

ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ И КОСМОЛОГИЯ

В. Н. Лукаш^{*}, Е. В. Михеева^{**}

*Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 24 августа 2026 г.,
после переработки 24 августа 2026 г.
Принята к публикации 30 августа 2026 г.

Черные дыры изучаются космологией и важны для решения физических проблем релятивистской астрономии, таких как космологическая сингулярность, каскадная релаксация вакуума, Λ -член, первичные черные дыры, природа темной материи, прямое тестирование расширенных теорий гравитации и форма спектра возмущений плотности на масштабах менее 1 Мпк. Даны краткий обзор и анализ современного состояния этих проблем, а также возможные способы их решения.

Ключевые слова: черные дыры, космология, гравитационная сингулярность, релаксация вакуума, первичные черные дыры, тени черных дыр

Contribution for the JETP special issue dedicated to black hole physics (Hawking black hole evaporation)

DOI: 10.31857/S0044451026110055

1. ВВЕДЕНИЕ

Первым исследованием в физике черных дыр было решение Шварцшильда, описывающее метрику невращающейся черной дыры массой M в пространстве-времени Минковского. На протяжении десятков лет оно оставалось математической абстракцией, которая вновь привлекла внимание и наполнилась физическим смыслом в 1960-х гг. после открытия квазаров и появления решения с вращением.

1970-е гг. стали «золотым веком» теории черных дыр: Я. Б. Зельдович заметил, что вращающиеся черные дыры способны усиливать квантовые поля [1] (см. также [2]), что стало важным мостом к открытию того, что в настоящее время называют «излучением Хокинга» [3]. Хотя черные дыры и являются весьма компактными объектами и светимость их невелика, способы детектирования излучения черных дыр остаются одним из важных вопросов нашего времени.

В современной научной литературе черные дыры стали постоянной темой исследований: сверхмас-

сивные черные дыры (СМЧД) — как проявление активности ядер галактик, причем особый интерес вызывают обнаруженные космическим телескопом им. Дж. Вебба (JWST) галактики на красных смещениях ~ 10 , где еще нет крупномасштабной структуры, черные дыры звездных масс — как генератор гравитационных волн, первичные черные дыры (ПЧД) — как один из кандидатов в темную материю, и др.

Происхождение сверхмассивных черных дыр в настоящее время является широко обсуждаемым вопросом: это может быть и прямой коллапс, и другие варианты, например, слияние черных дыр меньших масс, которые, в свою очередь, возникают в результате стремительной эволюции массивных звезд. Существует и пекулярная точка зрения, согласно которой зародыши СМЧД являются первичными черными дырами. Поскольку известно, что эволюция звезд ведет к образованию астрономических черных дыр и дальнейшему росту их масс через слияния и аккрецию, вопрос о существовании первичных черных дыр во Вселенной пока не решен и актуален в настоящее время.

В данной работе рассмотрены фундаментальные вопросы физики черных дыр в космологии, поставленные полвека назад и получившие развитие с появлением данных наблюдений, но не решен-

^{*} E-mail: lukash@asc.rssi.ru

^{**} E-mail: helen@asc.rssi.ru

ные пока, остающиеся горячими темами современной космологии. Ответы на эти вопросы находятся в точных наблюдательных данных, что позволяет достроить физическую модель Вселенной, основанную на стандартной космологической модели Λ CDM. В разд. 2 рассмотрены черно-белые дыры, имеющие непосредственное отношение к возникновению Вселенной. Раздел 3 посвящен релаксации вакуума в космологии, поляризованного в сильном гравитационном поле ранней Вселенной. В разд. 4 рассмотрены вопросы первичных черных дыр в космологии. Раздел 5 посвящен черным дырам на больших красных смещениях. В разд. 6 рассмотрены перспективы изучения теней черных дыр. В заключении приведены итоги.

