-40M_{\odot}$. Предлагаемое объяснение состоит в том, что звезда-компаньон получила эти элементы во время взрыва сверхновой, который привел к образованию черной дыры в данной двойной системе.

Отметим, что эволюция звезд в тесной двойной системе отличается от эволюции одиночных звезд вследствие переноса массы от одной звезды к другой. Заключение о массах прародителей черных дыр в этом случае могут быть существенно различными. В частности, черная дыра может образоваться в двойной системе, где кроме обычной звезды существовала нейтронная звезда. Черная дыра может возникать в результате того, что вещество от звезды-компаньона перетекает на нейтронную звезду. В конце концов это приведет к тому, что масса нейтронной звезды превысит предел массы для нейтронных звезд.

Можно попытаться оценить, сколько черных дыр возникло при звездном коллапсе в нашей Галактике за время ее существования. Оценки дают величину порядка 10^9 .

4.2. Дискосая аккреция на черные дыры

Для обнаружения и исследования черных дыр наиболее важны два особых случая аккреции: аккреция в двойных системах и аккреция на сверхмассивные черные дыры, которые, вероятно, находятся в центрах галактик. В обоих случаях аккрецирующий газ имеет огромный собственный угловой момент. В результате элементы газа вращаются вокруг черной дыры по кеплеровским орбитам, образуя диск или тор вокруг нее. Решающую роль при аккреции играет вязкость. Вязкость демпфирует угловой момент каждого отдельного элемента газа, что позволяет газу постепенно закручиваться вокруг черной дыры по сходящейся к центру спирали. В то же время вязкость нагревает газ, заставляя его излучать. Вероятными источниками вязкости являются турбулентность в газовом диске и хаотические магнитные поля. К сожалению, у нас нет удовлетворительного физического понимания эффективной вязкости. Важную роль в физике аккреции могут также играть крупномасштабные магнитные поля.

Свойства аккрецирующего диска определяются темпом аккреции газа. Важной мерой светимости любой аккреции на черную дыру является критическая эддингтоновская светимость

$$L_E = \frac{4\pi GM_h m_p c}{\sigma_T} = \frac{M_h}{M_{\odot}} 1,3 \times 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}. \quad (11)$$

Здесь M_h — масса черной дыры, m_p — масса покоя протона, σ_T — томсоновское сечение. Это именно та светимость, при которой давление излучения в точности

уравновешивает гравитационную силу, вызываемую массой M_h для полностью ионизированной плазмы.

Полезной мерой темпа аккреции \dot{M} является так называемый "критический темп аккреции":

$$\dot{M}_E = L_E c^{-2}, \quad (12)$$

где L_E задается формулой (11). Мы также будем использовать безразмерное отношение $\dot{m} \equiv \dot{M}/\dot{M}_E$.

Первые модели дисковой аккреции были довольно простыми. Основное внимание в них было сосредоточено на случае умеренной скорости аккреции $\dot{m} < 1$. Впоследствии были разработаны теории для случаев $\dot{m} \sim 1$ и $\dot{m} > 1$. В этих теориях учитываются сложные процессы в излучающей плазме и различные типы неустойчивостей.

Источником светимости для дисковой аккреции является гравитационная энергия, которая высвобождается, когда газ движется по спирали по направлению к черной дыре. Большая часть гравитационной энергии высвобождается, порождая большую часть светимости, во внутренних частях диска. Согласно теории для этих простейших моделей полная светимость диска есть

$$L = q \frac{\dot{M}}{10^{-9} M_\odot \text{ год}^{-1}} 3 \times 10^{36} \text{ эрг с}^{-1}, \quad (13)$$

где коэффициент q зависит от угловой скорости черной дыры. Это величина порядка 1 для невращающихся черных дыр и порядка 10 для быстро вращающихся черных дыр.

Темп аккреции \dot{M} — это произвольный внешний параметр, который определяется источником газа (например, потоком газа от внешних слоев атмосферы звезды-компаньона в двойной системе). Мы нормировали \dot{M} на величину $\dot{M}_0 = 10^{-9} M_\odot \text{ год}^{-1}$, поскольку вероятно, что это характерный темп аккреции, с которым обычная звезда сбрасывает газ на компаньон, являющийся черной дырой. В этой модели предполагается, что аккрецирующий газ является относительно холодным, с температурой много меньше вириальной температуры, соответствующей потенциальной энергии в гравитационном поле. Как показывают оценки, при таких условиях может быть образован *геометрически тонкий диск* (толщина $h \ll r$). Это так называемая *модель стандартного диска* (см. [15–17]). В этой модели электронная и ионная температуры равны, и диск является эффективно оптически толстым. Температура газа во внутренних частях диска достигает значений $T \approx 10^7 - 10^8$ К. В этой области непрозрачность, связанная с электронным рассеянием, модифицирует испускаемый спектр, так что он не является более спектром черного тела. Вместо этого полный спектр излучения диска представляет собой степенной спектр $F \sim \omega^{1/3}$ с экспоненциальным "обрезанием" на высоких частотах. Наиболее глубокие области таких "стандартных" дисков, вероятно, неустойчивы.

Модель тонкого аккреционного диска не может объяснить жесткие спектры, которые наблюдаются в аккреционных течениях вокруг черных дыр во многих наблюдаемых случаях. Было предложено несколько типов моделей с горячими аккреционными течениями, например, модель с горячей короной выше стандартного тонкого аккреционного диска. В другой модели ионы во внутренней области горячие, $T_i \approx 10^{11}$ К, а электроны

значительно холоднее, $T_e \approx 10^9$ К. Этот внутренний диск толще диска "стандартной" модели и производит большую часть рентгеновского излучения. Модели с горячими ионами и более холодными электронами являются оптически тонкими.

Дальнейшее развитие теории дисковой аккреции привело к более сложным моделям. Было показано, что когда светимость достигает критической величины (соответствующей величине $\dot{m} \equiv \dot{M}/\dot{M}_E$ порядка единицы), давление излучения во внутренних частях диска превосходит газовое давление и диск имеет тепловую и вязкостную неустойчивость. Для особенно больших значений $\dot{m} > 80$ значительная часть энергии плазмы теряется вследствие адвекции в направлении горизонта черной дыры, поскольку излучение захватывается аккрецирующим газом и не может покинуть рассматриваемую систему. Этот процесс стабилизирует течение газа и препятствует росту возмущений. Адвекция может быть также важна для меньших значений \dot{m} . При более высоких темпах аккреции толщина аккреционного диска становится сравнимой с его радиусом. В современных моделях учитываются радиальные градиенты давления и движение газа по радиусу. В самых внутренних частях диска и вплоть до черной дыры течение газа сверхзвуковое.

Недавно была развита теория оптически тонких горячих дисков специального типа. В этой модели большая часть энергии, диссипирующей за счет вязкости, адвектируется аккрецирующим газом и только небольшая часть энергии испускается. Связано это с тем, что плотность газа настолько низкая, что эффективность испускания излучения очень мала. Такие модели называются *адвективно доминированными*. Они с успехом использовались для нескольких конкретных небесных объектов.

В заключение заметим, что для некоторых моделей дисковой аккреции может быть существенным образование электрон-позитронных пар. Мы полагаем, что новые модели, включающие в себя новейшие достижения физики плазмы, будут играть ключевую роль в современной астрофизике черных дыр.

4.3. Свидетельства наличия черных дыр в двойных звездных системах

Как было предсказано Новиковым и Зельдовичем [18], наиболее обоснованное доказательство существования черных дыр вытекает, по-видимому, из изучения двойных рентгеновских систем. Для доказательства того, что рентгеновская система содержит черную дыру, используются следующие аргументы:

1. Объект двойной системы, излучающий в рентгеновском диапазоне, очень компактный и, следовательно, не может быть обычной звездой. Таким образом, это или нейтронная звезда, или черная дыра. Этот аргумент следует главным образом из анализа спектра и переменности испускаемого рентгеновского излучения.

2. Анализ наблюдательных данных позволяет рассчитать орбитальное движение в двойной системе и оценить массу компактного компаньона. Данные о наблюдаемой скорости оптической звезды-компаньона являются наиболее важными. Заметим, что ньютоновская теория всегда оказывается достаточной для такого анализа. Методика взвешивания звезд в двойных системах хорошо известна в астрономии. Если масса компак-

Таблица 1. Кандидаты в черные дыры в двойных системах (из обзора Черепашука [19])

Система	Спектральный тип оптического компаньона	Орбитальный период, сут	Масса компактного компаньона в M_{\odot}	Масса оптического компаньона в M_{\odot}	Рентгеновская светимость, эрг с^{-1}
Cyg X-1 (V 1357 Cyg)	O9.7Iab	5,6	7–18	20–30	$\sim 8 \times 10^{37}$
LMC X-3	B(3–6)II–III	1,7	7–11	3–6	$\sim 4 \times 10^{38}$
LMC X-1	O(7–9)III	4,2	4–10	18–25	$\sim 2 \times 10^{38}$
A0620-00 (V616 Mon)	K(5–7)V	0,3	5–17	$\sim 0,7$	$\leq 10^{38}$
GS 2023+338 (V404 Cyg)	K0IV	6,5	10–15	0,5–1,0	$\leq 6 \times 10^{38}$
GRS 1121-68 (XN Mus 1991)	K(3–5)V	0,4	9–16	0,7–0,8	$\leq 10^{38}$
GS 2000+25 (QZ Vul)	K(3–7)V	0,3	5,3–8,2	$\sim 0,7$	$\leq 10^{38}$
GRO J0422+32 (XN Per 1992 = V518 Per)	M(0–4)V	0,2	2,5–5,0	$\sim 0,4$	$\leq 10^{38}$
GRO J1655-40 (XN Sco 1994)	F5IV	2,6	4–6	$\sim 2,3$	$\leq 10^{38}$
XN Oph 1977	K3	0,7	5–7	$\sim 0,8$	$\leq 10^{38}$

ного компонента оказывается больше, чем максимально возможная масса нейтронной звезды $M_0 \approx 3M_{\odot}$ (см. раздел 4.1), тогда это черная дыра.