2. ЧЕРНО-БЕЛЫЕ ДЫРЫ И ГРАВИТАЦИОННАЯ СИНГУЛЯРНОСТЬ

Решение Шварцшильда относится как к черным, так и к белым дырам:

$$ds^2 = f dt^2 - \frac{dr^2}{f} - r^2 d\Omega^2, \quad (1)$$

$$f = 1 - \frac{2GM}{r},$$

где r и $d\Omega$ — радиус кривизны и интервал 2-сферы S^2 . Мировая линия горизонта событий ($r = 2GM$, $d\Omega = 0$) является световой и имеет два положения относительно светового конуса будущего (см. рис. 1 и 2). Вопрос о существовании метрики (1) зависит

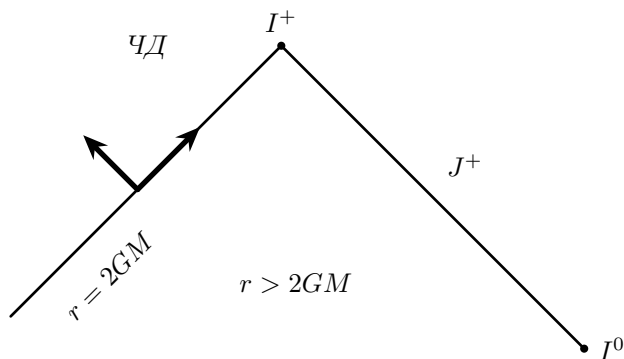


Рис. 1. Неполная диаграмма Пенроуза для черной дыры. Через любую точку плоскости проходят две световые линии с наклоном 45° относительно осей времени (воображаемая вертикальная линия) и пространства (воображаемая горизонтальная линия) в срезе $d\Omega = 0$. Стрелки относятся к световому конусу будущего для любой точки на горизонте событий

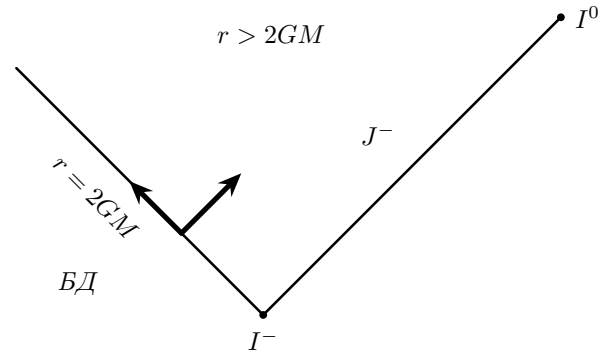


Рис. 2. Неполная диаграмма Пенроуза для белой дыры. Обозначения те же, что на рис. 1

от граничных и начальных условий ее образования. Предполагается, что черные/белые дыры реализуются в ходе коллапса/расширения материи, являющейся источником метрики (1).

Решение (1) существует в вакууме Минковского (тензор энергии-импульса равен нулю) и имеет область определения, которая ограничена условием сильного гравитационного поля (где r мало). Материя как источник метрики (1), характеризуемая массой M , появляется при $r < 2GM$, где тензор энергии-импульса становится ненулевым из-за поляризации вакуума и рождения частиц в нестационарном гравитационном поле. Поэтому в этой области решение уравнений общей теории относительности (ОТО) отличается от решения (1). Черные и белые дыры связаны друг с другом и с космологией: они могут находиться в едином решении. Черные дыры образуются в ходе космологической эволюции из гравитационно-связанных объектов больших масс, а белые дыры, являясь областями расширяющейся материи, похожи на вселенные.

К теме белых дыр примыкает представление о сингулярности в черной дыре (1). При приближении к $r = 0$ многие физические величины устремляются к бесконечности¹⁾, что говорит об ограниченности предсказаний ОТО в этой области, а значит, о невозможности продолжить через границу применимости ОТО мировые линии частиц. Это приводит исследователей к анализу условий образования сингулярностей и последующему поиску ответов на такие вопросы, как продолжение коллапса звезды, рождение Вселенной и др., переходу к иным теориям гравитации, имеющим дополнительные фунда-

¹⁾ Так, скаляр кривизны $R_{iklm}R^{iklm} = 48(GM/r^3)^2 \rightarrow \infty$ при $r \rightarrow 0$, где R_{iklm} — тензор Римана.