Следует отметить, что это доказательство является в некотором смысле косвенным, поскольку оно не связано с характерными релятивистскими эффектами, которые возникают вблизи черных дыр и присущи только черным дырам. Однако ничего лучше современная астрономия до сих пор не предложила. Тем не менее мы считаем, что логика аргументов достаточно убедительна.

Согласно общепринятой интерпретации, в настоящее время наблюдательное подтверждение имеется только для очень небольшого числа систем. Есть серьезные основания полагать, что в этих системах компактные рентгеновские компаньоны являются черными дырами. Некоторые параметры таких наиболее перспективных кандидатов в черные дыры приведены в табл. 1 (см. обзор Черепашука [19]).

Наиболее правдоподобные массы компактных объектов в этих системах значительно больше, чем $M_0 \approx 3M_{\odot}$. Самые перспективные кандидаты — это такие объекты, которые имеют *динамический нижний предел* массы компактного компонента (или так называемую *функцию масс*¹) больше $3M_{\odot}$. С этой точки зрения наиболее перспективными кандидатами являются GS 2033+338 с $f(M) = 6,5M_{\odot}$, GS 2000+25 с $f(M) = 5M_{\odot}$ и XN Oph 1977 с $f(M) = 4M_{\odot}$.

Полное число систем, часто упоминаемых в качестве возможных кандидатов в черные дыры звездной массы, равно примерно 20. Все серьезно обсуждаемые кандидаты — это рентгеновские источники в двойных системах. Некоторые из них являются постоянными источниками, другие — транзитными. Бежелман и Рис подытожили современное состояние следующим образом [20]: "Существует также убедительное свидетельство наличия в нашей галактике черных дыр, образовавшихся после смерти обычных массивных звезд, каждая из которых в несколько раз более массивна, чем Солнце". Большая часть специалистов в настоящее время согласна с этим недвусмысленным заключением.

В течение более чем 25 лет, прошедших с момента открытия первого кандидата в черные дыры Cyg X-1, кандидатов в черные дыры прибавилось очень немного, что резко контрастирует с быстрым ростом числа

идентифицированных нейтронных звезд. В настоящее время в нашей Галактике найдено более 1000 нейтронных звезд, причем 100 из них находится в двойных системах. Казалось бы, можно сделать вывод, что черные дыры в двойных системах являются довольно редкими объектами. Однако это совсем необязательно. Малое число идентифицированных кандидатов в черные дыры может быть также связано с особыми условиями, которые необходимы для их наблюдаемого проявления.

Согласно оценкам, эволюционная стадия, когда двойная система с черной дырой постоянно излучает в рентгеновском диапазоне, может длиться только 10^4 лет, т.е. в течение периода, когда существует интенсивный поток газа из атмосферы звезды к черной дыре. Таким образом, мы можем детектировать излучение в этом диапазоне только во время этого короткого периода. Поэтому число двойных систем, в которых есть черная дыра, возможно значительно больше, чем мы в настоящее время можем наблюдать. Такие системы могут быть столь же распространены, как и двойные системы с нейтронными звездами.

В конце этого раздела мы упомянем интересный механизм образования электрон-позитронного потока из звездных черных дыр, которые создаются путем коллапса нейтронной звезды [21]. Если на вращающуюся замагниченную нейтронную звезду падает поток вещества, который делает ее массу больше критической величины, то эта звезда будет коллапсировать, образуя быстро вращающуюся черную дыру, погруженную в сильное магнитное поле. Это поле может удерживаться веществом, вылетающим из нейтронной звезды при ее коллапсе и образующим вокруг черной дыры аккреционный диск. Возникающая в этой системе разность потенциалов ΔV , задаваемая соотношением (8), может быть очень велика. Если захваченное магнитное поле порядка критической величины $4,4 \times 10^{13}$ Гс, такая черная дыра может излучать с мощностью порядка $10^{47} (M/M_{\odot})^2$ эрг с⁻¹. Ван Путтен рассматривает возможную связь таких объектов с γ -всплесками [21].

4.4. Сверхмассивные черные дыры в галактических центрах

Начиная с середины XX столетия, астрономы сталкиваются с многочисленными бурными, даже катастрофическими процессами, связанными с галактиками. Сопровождаются они мощным энерговыделением, причем протекают эти процессы быстро не только по астрономическим, но и по земным стандартам. Продолжитель-

¹ Функция массы $f(M)$ определяется как $f(M) = M^3 \sin^3 i / (M + M_1)^2$. Здесь M — масса компактного компонента, M_1 — масса оптической звезды-компаньона, i — угол между осью орбиты и направлением на наблюдателя.

ность их может составлять несколько суток или даже минут. Большая часть подобных процессов происходит в центральных областях галактик — галактических ядрах.

Около одного процента всех галактических ядер испускают плазму, излучающую в радиодиапазоне, и газовые облака, а также сами являются мощными источниками излучения в радио-, инфракрасной и особенно в "жесткой" (коротковолновой) ультрафиолетовой, рентгеновской и гамма-областях спектра. Полная светимость ядер достигает в некоторых случаях $L \approx 10^{47}$ эрг с^{-1} . Это в миллионы раз больше, чем светимость ядер более спокойных галактик, таких как наша. Такие объекты называются активными ядрами галактик (АЯГ) (см. обзор [22]). Практически вся энергия активности и гигантские струи, испускаемые галактикой, происходят из ее центра.

Квazarы образуют особую разновидность АЯГ. Характерное свойство квазаров состоит в том, что их общее энерговыделение в сотни раз больше, чем полное излучение всех звезд в большой галактике. В то же время средние линейные размеры излучающей области невелики: всего лишь одна стомиллионная часть линейного размера галактики. Квазары являются наиболее мощными источниками энерговыделения, зарегистрированными к настоящему времени во Вселенной. Какие процессы вызывают столь необычное энерговыделение АЯГ и галактик?

Изучение природы таких объектов включает в себя измерение их размеров и масс. Однако это вовсе не простая задача. Центральные излучающие области АЯГ и квазаров настолько малы, что в телескоп они видны как точечные источники света. К счастью, вскоре после открытия квазара 3С 273 было показано, что его светимость меняется. Иногда она меняется очень быстро — меньше, чем за неделю. После этого открытия была обнаружена еще более быстрая переменность в других галактических ядрах (на масштабах времени порядка нескольких часов или менее). Используя эти вариации, удалось оценить размеры центральной части ядер, из которой и испускается излучение. Был сделан вывод, что эти области имеют размер не более нескольких световых часов. Таким образом, ядра галактик сравнимы по размеру с Солнечной системой.

Несмотря на довольно малые линейные размеры квазаров и многих галактических ядер, оказалось, что они имеют гигантские массы. Впервые они были оценены с помощью формулы (11) [23]. Для квазистатических объектов светимость не может быть существенно больше L_E . Сравнение наблюдаемой светимости с выражением (11) дает оценку для нижнего предела центральной массы. Для некоторых квазаров этот предел равен приблизительно $M \approx (1 - 10^2) \times 10^7 M_\odot$. Эти оценки подтверждаются данными о скоростях внутри галактических ядер звезд и газовых облаков, ускоренных в гравитационных полях центров ядер. Мы обсудим этот вопрос в конце данного раздела.

Гигантская масса объекта и его небольшие линейные размеры наводят на мысль, что это, возможно, черная дыра. Это объяснило бы все необычные свойства таких объектов. Теперь считается общепринятым, что в АЯГ находятся сверхмассивные черные дыры с аккреционными газовыми (и, может быть, также пылевыми) дисками. Один из наиболее важных фактов, вытекающий из наблюдений, в особенности с использованием

радиотелескопов — это существование струйных выбросов (джетов) из ядер некоторых активных галактик. Для некоторых объектов существуют свидетельства того, что радиоконпоненты движутся от ядра с ультрарелятивистскими скоростями. Наличие геометрически выделенного направления, вдоль которого происходят выбросы, приводит к предположению о присутствии устойчивого компактного гироскопа, вероятно, вращающейся черной дыры. В некоторых случаях можно наблюдать признаки того, что имеется также прецессия этого гироскопа. Существенную роль в физике процессов в центрах АЯГ, вероятно, играет *электродинамика черных дыр*.

Для модели АЯГ как сверхмассивной черной дыры с аккреционным диском необходим источник горючего — газ или пыль. Обсуждались следующие источники: газ от ближайшего галактического компаньона (как результат взаимодействия основной галактики и ее компаньона), межзвездный газ основной галактики, разрушение звезд при столкновениях, происходящих на большой скорости в окрестности черной дыры, разрушение звезд приливными силами гравитационного поля черной дыры и некоторые другие [24].

Ясно, что процессы, имеющие место в квазарах и других галактических ядрах, во многих отношениях все еще остаются загадочными. Но предположение, что мы являемся свидетелями действия сверхмассивной черной дыры с аккреционным диском, кажется довольно правдоподобным. М. Рис отстаивает гипотезу, что массивные черные дыры находятся не только в ядрах активных галактик, но также и в центрах "нормальных" галактик (включая ближайшие галактики и наш Млечный Путь) [25, 26]. Они находятся в состоянии покоя, поскольку сейчас лишены горючего (аккрецирующего на них газа). Наблюдения показывают, что галактические ядра были более активны в прошлом. Таким образом, "мертвые квазары" (массивные черные дыры без горючего) должны быть довольно распространенными объектами в настоящее время [27].

Как можно обнаружить такие черные дыры? Было показано, что черные дыры образуют гравитационный потенциал типа "клюва" (cusp-like potential), и отсюда следует, что это гравитационное поле должно формировать распределение плотности звезд типа "клюва" в центральных областях галактик. Некоторые авторы утверждают, что из распределения профилей яркости центральных областей некоторых галактик следует, что они содержат черные дыры. Однако аргументы, основанные только на рассмотрении профилей поверхностной яркости, неубедительны. Дело в том, что высокая центральная плотность звезд в ядре с небольшим радиусом может быть следствием диссипации, и профиль типа "клюва" может быть результатом анизотропии дисперсии скоростей звезд. Таким образом, эти свойства сами по себе не являются достаточным свидетельством наличия черной дыры.

Надежный способ детектирования черных дыр в галактических ядрах аналогичен тому, который используется для случая черных дыр в двойных системах. А именно, необходимо доказать, что в небольшом объеме имеется большая темная масса и что этот объект не может быть ничем иным, кроме черной дыры. Чтобы получить подобное доказательство, мы можем использовать аргументы, основанные как на звездной кинема-

тике, так и на поверхностной фотометрии галактических ядер.

Если известно распределение массы M и светимости L в зависимости от радиуса, то можно определить отношение массы к светимости M/L (в солнечных единицах) как функцию радиуса. Это отношение хорошо известно для некоторых типов звездных популяций. Как правило, оно лежит в интервале от 1 до 10 для эллиптических галактик и шаровых скоплений (где преобладает старая звездная популяция). Если для некоторой галактики отношение M/L практически постоянно при довольно больших радиусах (и имеет "нормальное" значение от 1 до 10), но при приближении к галактическому центру быстро возрастает до значений, намного превышающих 10, то это свидетельствует о наличии центрального темного объекта (вероятно, черной дыры).

В качестве возможного примера рассмотрим галактику NGC 3115, которая удалена от нас на 9,2 Мпк [28]. Для нее $M/L \approx 4$, и эта величина является практически постоянной всюду в достаточно обширной области значений радиуса $r > 4''$ (в угловых единицах). Это значение является обычным для балджа галактик такого типа. При значениях радиуса $r < 2''$ отношение быстро растет вплоть до значений $M/L \approx 40$. Если это обусловлено наличием центрального темного тела, добавляемого к распределению звезд с постоянным значением M/L , тогда $M_H = 10^{9,2 \pm 0,5} M_\odot$.

Возможно ли другое объяснение большого отношения массы к светимости в центральной области галактики? Нельзя исключить, что галактика содержит центральное компактное скопление тусклых звезд. Но это предположение маловероятно. Центральная плотность звезд в галактике NGC 3115 не является пекулярной. Она такая же, как и в центрах шаровых скоплений. Прямые наблюдательные данные о спектральных и цветовых характеристиках этой галактики не содержат никаких признаков необычного градиента популяции звезд вблизи центра. Таким образом, вывод о наличии здесь центральной черной дыры является наиболее правдоподобным.

К сожалению, трудно обнаружить массивные черные дыры в гигантских эллиптических галактиках с активными ядрами, где, как мы почти уверены, они должны быть, поскольку мы наблюдаем их активное проявление [29]. Причиной этого является существенное различие между гигантскими эллиптическими галактиками (ядра некоторых из них относятся к наиболее ярким примерам АЯГ), карликовыми эллиптическими галактиками и спиральными галактиками. Карликовые галактики вращаются быстро, и дисперсия скоростей звезд практически изотропна. Вращение гигантских эллиптических галактик незначительно, и они имеют анизотропные дисперсии скоростей. Не так просто промоделировать эти распределения дисперсии. Более того, гигантские эллиптические галактики имеют большие ядра и широкие профили поверхностной яркости. Следовательно, в спектрах преобладает излучение, испускаемое при большом значении радиуса, где черная дыра не оказывает влияния.

Описанная методика была использована для поиска черных дыр в галактических ядрах. Другая возможность — это наблюдение вращательных скоростей газа вблизи галактического центра. Информация о некоторых кандидатах в сверхмассивные черные дыры приведена в табл. 2 (см. [28–32]).

Таблица 2. Оценки для масс черных дыр в ядрах галактик. Данные из работы [32]

Галактика	Масса черной дыры в M_\odot
M31	3×10^7
M32	3×10^6
Млечный Путь	$2,4 \times 10^6$
NGC 4594	10^9
NGC 3115	2×10^9
NGC 3377	$1,4 \times 10^8$
M87	3×10^9
NGC 4258 (M106)	7×10^7
NGC 4261	9×10^8
NGC 4374	$3,6 \times 10^8$
NGC 4486B	10^7

Специальные исследования были выполнены для случая галактики M87 [33] (обзор более ранних работ см. в [34]). Это гигантская эллиптическая галактика с активным ядром и с джетом из центра. В настоящее время существует надежное свидетельство (основанное на звездной динамике) наличия в этой галактике черной дыры с массой $M \approx 3 \times 10^9 M_\odot$. Космический телескоп Хаббла обнаружил вращающийся газовый диск, движущийся вокруг центрального объекта этой галактики [35, 36]. Оценка массы центрального объекта дает $M = 3 \times 10^9 M_\odot$. Наличие черной дыры в галактике M87 особенно важно для понимания природы центральных областей галактик, поскольку в этом случае мы наблюдаем также активность "центрального двигателя".

Особый интерес представляют радиоастрономические наблюдения ядра галактики NGC 4258 [30]. Используя технику радиоинтерферометрии для наблюдения линий мазера молекул воды в газовых облаках, вращающихся в близкой окрестности ядра, наблюдатели получили угловое разрешение в 100 раз лучше, чем в случае наблюдений с помощью Космического телескопа Хаббла. Спектральное разрешение также в 100 раз лучше. Согласно интерпретации наблюдений, в центре галактики NGC 4258 скрывается тонкий диск, линейный размер которого меньше одного светового года. Масса центрального объекта составляет $7 \times 10^7 M_\odot$. По мнению Бежелмана и Риса [20], "этот объект представляет собой действительно ошеломляющее свидетельство существования черной дыры... В случае системы NGC 4258 наиболее трудно вообразить, что эта масса заключает в себе не одиночную черную дыру, а что-либо другое".

В таблице 2 приведены оценки масс черных дыр в ядрах некоторых галактик [29, 30, 32, 37, 38]. К лету 2000 г. полное количество кандидатов в сверхмассивные черные дыры составило 34 (см. [39]).

Возможно, измерения формы флуоресцентной линии Fe K_α [40–42] наиболее убедительно свидетельствуют в пользу того, что сильное гравитационное поле присутствует в активных ядрах галактик. Внутренняя часть аккреционного диска подсвечивается рентгеновским излучением. Тем самым создается люминесценция различных элементов в диске. Анализ показывает, что самая сильная дискретная спектральная линия — это Fe K_α флуоресцентная линия, соответствующая энергии 6,4 кэВ. Эта линия очень узкая, ее ширина ~ 150 эВ. Так как вещество диска движется, частота излучения, приходящего от различных частей диска, смещается вследствие эффекта Доплера. Присутствует также красное смещение из-за влияния гравитационного поля. При

вычислении профиля спектральной линии необходимо учитывать релятивистские эффекты. Излучение от диска сходится в пучок в направлении движения. Это означает, что голубой пик оказывается ярче красного. Поперечный эффект Доплера и гравитационное красное смещение искажают профиль линии. В результате получается искаженная широкая линия, которая имеет характерную структуру в виде двух зубцов. Форма профиля линии очень чувствительна к наклону аккреционного диска и угловому моменту черной дыры. Рентгеновские наблюдения сейфертовских галактик ясно демонстрируют широкие искаженные линии в рентгеновских спектрах большей части галактик первого сейфертовского типа [40, 43–45]. Профили этих линий показывают, что излучающая область диска находится на расстоянии 3–30 шварцшильдовских радиусов от черной дыры и, следовательно, присутствует релятивистский аккреционный диск. В галактике MCG-6-30-15 первого сейфертовского типа смещение линии указывает, что внутренняя часть диска отстоит менее чем на 3 шварцшильдовских радиуса, и, значит, в этом случае центральная черная дыра должна быть вращающейся.

В этой области происходит довольно быстрый прогресс, и в ближайшем будущем наши знания о наличии сверхмассивных черных дыр в галактических ядрах будут более глубокими.

4.5. Первичные черные дыры

В современной астрофизике рассматривается также третий возможный тип черных дыр во Вселенной — первичные черные дыры. В принятой сейчас "стандартной" космологии Вселенная начинает свою эволюцию с космологической инфляции в некоторое очень раннее время. В течение этой стадии флуктуации плотности возникают из начальных нулевых квантовых флуктуаций, которые впоследствии приводят к наблюдаемой крупномасштабной структуре Вселенной. В конце инфляции происходит нагрев вещества, и Вселенная переходит в фазу радиационного доминирования. При возрасте Вселенной ~ 1 с эта фаза является очень важной, благодаря ей в эту эпоху возможен успешный нуклеосинтез. В конце концов при красных смещениях $z \approx \approx 24000 \Omega_0 h^2$ (Ω_0 — отношение плотности массы Вселенной в настоящее время к критической плотности, h — постоянная Хаббла в единицах $100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$) радиационно-доминированная эпоха уступает место материально-доминированной эпохе, когда образуются звезды и галактики.