ментальные константы (и даже функции кривизны) помимо гравитационной постоянной G .

Вопрос о сингулярности может быть поставлен иначе: в сильном нестационарном гравитационном поле тензор энергии-импульса материи имеет другой вид (выходит из нуля в случае (1)), что необходимо учитывать при решении уравнений ОТО. Черные/белые дыры являются лишь частями более общего решения, обладающего всей геодезической полнотой и подразумевающего существование всех мировых линий материи в пространстве-времени. Сегодня стандартной модели черно-белых дыр нет, но есть подходы к решению этой задачи в рамках ОТО с помощью понятия интегрируемой сингулярности [4, 5], которая позволяет провести мировую линию материи через линию $r = 0$. Ниже мы представим примеры бело-черной дыры (БЧД) и черно-белой дыры (ЧБД), т.е. метрики Шварцшильда, связанные с их материальными источниками.

В качестве источника бело-черной дыры возьмем часть замкнутого мира Фридмана в виде однородного пылевого шара с плотностью $\rho = 3a_0/(4\pi Ga^3)$ и радиусом $r_0 = a \sin R_0$:

$$ds^2 = a^2 (d\eta^2 - d\bar{R}^2 - \sin^2 \bar{R} d\Omega^2), \quad (2)$$

где $a = a_0(1 - \cos \eta)$ — масштабный фактор, $\eta \in (0, 2\pi)$, $\bar{R} \in (0, R_0)$, a_0 и $R_0 < \pi$ — константы. Вне границы шара вещества нет ($r > r_0$), и уравнение (1) описывает бело-черную дыру с массой $M = a_0 \sin^3 R_0/G$. Это означает, что источником белой дыры является расширяющийся шар в период времени $\eta \in (0, \pi)$, а черной дыры — коллапс шара при $\eta \in (\pi, 2\pi)$. Обе дыры связаны внутренним миром с $r < r_0$ и наблюдаются со стороны как один объект БЧД во внешнем мире при $r > 2GM$, если метрика (2) действительно существует. Диаграмму Пенроуза БЧД можно получить соединением диаграмм, представленных на рис. 1 и 2, при помощи отождествления точек I^0 . В общей (полной) картине мы видим два разных мира (каждый со своим временем) через «мост» БЧД со световой границей $r = 2GM$.

Построение моделей черно-белых дыр в ОТО требует полноты метрик типа (1) в 4-пространстве-времени с топологией $R^2 \times S^2$, что приводит к понятию интегрируемой сингулярности, которая в определенном смысле «слабее» стандартной $r = 0$ в уравнении (1) и предполагает наличие эффективной материи (появление ненулевого тензора энергии-импульса материи) для продолжения решения из черной дыры в белую. На рис. 3 показаны области

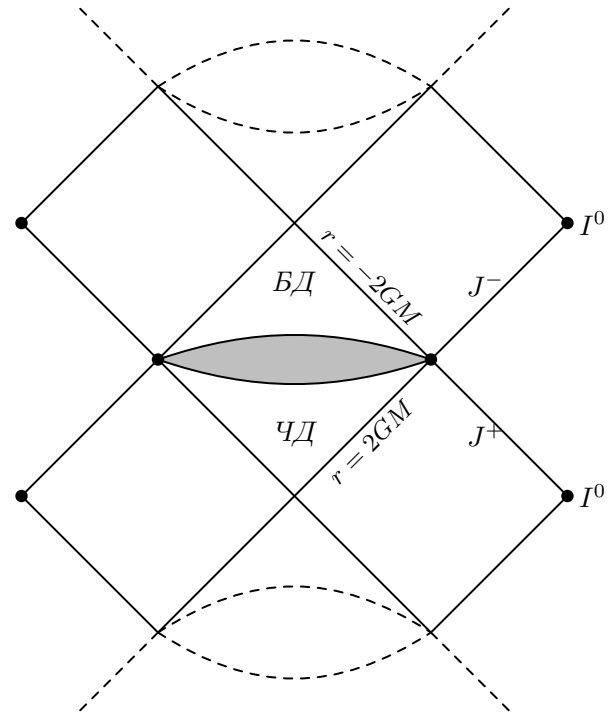


Рис. 3. Диаграмма Пенроуза для черно-белой дыры. Серая область изображает материю, соединяющую черную и белую дыры [5]