Первичные черные дыры (ПЧД) могли образоваться в самом начале расширения Вселенной [46–48]. Черные дыры, которые, возможно, возникали до или в течение инфляции, по-видимому, не играют роли, поскольку инфляция быстро разреживает газ таких черных дыр. Первичные черные дыры, порожденные после инфляции, должны давать интересные наблюдательные эффекты. Массы ПЧД могут быть произвольными, однако первичные черные дыры с массами $M \leq 10^{15}$ г должны были бы испариться за счет квантового процесса Хокинга за время $t \leq 10^{10}$ лет (возраст Вселенной). И только ПЧД с массами $M > 10^{15}$ г могли бы существовать в современной Вселенной. Другой диапазон масс, представляющий интерес для космологии — $M \sim 10^9$ г. Первичные черные дыры с такими массами испаряются за время порядка характерного времени нуклеосинтеза,

который, как достаточно хорошо известно, допускает лишь очень слабую зависимость от продуктов испарения черной дыры.

Предложено несколько механизмов образования ПЧД. Простейший из них — это образование черных дыр при коллапсе в ранней Вселенной коротковолновых возмущений плотности, обладающих большой амплитудой. Если уравнение состояния в течение эпохи образования первичных черных дыр есть $p = \gamma\rho$, где $0 < \gamma < 1$ ($\gamma = 1/3$ для радиационно-доминированной стадии), то для того, чтобы происходил коллапс при наличии такого давления, размеры области с повышенной плотностью должны превышать длину Джинса, которая в $\gamma^{1/2}$ меньше, чем размер космологического горизонта. Эта простейшая оценка (подтвержденная численными расчетами) означает, что флуктуация плотности должна превосходить величину γ на горизонте этой эпохи.

Массовую долю ПЧД можно охарактеризовать величиной $\beta = \rho_{\text{pbh}}/\rho_{\text{tot}}$, где ρ_{pbh} — плотность массы в виде ПЧД, а ρ_{tot} — полная плотность массы. Отношение β зависит от времени. Мы обозначим через β_i значение отношения β в момент образования ПЧД. Если флуктуации вещества имеют гауссово распределение и оказываются сферически симметричными, то часть областей массы M , которая коллапсирует, есть [49]

$$\beta_i \sim \epsilon(M) \exp\left\{-\frac{\gamma^2}{2[\epsilon(M)]^2}\right\}, \quad (14)$$

где $\epsilon(M)$ есть амплитуда флуктуаций, когда масса материи внутри горизонта есть M . Два важных следствия непосредственно вытекают из этого результата: 1) первичные черные дыры образовывались бы более эффективно, если бы уравнение состояния было более мягким, $\gamma \ll 1$, например, в течение фазового перехода во Вселенной; 2) спектр масс ПЧД может быть плоским, только если $\epsilon(M)$ является почти постоянной величиной, что означает масштабную инвариантность спектра флуктуаций.

Космологические флуктуации, которые дают начало ПЧД, могут иметь различное происхождение. Флуктуации могут быть или первичными, или спонтанно возникающими в некоторую эпоху. Флуктуации плотности, порождаемые в течение инфляции из нулевых вакуумных флуктуаций, являются одним из естественных источников ПЧД. Амплитуды этих флуктуаций зависят от формы потенциала, определяющего инфляцию [50–56]. Другие механизмы образования ПЧД не зависят от существования возмущений первичной плотности. Примерами являются образование черных дыр при столкновении пузырей нарушенной симметрии в течение космологических фазовых переходов [57–59] и при коллапсе космических струн [60–65].

Те первичные черные дыры, влияние которых в настоящее время мало, возможно, имели более важное значение в ранние эпохи эволюции Вселенной. Излучение от ПЧД могло внести возмущение в обычную картину космологического нуклеосинтеза, исказить космическое микроволновое (реликтовое) излучение и произвести слишком много энтропии относительно плотности материи во Вселенной. Пределы для плотности ПЧД в настоящее время или в более ранние времена могут быть использованы для получения информации об однородности и изотропии очень ранней Вселенной, когда они

образовались. Обзор этих проблем содержится в работах [52, 66, 67].

Судьба ПЧД зависит от их массы. Первичные черные дыры с массами $M > 10^{15}$ г должны дожить до настоящего времени. Ограничения на массу, заключенную в этих черных дырах могут быть получены следующим образом [46]. Будем рассматривать такие черные дыры как газ *нерелятивистских* частиц. Когда масштаб Вселенной a увеличивается, плотность энергии такого газа уменьшается как a^{-3} . В радиационно-доминированную эпоху плотность энергии остального вещества падает как a^{-4} . Следовательно, относительная часть вклада массы черных дыр растет как a . Если черные дыры образовались очень рано, то этот множитель может быть очень большим. Для того, чтобы плотность вещества в виде черных дыр не превосходила теперь наблюдаемую плотность во Вселенной, часть вещества, которая коллапсирует в черные дыры с массами $M > 10^{15}$ г, должна быть предельно малой.

Значительно более сильные ограничения на β_i могут быть получены для черных дыр, которые были достаточно маломассивными и должны были испариться к настоящему времени. Эти ограничения проиллюстрированы на рисунке.

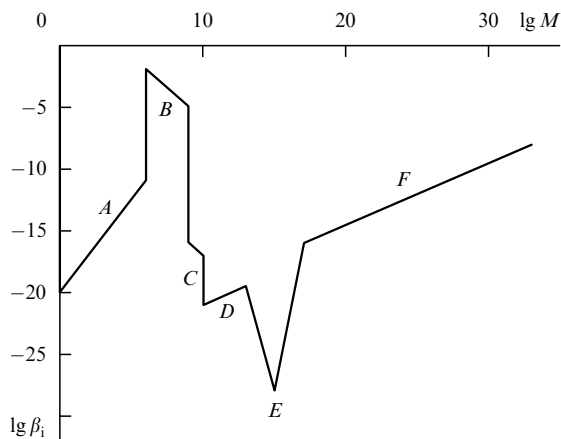


Рисунок. Ограничения на величину $\beta_i(M)$: реликты (A), энтропия (B), гелий (C), дейтерий (D), γ (E), плотность (F). Данные из работы [67].

Поиски первичных черных дыр включали попытку обнаружить вклад в диффузный фон от космического излучения ПЧД или непосредственно обнаружить конечную стадию излучения отдельных черных дыр. Используя теоретические спектры частиц и излучения, испускаемого при испарении черных дыр различных масс, можно вычислить теоретический фон фотонов и фоны других частиц, образуемых распределением ПЧД и испущенных за время жизни Вселенной. Уровень этого фона зависит от полной плотности ПЧД с начальными массами в рассматриваемом диапазоне.

Черные дыры с массами $M \approx 10^{14.5}$ должны испаряться в настоящую эпоху. Ограничение на такие черные дыры может быть получено из наблюдений γ -излучения [68, 69]. Сравнение теоретических оценок с наблюдаемым фоном космических лучей и фоном γ -излучения дает верхний предел для полной плотности ПЧД с начальными массами в этом диапазоне. Согласно оценкам Мак-Гиббона и Карра [69], этот предел соответствует при-

мерно 10^{-6} от полной плотности массы видимого вещества во Вселенной (вещество в видимых галактиках). Сравнение теории с другими наблюдательными данными дает более слабые пределы [67, 70, 71].

Поиск высокоэнергетических γ -всплесков как прямого проявления конечного излучения испаряющихся (взрывающихся) отдельных ПЧД продолжается в течение более 20 лет. Пока нет сообщений о положительных свидетельствах существования первичных черных дыр [67, 72, 73].

Испарение черных дыр с меньшей массой может влиять на $n\bar{n}$ -образование [74] при нуклеосинтезе, приводить к уничтожению дейтерия [75] и расщеплению ${}^4\text{He}$ [76]. Черные дыры с массами в интервале $10^9 \text{ г} < M < 10^{13} \text{ г}$ дают вклад в энтропию, приходящуюся на один барион [77, 78]. Ограничения на черные дыры с массами менее 10^6 г могут быть получены при использовании предположения, что черная дыра оставляет устойчивые реликты с планковской массой (*максимоны*, рассмотренные впервые в работе Маркова [79]) [52, 68, 80].

Следует отметить, что ограничение, полученное из анализа ПЧД, накладывает пределы на возмущения плотности вещества на гораздо более коротких масштабах, чем те, которые могут быть изучены при использовании информации о крупномасштабной структуре и космологическом фоне (реликтовом) излучении, хотя эти масштабы аналогичны тем, которые, вероятно, могут исследоваться гравитационно-волновыми детекторами, такими как LIGO, VIRGO и GEO (см. следующий раздел) [81].

В результате квантового испарения масса черной дыры уменьшается. Как только масса становится меньше 10^{14} г, черная дыра начинает испускать адроны. Согласно квантовой хромодинамике (QCD) адроны являются составными частицами и при температурах выше, чем масштаб конфайнмента ($T_{\text{QCD}} = 250 - 300$ ГэВ), необходимо рассматривать испускание фундаментальных частиц, таких как кварки и глюоны. Поскольку существует 12 кварковых степеней свободы, связанных с ароматом, и 16 глюонных степеней свободы, фазовое пространство испускаемых частиц резко увеличивается на масштабе конфайнмента. Можно показать, что при $T_{\text{ВН}} > T_{\text{QCD}}$ интервал времени между испусканием двух последовательных квантов много больше, чем время испускания, и много меньше, чем характерный масштаб времени сильного взаимодействия T_{QCD}^{-1} . По этой причине испускание кварков и глюонов напоминает аналогичные события в ускорителях-коллайдерах и приводит к формированию кварковых и глюонных струй (джетов). Эти струи распадаются на адроны на расстояниях много больших, чем гравитационный радиус, где гравитация более не является определяющим фактором. С помощью этого подхода Мак-Гиббон и Узббер получили спектры излучения при температуре черной дыры $T = 1$ ГэВ. В спектрах всех частиц имеется пик при 100 МэВ, обусловленный распадами пионов, и пик при 1 МэВ, обусловленный нейтронным распадом (см. также работу [67]).

Конечная стадия испарения черной дыры все еще остается неясной. Возможно, что конечным результатом испарения черной дыры является устойчивый реликт (максимон, [79]). Возможная роль таких реликтов в космологии впервые была рассмотрена Мак-

Гиббоном [68], более современный обзор этих вопросов можно найти в обзоре [80], новый подход к проблеме см. в [82].

5. Исследование черных дыр, испускающих гравитационные волны

Квантовый распад первичных черных дыр является прямым следствием существования горизонта событий и, следовательно, его наблюдение могло бы непосредственно подтвердить существование небольших черных дыр. К сожалению, таких данных до сих пор нет. Наблюдения звездных и массивных черных дыр в оптике, рентгеновском и гамма-диапазонах не дают прямой информации об областях пространства-времени, близких к черной дыре, так как излучение образуется в областях, далеких от горизонта. Для детальных исследований области, близкой к горизонту, вполне возможно, потребуется новый источник информации в астрофизике: гравитационные волны. Когда будут построены новые гравитационно-волновые обсерватории, этот способ исследований станет очень важным.

Одни из наиболее многообещающих источников гравитационных волн, которые могли бы быть исследованы гравитационно-волновыми детекторами — это астрофизические компактные двойные объекты. Обсуждаются, главным образом, три типа компактных двойных систем: состоящие из двух нейтронных звезд (НЗ/НЗ), из черной дыры и нейтронной звезды (НЗ/ЧД) и из двух черных дыр (ЧД/ЧД). Поскольку на некоторой стадии эволюции таких двойных систем происходит излучение гравитационных волн, компактные двойные входят в стадию взаимного сближения, которая заканчивается слиянием. В течение этих конечных стадий эволюции двойные системы испускают мощные гравитационные волны.

В настоящее время создается международная сеть наземных гравитационно-волновых детекторов. Она включает в себя два американских гравитационно-волновых лазерных интерферометра LIGO (Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory) [83], франко-итальянский интерферометр VIRGO близ Пизы (Италия), плечи которого составляют 3 км [84], и британско-германский 600-метровый интерферометр GEO-600 близ Ганновера (Германия) [85].

Детектор LIGO, который сейчас строится, состоит из двух вакуумных установок с 4-километровыми ортогональными плечами. Одна из них расположена в Хенфорде (штат Вашингтон), а другая — в Ливингстоне (штат Луизиана). Их совместное функционирование начнется в 2002 г. Гравитационные волны, приходящие от далеких источников, эффективно изменяют относительную длину плеч, которая может быть измерена по сдвигу фазы между двумя лазерными пучками в двух ортогональных плечах. При ожидаемой точности измерения разности между длинами плеч $\Delta L \sim 10^{-16}$ см чувствительность детектора должна составлять $\Delta L/l \sim 10^{-21} - 10^{-22}$. Такая чувствительность будет реализована в детекторе LIGO в диапазоне частот от 40 до 120 Гц. Эффективность LIGO существенно понижается статистикой подсчета фотонов ("дробовой шум") на высоких частотах и сейсмическим шумом на низких частотах. Установка LIGO создается таким образом, чтобы она могла вместить последующие поколения усовершенство-

ванных интерферометров. Второе поколение интерферометров LIGO-II планируется начать конструировать в 2005 г. и начать наблюдения с его помощью до 2007 г. Работая в том же диапазоне частот, он будет иметь чувствительность примерно на два порядка выше. В таблице 3 приводятся расстояния до двойных систем различных типов, которые являются предельными для их наблюдения с помощью детекторов LIGO.

Таблица 3. Расстояния до источников, которые можно будет обнаружить с помощью лазерных интерферометров LIGO-I и LIGO-II. Предполагается, что масса нейтронных звезд равна $1,4M_{\odot}$, а масса черных дыр — $10M_{\odot}$ (из работы [83])

Системы	Расстояние для LIGO-I	Расстояние для LIGO-II
Сближающиеся двойные НЗ/НЗ	20 Мпк	450 Мпк
Сближающиеся двойные НЗ/ЧД	40 Мпк	1000 Мпк
Сближающиеся двойные ЧД/ЧД	100 Мпк	2000 Мпк

Эволюция двойной системы черных дыр и формы испускаемых этой системой гравитационных волн могут быть отнесены к следующим трем стадиям: сближение, слияние и конечная стадия. Для описания стадии сближения двойных систем черных дыр необходим анализ постньютоновских разложений, и качественно картина та же самая, как и для других компактных двойных. Гравитационное излучение при слиянии и на конечной стадии содержит информацию, которая позволяет выделить случай двойной системы ЧД/ЧД. Для того, чтобы рассчитать динамику двух сливающихся черных дыр и численно воспроизвести образцы профилей гравитационных волн, которые можно будет использовать для расшифровки информации, закодированной в испущенных гравитационных волнах, необходимо численное моделирование на суперкомпьютерах. Финальная стадия эволюции известна значительно лучше. На этой стадии две исходных черных дыры образуют одну новую черную дыру, которая находится в очень возбужденном состоянии. Ее дальнейшая эволюция заканчивается в затухании возбуждений. Эти возбуждения представляют собой нелинейную суперпозицию квазинормальных мод. Затухание квазинормальных мод создает характерную "звонящую" форму профиля гравитационных волн.

Гравитационные волны, испускаемые на стадии слияния черных дыр и конечной стадии (стадии "последнего звонка"), несут информацию о сильно нелинейной, крупномасштабной динамике кривизны пространства-времени, и потому изучение этих сигналов позволяет проверить эйнштейновские гравитационные уравнения во всей их сложности. В таблице 4 приведены оценки амплитуды отношения сигнал/шум (S/N) для слияний на расстоянии 1000 Мпк двух черных дыр равной массы.

Временной масштаб и масштаб длины для динамики двух черных дыр (включая гравитационное излучение

Таблица 4. Амплитуда отношения сигнал/шум для слияний на расстоянии 1000 Мпк двух черных дыр с равными массами (из работы [83])

Массы сливающихся ЧД	S/N для LIGO-I	S/N для LIGO-II
$10M_{\odot}/10M_{\odot}$	0,5	10
$25M_{\odot}/25M_{\odot}$	2	30
$100M_{\odot}/100M_{\odot}$	4	90

таких систем) пропорциональны их полной массе. Другие параметры (например, отношение масс черных дыр, угловой момент черных дыр и т.д.) входят в виде безразмерных комбинаций. Полное число оборотов, проводимых системой ЧД/ЧД с массами $10M_{\odot}$ в диапазоне частот, соответствующем детекторам LIGO/VIRGO, составляет около 600. Эти детекторы будут способны обнаружить и исследовать гравитационные волны, испущенные в последние несколько минут эволюции двойных черных дыр с полной массой до $10^3 M_{\odot}$. Для больших масс гравитационно-волновой детектор должен иметь более низкий диапазон частот. Будущие гравитационно-волновые интерферометры, которые планируется расположить в космосе, будут работать в этом диапазоне частот. Примером такого проекта является LISA.

Космический лазерный интерферометр LISA (Laser Interferometer Space Antenna) будет состоять из трех космических аппаратов, образующих правильный треугольник со стороной 5×10^6 км. Центр треугольника будет расположен в плоскости эклиптики на таком же расстоянии от Солнца, что и Земля, и на 20° позади Земли на орбите. Эти три космических аппарата будут действовать как гигантский интерферометр, измеряющий искажения в пространстве, вызываемые гравитационными волнами. Создание LISA было предложено в 1993 г. американскими и европейскими учеными как совместный проект NASA/ESA (National Aeronautics and Space Administration/European Space Agency — Национальное управление США по аэронавтике и космосу/Европейское космическое агентство). Если проект будет утвержден, то работы по нему начнутся в 2005 г., а запуск запланирован на 2008 г. [86].

Диапазон частот детектора LISA 10^{-4} –1 Гц, что в 10000 раз ниже, чем диапазон частот LIGO/VIRGO. Его чувствительность в этом диапазоне частот планируется на уровне 10^{-23} . Детектор LISA позволит регистрировать гравитационные волны, испущенные двойными системами ЧД/ЧД с полной массой в интервале 10^3 – $10^8 M_{\odot}$ (массивные и сверхмассивные черные дыры), удаленными на расстояния, соответствующие значениям красного смещения $z \sim 3000$. Так как совершенно невероятно, что массивные и сверхмассивные черные дыры образуются столь рано (пока они являются первичными), это означает, что детектор LISA позволит наблюдать практически все сливающиеся двойные черные дыры в видимой Вселенной в указанном диапазоне масс.

Для обсуждения гравитационно-волнового излучения от сталкивающихся черных дыр очень важно знать, как много двойных систем ЧД/ЧД существует во Вселенной. К сожалению, это неизвестно. Разброс между наиболее оптимистичными и наиболее пессимистичными оценками довольно широк. Однако для двойных систем ЧД/ЧД с полной массой 5 – $50 M_{\odot}$, которые образуются из звезд-прародителей, принадлежащих к главной последовательности, можно оценить темп их слияния в нашей Галактике как 1 слияние за 1 – 30 млн лет [87–89]. Если эти оценки правильны, детекторы LIGO/VIRGO будут регистрировать одно слияние в год для таких двойных вплоть до расстояний 300 – 900 Мпк. Частота событий для слияний сверхмассивных черных дыр является гораздо более неопределенной: от $0,1$ до 1000 в год. Но даже в случае пессимистической оценки детектор LISA будет способен наблюдать 3 системы ЧД/ЧД с полной

массой 3000 – $10^5 M_{\odot}$, которые удалены на 30 лет от их окончательного слияния [89, 90].

В заключение заметим, что есть хорошие шансы обнаружить в самом ближайшем будущем гравитационные волны от сливающихся черных дыр, и, следовательно, впервые появится возможность практически непосредственно проверить наши теоретические предсказания относительно черных дыр.

6. Критический гравитационный коллапс

Обсудим теперь проблему так называемого *критического гравитационного коллапса*, которая в последнее время вызывает большой интерес. Эту задачу можно сформулировать следующим образом. Рассмотрим изолированное начальное распределение гравитирующей материи и разрешим ей эволюционировать. Образование черных дыр является одним из возможных конечных состояний подобной системы. Возможно также, что при коллапсе черные дыры не образуются. Отсюда следует, что фазовое пространство изолированной гравитирующей материи естественно разделяется на бассейны притяжения, один из которых содержит черные дыры. При любых заданных начальных условиях, до тех пор пока не будут решены нелинейные уравнения Эйнштейна, описывающие эволюцию, практически невозможно определить, будет ли образовываться черная дыра. Таким образом, достаточно полное описание бассейнов притяжения в общей теории относительности представляет собой исключительно сложную задачу. Недавно удалось показать, что для изучения "границ" между различными бассейнами притяжения можно применять общие идеи теории динамических систем, которые позволят качественно описать динамику самогравитирующих систем вблизи таких "границ".

Поведение черных дыр вблизи порога их образования впервые было исследовано Чоптюком [91], который доказал ряд интересных общих соотношений, характеризующих это поведение. Чоптюк численно решил сферически симметричные гравитационные уравнения при минимальном взаимодействии со скалярным безмассовым полем. Он изучил гравитационный коллапс для различных множеств однопараметрических семейств начальных условий. Предположим, что для заданного семейства параметр p выбран таким образом, что при малых значениях p гравитационное поле в течение эволюции слишком слабо для того, чтобы образовать черную дыру, в то время как при больших значениях p черная дыра образуется. В общем случае между этими двумя пределами существует *критическое* значение этого параметра p^* , при котором впервые образуется черная дыра. Мы будем называть решения при $p < p^*$ и $p > p^*$ докритическими и сверхкритическими, соответственно. Чоптюк представил убедительное численное доказательство того, что *не существует "зазора" масс* при образовании черных дыр; при коллапсе могут возникать произвольно малые черные дыры². Более того, при

² Следует подчеркнуть, что квантовые эффекты могли бы изменить этот вывод. Поскольку кривизна на поверхности черной дыры с массой M имеет порядок M^{-2} , она достигает планковской величины для черных дыр планковской массы. В этих условиях преобладают квантовые эффекты. В частности, более высокие поправки к кривизне могут создать "зазор" масс [92] (см. также [93]).

$p > p^*$ масса достаточно малой черной дыры задается соотношением

$$M_{\text{ВН}} \sim |p - p^*|^\beta, \quad (15)$$

где $\beta \approx 0,37$ — универсальный показатель степени (это соотношение называется *скейлингом*). Самое удивительное, что эта величина остается одной и той же для всех семейств решений, которые были исследованы.

Более того, для начальных данных, близких к критическому значению, система в процессе эволюции сначала приближается к некоторому универсальному решению, одному и тому же для всех семейств начальных данных. Это решение, которое является единственным и соответствует полевой конфигурации в точности на пороге образования черной дыры p^* , называется *критическим решением* (иногда для него используется термин "чоптюон"). Это решение действует как *промежуточный аттрактор* в том смысле, что при временной эволюции система сначала подходит к нему, но в конце концов отходит от него для того, чтобы или образовать черную дыру, или диспергировать.

Критическое решение для сферически-симметричного гравитационного коллапса безмассового поля имеет дискретную симметрию: оно периодическое по логарифму пространственно-временной шкалы

$$t' = \exp(-\Delta)t, \quad r' = \exp(-\Delta)r, \quad (16)$$

$$ds'^2 = \exp(-2\Delta) ds^2, \quad \phi(t', r') = \phi(t, r) \quad (17)$$

с периодом $\Delta \approx \ln 30 \approx 3,4$, который представляет собой константу, связанную с чоптюоном (момент $t = 0$ соответствует образованию черной дыры). Подобное поведение критического решения называется дискретной автомодельностью (ДАМ), или *эхом*, поскольку решение повторяет само себя при уменьшающемся масштабе времени и длины.

Позднее более точные численные расчеты [94, 95] показали, что на прямую линию зависимости $\lg M$ и $\lg(p - p^*)$ накладывается некоторое периодическое "колебание", или "тонкая" структура, причем период колебаний также является универсальным и сходен с критическим индексом β .

Численное моделирование гравитационного коллапса безмассового скалярного поля с использованием различных систем координат и численных алгоритмов [96, 97] подтвердило, что эффекты, обнаруженные Чоптюком, не являются численными артефактами.

По-видимому, эти свойства почти критического коллапса, впервые открытые для самогравитирующего скалярного поля, являются совершенно общими. Абрахамс и Эванс обнаружили аналогичный феномен при осесимметричном коллапсе гравитационной волны с почти таким же значением критического индекса $\beta \approx 0,38$ [98]. Соответствующий чоптюон также является дискретно автомодельным, однако постоянная Δ оказалась другой: $\Delta \approx \ln 1,8 \approx 0,6$. Хиршман и Эрдли получили сферически симметричные решения уравнений Эйнштейна для гравитации, взаимодействующей с комплексным скалярным полем, которые обладают универсальным скейлингом типа Чоптюка и эхоподобным поведением [99, 100].

В некоторых случаях критическое решение обладает более высокой симметрией, чем дискретная автомодель-

ность, описанная выше, а именно, непрерывной автомодельностью (НАМ) или гомотетичностью. Наличие такой симметрии позволяет исключить из уравнений одну координату, и это, в числе прочего, объясняет, почему проще иметь дело с непрерывными автомодельными решениями: в аналитических вычислениях по большей части используется анзац непрерывной автомодельности. Пример критического поведения с непрерывной автомодельностью был найден Эвансом и Коулменом в модели сферически симметричного коллапса излучающей жидкости [101]. В этом случае критический индекс $\beta \approx 0,36$.

Для всех случаев, когда наблюдается критическое поведение, характерно то, что пространство-время является асимптотически плоским; существует перенос энергии от коллапсирующей системы на бесконечность, и содержание материи является "безмассовым".

Первые вычисления с использованием различных моделей дали очень близкие значения показателя скейлинга массы β . Сначала эти результаты интерпретировались в том смысле, что эту универсальность можно понимать как независимость критического индекса от конкретных деталей системы, хотя исходно она означала его независимость от начальных данных. Более поздние вычисления для более широкого класса моделей не подтвердили этот вывод.

Например, для точного аналитического решения в случае коллапса тонкой оболочки, взаимодействующей с истекающей нулевой жидкостью [102], и в пертурбативном анализе коллапса идеальной жидкости с уравнением состояния $p = \gamma\rho$ (γ в пределах $0 \leq \gamma \leq 0,88$ [103]) критический индекс β сильно зависит от параметров модели материи.

По-видимому, универсальность индекса β для различных моделей безмассовых скалярных полей, гравитационных волн и излучающей жидкости связана с тем, что все эти три поля являются безмассовыми, но никакого обоснования того, почему это должно быть так, не существует³. Наблюдаемая неуниверсальность выходит за пределы изменения β для различных моделей материи, она затрагивает более фундаментальные свойства критических решений. В частности, Хиршман и Эрдли показали [100], что при сферически-симметричном гравитационном коллапсе безмассового комплексного скалярного поля критическое решение является неустойчивым. Эта неустойчивость отличается от простой и понятной неустойчивости черной дыры; по-видимому, это осцилляторная неустойчивость по отношению к первоначальному действительному чоптюону. Особенно интересен пример гравитационного коллапса поля Янга–Миллса [104], где существуют два различных критических решения, одно из которых имеет дискретную автомодельность и допускает черные дыры с произвольно малой массой, а другое имеет интервал значений масс, где черные дыры не образуются. Некоторые результаты изучения критического поведения при гравитационном коллапсе для различных моделей представлены в табл. 5. Более подробная информация содержится в недавнем обзоре [105].

³ Заметим, однако, что $\beta = 0,387$ для безмассового комплексного скалярного поля [100] слегка (но все же заметно) отличается от величины $\beta = 0,37$ для трех перечисленных полей.

Таблица 5. Критическое поведение при гравитационном коллапсе

Модель	Публикации	β	Симметрия
Скалярные поля			
Безмассовое скалярное поле	[91, 96, 97]	0,37	ДАМ
	[106 – 108]	0,374	ДАМ
	[109 – 112]	1/2	НАМ
	[113 – 115]	1	НАМ
Комплексное скалярное поле	[99, 100]	0,387	НАМ
Заряженное скалярное поле	[116]	0,37	ДАМ
Другие модели материи			
Гравитационные волны	[98]	0,37	ДАМ
Излучающая жидкость	[101]	0,36	НАМ
	[117]	0,356	НАМ
Идеальная жидкость	[103, 118]	меняется	НАМ
Тонкая оболочка	[102]	меняется	—
Поле Янга – Миллса	[104]	0,20	ДАМ
Другие теории			
Аксион-дилатонное поле	[119, 120]	0,264	НАМ
Двумерная дилатонная гравитация	[121]	0,53	—
Нелинейная σ -модель	[122]	меняется	обе
Теория Бранса – Дикке	[123 – 125]	меняется	обе

Результаты изучения (главным образом численного) критического коллапса в значительной мере подтверждают следующую общую картину (см., например, обзор [105]). Для изолированных систем обычно возможны три вида конечных состояний. Материя или коллапсирует в черную дыру, или образует звезду, или рассеивается, оставляя за собой пустое пространство-время. Черные дыры Керра – Ньюмена образуют множество устойчивых точек в бассейне притяжения черной дыры. Пустое пространство Минковского есть точка притяжения для бассейна диспергирующих конфигураций. Граница между этими двумя бассейнами притяжения является *критической поверхностью* коразмерности единица. Если система начинает свою эволюцию на этой критической поверхности, она всегда остается на ней. Для большинства систем, которые были исследованы, существует особое "критическое" решение, которое является аттрактором на критической поверхности. Решения, приближающиеся к критической поверхности, имеют бесконечное число затухающих мод возмущений, касательных к критической поверхности, и *единственную* возрастающую моду, которая не является модой в касательном пространстве. Такие решения остаются близкими к критической поверхности, двигаясь по направлению к критическому решению в течение некоторого интервала времени до тех пор, пока не сформируется возрастающая мода, которая увлечет решение или в бассейн черных дыр, или в бассейн пространства Минковского. В течение этой относительно продолжительной стадии, когда решение "близко" к критическому решению, информация о начальных условиях теряется. Если образуется черная дыра малой массы, то ее свойства в основном определяются свойствами критического решения и не зависят от деталей начальных условий. Это объясняет свойства универсальности критического коллапса.

Такая картина имеет очевидное сходство с критическими явлениями в физике конденсированного состояния. А именно, эволюция во времени почти критических решений для задачи гравитационного коллапса может

рассматриваться как поток ренормализационной группы в фазовом пространстве решений. Для вычисления критического индекса такого процесса можно использовать те же методы, которые применяются в статистической механике для вычисления критического индекса, определяющего корреляционную длину вблизи критической точки. Этот метод был применен для изучения критического гравитационного коллапса Эвансом и Коулменом [101] и позднее развит Коике, Хара и Адачи [117]. Кратко идея метода состоит в следующем.

Критическое решение, полученное при $p = p^*$, обладает свойством автомодельности, и обычно найти его проще, чем решить полную задачу. Характерное свойство решений с начальными данными, близкими к таковым для критических решений, состоит в том, что они сначала подходят к критическим решениям, но в конце концов уходят от них; это означает, что они содержат множитель $\exp(\sigma t)$. Эванс и Коулмен предложили использовать анализ линейной устойчивости для изучения таких "уходящих" решений [101]. Вполне общие аргументы показывают, что масса черной дыры, которая образуется в результате такой неустойчивости, пропорциональна величине $(p - p^*)^{1/\sigma}$, так что критический индекс $\beta = 1/\sigma$. Такой подход дает возможность и вычислить величину β , и проверить устойчивость критического решения. Он был использован при исследовании различных моделей описания вещества [101, 103, 113 – 115, 117].

Открытие универсальных свойств критического коллапса является одним из наиболее весомых достижений численной теории относительности.

Мы хотели бы заключить этот раздел следующим общим замечанием. Характерным свойством черных дыр является экстремальность гравитационного поля на их поверхности. Это поле такое сильное, что вблизи горизонта возможны только очень специфические конфигурации полей и материи. Так как граничные условия на поверхности черной дыры являются настолько особенными, поведение черных дыр при взаимодействии с внешним миром в высшей степени универсально. Именно поэтому, когда мы рассматриваем черную дыру как физическое тело, мы видим, что физические свойства такого тела совсем просты и универсальны. Некоторые из этих свойств обсуждались в начале настоящего обзора, например, вязкость черной дыры, проводимость, термодинамические свойства. Критический коллапс, рассмотренный в этом разделе, означает также, что само образование черных дыр малой массы обладает свойствами универсальности, аналогичными законам скейлинга для критических явлений в физике конденсированного состояния. Именно универсальные свойства такого рода отличают черные дыры от всей остальной материи и делают физику черных дыр такой глубокой и интересной.

7. Заключение

Черные дыры являются совершенно необычными по своим свойствам объектами. Несмотря на весь прогресс, достигнутый в их изучении, природа пространства и времени черных дыр в большой мере остается загадочной. Некоторые аспекты этой проблемы все еще выглядят как научные забавы, интересные только для специалистов.

Что касается практической реализации новых идей, мы хотели бы заключить обзор напоминанием о том, что в середине XIX века даже такая практическая (теперь) вещь, как электричество, казалась научной абстракцией. Когда британский премьер-министр того времени спросил Фарадея о практической ценности электричества, Фарадей ответил: "Когда-нибудь ваше правительство введет на него налог".

Будучи оптимистами, мы верим в огромные перспективы исследований в новой области физики и астрофизики черных дыр.

Список литературы

1. Thorne K S, Price R H, MacDonald D A (Eds) *Black Holes: The Membrane Paradigm* (New Haven: Yale Univ. Press, 1986) [Русский перевод: Торн К С, Прайс Р Х, Мак-Дональд Д А (Ред.) *Черные дыры: мембранный подход* (М.: Мир, 1988)]
2. Новиков И Д, Фролов В П *Физика черных дыр* (М.: Наука, 1986) [Novikov I D, Frolov V P *Physics of Black Holes* (Dordrecht: Kluwer Acad., 1989)]
3. Kawaler S D, Novikov I D, Srinivasan G (Eds) *Stellar Remnants* (Saas-Fee Advanced Course, 25) (Berlin: Springer-Verlag, 1997)
4. Frolov V P, Novikov I D *Black Hole Physics: Basic Concepts and New Developments* (Dordrecht: Kluwer, 1998)
5. Hawking S W *Nature* **248** 30 (1974)
6. Unruh W G *Phys. Rev. D* **14** 870 (1976)
7. Unruh W G, Wald R M *Phys. Rev. D* **27** 2271 (1983)
8. Poisson E, Israel W *Phys. Rev. D* **41** 1796 (1990)
9. Ori A *Phys. Rev. Lett.* **68** 2117 (1992)
10. Bonanno A et al. *Proc. R. Soc. Lond. A* **450** 553 (1995)
11. Israel W, in *Relativistic Astrophysics* (Eds B J T Jones, D Markovic) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997) p. 173
12. Oppenheimer J R, Snyder H *Phys. Rev.* **56** 455 (1939) [Русский перевод в сб. *Альберт Эйнштейн и теория гравитации* (М.: Мир, 1979) с. 353]
13. Fryer C L *Astrophys. J.* **552** 413 (1999)
14. Israelian G et al. *Nature* **400** 142 (1999)
15. Шакура Н И *Астрон. ж.* **49** 921 (1972)
16. Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
17. Novikov I D, Thorne K S, in *Black Holes* (Eds C De Witt, B S De Witt) (New York: Gordon and Breach, 1973) p. 343
18. Novikov I D, Zeldovich Ya B *Nuovo Cimento Suppl.* **4** 810 (1966)
19. Черепашук А М *УФН* **166** 809 (1996)
20. Begelman M, Rees M *Gravity's Fatal Attraction: Black Holes in the Universe* (New York: Scientific American Library; Distributed by W.H. Freeman, 1996)
21. Van Putten M H P M, astro-ph/0011396
22. Shields G A, astro-ph/9903401
23. Зельдович Я Б, Новиков И Д *ДАН* **158** 811 (1964)
24. Novikov I D, in *Current Topics in Astrofundamental Physics: Primordial Cosmology* (NATO ASI Series, Ser. C, Vol. 511, Eds N Sanchez, A Zichichi) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1998) p. 559
25. Rees M J *Science* **247** 817 (1990)
26. Rees M, in *Black Holes and Relativistic Stars: Proc. Memory S. Chandrasekhar* (Ed. R M Wald) (Chicago: The Univ. of Chicago Press, 1998) p. 79
27. Kormendy J, Ho L C, astro-ph/0003268
28. Kormendy J, Richstone D *Astrophys. J.* **393** 559 (1992)
29. Kormendy J, in *The Nearest Active Galaxies* (Ed. J E Beckman) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1993) p. 197
30. Miyoshi M et al. *Nature* **373** 127 (1995)
31. Kormendy J et al., astro-ph/9703188
32. Franceschini A, Vercellone S, Fabian A C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **297** 817 (1998)
33. Lauer T R et al. *Astron. J.* **103** 703 (1992)
34. Dressler A, in *Active Galactic Nuclei: IAU Symp. 134* (Eds D E Osterbrock, J S Miller) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1989) p. 217
35. Ford H C et al. *Astrophys. J. Lett.* **435** L27 (1994)
36. Harms R J et al. *Astrophys. J. Lett.* **435** L35 (1994)
37. Van der Marel R P, in *Highlights of Astronomy* Vol. 10 (Ed. I Appenzeller) (Dordrecht: Kluwer, 1995) p. 527
38. Ho L C, in *Observational Evidence for Black Holes in the Universe* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 234, Ed. S K Chakrabarti) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1999) p. 157
39. Kormendy J, astro-ph/0007401
40. Tanaka Y et al. *Nature* **375** 659 (1995)
41. Madejski G, in *Theory of Black Hole Accretion Disks* (Eds M A Abramowicz, G Björnsson, J E Pringle) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1998) p. 21
42. Fabian A C, in *Theory of Black Hole Accretion Disks* (Eds M A Abramowicz, G Björnsson, J E Pringle) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1998) p. 123
43. Mushotzky R F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **272** L9 (1995)
44. Nandra K et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **276** 1 (1995)
45. Reynolds C S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **286** 513 (1997)
46. Zeldovich Ya B, Novikov I D *Sov. Astron. Astrophys. J.* **10** 602 (1967)
47. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Релятивистская астрофизика* (М.: Наука, 1967)
48. Hawking S W *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **152** 75 (1971)
49. Carr B J *Astrophys. J.* **201** 1 (1975)
50. Carr B J, Lidsey J E *Phys. Rev. D* **48** 543 (1993)
51. Ivanov P, Naselsky P, Novikov I *Phys. Rev. D* **50** 7173 (1994)
52. Carr B J, Gilbert J H, Lidsey J E *Phys. Rev. D* **50** 4853 (1994)
53. Garcia-Bellido J, Linde A, Wands D *Phys. Rev. D* **54** 6040 (1996)
54. Green A M, Liddle A R *Phys. Rev. D* **56** 6166 (1997)
55. Randall L, Soljacic M, Guth A H *Nucl. Phys. B* **472** 377 (1996)
56. Yokoyama J *Astron. Astrophys.* **318** 673 (1997)
57. Hawking S W, Moss I, Stewart J *Phys. Rev. D* **26** 2681 (1982)
58. Crawford M, Schramm D N *Nature* **298** 538 (1982)
59. La D, Steinhardt J *Phys. Lett. B* **220** 375 (1989)
60. Turok N *Nucl. Phys. B* **242** 520 (1984)
61. Hawking S W *Phys. Lett. B* **231** 237 (1989)
62. Polnarev A, Zembowicz R *Phys. Rev. D* **43** 1106 (1991)
63. Garriga J, Sakellariadou M *Phys. Rev. D* **48** 2502 (1993)
64. Caldwell R R, Casper P *Phys. Rev. D* **53** 3002 (1996)
65. Hansen R N, Cristensen M, Larsen A L, gr-qc/9902048
66. Novikov I D et al. *Astron. Astrophys.* **80** 104 (1979)
67. Carr B J, MacGibbon J H *Phys. Rep.* **307** 141 (1998)
68. MacGibbon J H *Nature* **320** 308 (1987)
69. MacGibbon J H, Carr B J *Astrophys. J.* **371** 447 (1991)
70. Halzen F et al. *Nature* **353** 807 (1991)
71. Coyne D G, in *Int. Symp. on Black Holes, Membranes, Wormholes, and Superstrings (USA, 1992)* (Eds S Kalara, D V Nanopoulos) (Singapore: World Scientific, 1993) p. 159
72. Cline D B, Hong W *Astrophys. J. Lett.* **401** L57 (1992)
73. Cline D B, Hong W *BAAS* **185** 116 (1994)
74. Зельдович Я Б и др. *Письма в Астрон. ж.* **3** 208 (1977)
75. Lindley D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **193** 593 (1980)
76. Вайнер Б В, Дрижакова Д В, Насельский П Д *Письма в Астрон. ж.* **4** 344 (1978)
77. Вайнер Б В, Насельский П Д *Астрон. ж.* **55** 231 (1978)
78. Mujana S, Sato K *Prog. Theor. Phys.* **59** 1012 (1978)
79. Markov M A *Progr. Theor. Phys. Suppl.* (Extra Number) 85 (1965) [Русский перевод в сб. *Альберт Эйнштейн и теория гравитации* (М.: Мир, 1979) с. 467]
80. Barrow J D, Copeland E J, Liddle A R *Phys. Rev. D* **46** 645 (1992)
81. Copeland E J et al. *Phys. Rev. D* **58** 063508 (1998)
82. Dolgov A D, Naselsky P D, Novikov I D, astro-ph/0009407
83. Gustafson E et al. "LSC white paper on detector research and development" <http://www.ligo.caltech.edu/docs/T/T990080-00.pdf> (1999)
84. <http://www.pg.infn.it/virgo>
85. <http://geo600.uni-hannover.de>
86. <http://lisa.jpl.nasa.gov>
87. Tutukov A V, Yungelson L R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **260** 675 (1993)
88. Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E, astro-ph/9610016
89. Thorne K S "Probing black holes and relativistic stars with gravitational waves", in *Black Holes and Relativistic Stars. Proc. Memory S. Chandrasekhar* (Ed. R M Wald) (Chicago: Univ. of Chicago Press, 1998) p. 41

90. Haehnelt M G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **269** 199 (1994)
91. Choptuik M W *Phys. Rev. Lett.* **70** 9 (1993)
92. Frolov V P, Vilkovisky G A *Phys. Lett. B* **106** 307 (1981)
93. Brady P R, Ottewill A C *Phys. Rev. D* **58** 024006 (1998)
94. Hod S, Piran T *Phys. Rev. D* **55** R440 (1997)
95. Garfinkle D, Comer Duncan G *Phys. Rev. D* **58** 064024 (1998)
96. Garfinkle D *Phys. Rev. D* **51** 5558 (1995)
97. Hamade R S, Stewart J M *Classical Quant. Grav.* **13** 497 (1996)
98. Abrahams A M, Evans C R *Phys. Rev. Lett.* **70** 2980 (1993)
99. Hirschmann E W, Eardley D M *Phys. Rev. D* **51** 4198 (1995)
100. Hirschmann E W, Eardley D M *Phys. Rev. D* **52** 5850 (1995)
101. Evans C R, Coleman J S *Phys. Rev. Lett.* **72** 1782 (1994)
102. Koike T, Mishima T *Phys. Rev. D* **51** 4045 (1995)
103. Maison D *Phys. Lett. B* **366** 82 (1996)
104. Choptuik M W, Chmaj T, Bizon P *Phys. Rev. Lett.* **77** 424 (1996)
105. Gundlach C, gr-qc/0001046
106. Gundlach C *Phys. Rev. Lett.* **75** 3214 (1995)
107. Gundlach C *Phys. Rev. D* **55** 695 (1997)
108. Martin-Garcia J M, Gundlach C *Phys. Rev. D* **59** 064031 (1999)
109. Brady P R *Classical Quant. Grav.* **11** 1255 (1994)
110. Brady P R *Phys. Rev. D* **51** 4168 (1995)
111. Oshiro Y, Nakamura K, Tomimatsu A *Prog. Theor. Phys.* **91** 1265 (1994)
112. Kiem Y, hep-th/9407100
113. Frolov A V *Phys. Rev. D* **56** 6433 (1997)
114. Frolov A V *Phys. Rev. D* **59** 104011 (1999)
115. Frolov A V *Phys. Rev. D* **61** 084006 (2000)
116. Hod S, Piran T *Phys. Rev. D* **55** 3485 (1997)
117. Koike T, Hara T, Adachi S *Phys. Rev. Lett.* **74** 5170 (1995)
118. Neilsen D W, Choptuik M W, gr-qc/9812053
119. Eardley D M, Hirschmann E W, Horne J H *Phys. Rev. D* **52** R5397 (1995)
120. Hamade R S, Horne J H, Stewart J M *Classical Quant. Grav.* **13** 2241 (1996)
121. Peleg Y, Bose S, Parker L *Phys. Rev. D* **55** R4525 (1997)
122. Hirschmann E W, Eardley D M *Phys. Rev. D* **56** 4696 (1997)
123. Chiba T, Soda J *Prog. Theor. Phys.* **96** 567 (1996)
124. De Oliveira H P, gr-qc/9605008
125. Liebling S L, Choptuik M W *Phys. Rev. Lett.* **77** 1424 (1996)

Black holes in the Universe

I.D. Novikov

Theoretical Astrophysics Center, Juliane Maries Vej 30, DK-2100 Copenhagen, Denmark
University Observatory, Juliane Maries Vej 30,
DK-2100 Copenhagen, Denmark
Astrospace Center, P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences,
ul. Profsoyuznaya 84/32, 117810 Moscow, Russian Federation
Nordita, Blegdamsvej 17, DK-2100 Copenhagen, Denmark
Tel. (45-35 32) 52-00. Fax (45-35 32) 59-10
E-mail: novikov@nbitac.tac.dk

V.P. Frolov

University of Alberta, Theoretical Physics Institute, Department of Physics,
Edmonton, T6G 2J1 Canada
Tel. (1-780) 492-10 75. Fax (1-780) 492-07 14
E-mail: frolov@phys.ualberta.ca

Some physics and astrophysics aspects of black holes are reviewed. We start by describing a membrane paradigm approach in which a black hole is treated as a physical body with very special properties. In particular, a black hole behaves as a conducting sphere with a universal finite resistivity, so that when rotating in an external magnetic field it becomes a unipolar inductor capable of producing a huge voltage difference. Astrophysical applications of this mechanism are described and properties of spacetime inside a black hole are briefly considered. In the bulk of the review, possible sources of observational evidence for the existence of black holes are discussed. Prospects for detection of gravitational waves from black holes by gravitational-wave observatories are also examined. The review is concluded with a discussion of the universality phenomenon discovered recently in the study of the critical gravitational collapse.

PACS numbers: **04.70**.-s, 04.80.Nn, 97.60.Lf, 98.62.Js

Bibliography — 125 references

Received 19 April 2000