эффективной материи в черно-белой дыре. Координатой времени в этой (выделенной серым цветом) области является переменная r , которая изменяет знак при переходе через пространственную горизонтальную линию $r = 0$.

На рис. 4 показана астрофизическая ЧБД, возникшая в ходе коллапса звезды в родительской вселенной. Звезда моделируется пространственно-однородным шаром с радиусом $r = a\bar{R}$. Внутри шара ($r < r_0$) тензор энергии-импульса имеет диагональный вид сопутствующей материи, $T_\mu^\nu = \text{diag}(\rho, -p, -p, -p)$, а метрика описывается уравнением (2), где вместо $\sin \bar{R}$ использована линейная переменная $\bar{R}$.

Вне шара продольное натяжение материи описывается как вакуумоподобное ($\epsilon + p = 0$), а тензор энергии-импульса имеет вид

$$T_i^k = -\text{diag}(p, p, p_\perp, p_\perp)$$

в метрике (1), где

$$f = 1 - \frac{2Gm}{r}, \quad m = 4\pi \int_0^r \epsilon r^2 dr, \quad M = 4\pi \int_0^{r_s} \epsilon r^2 dr,$$

$r_s < 2GM$ — константа, $\epsilon = \epsilon(r)$ — плотность материи интегрируемой сингулярности при $r < r_s$,

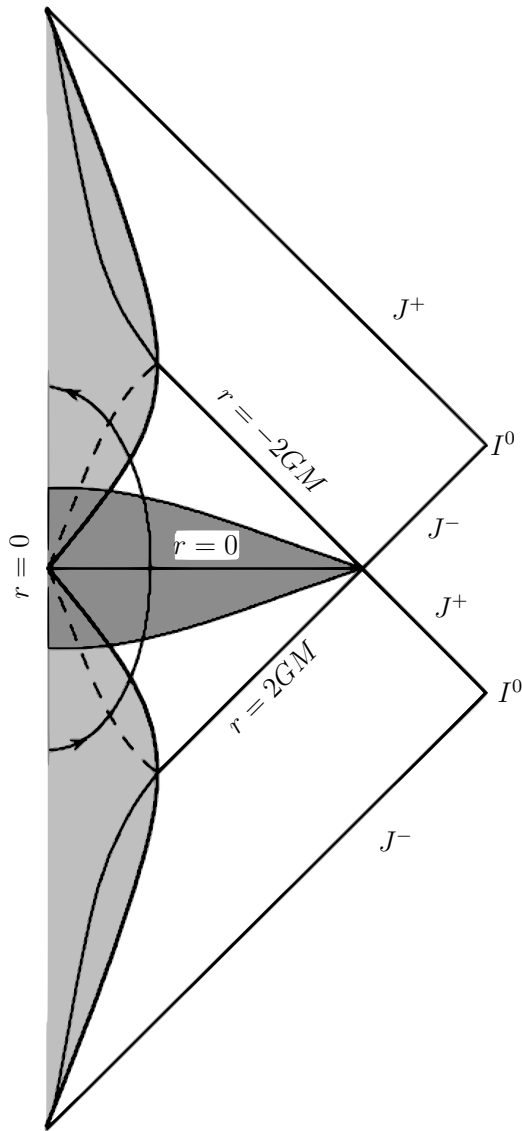


Рис. 4. Диаграмма Пенроуза астрофизической черной дыры. Светло-серая область — звезда, темно-серая — эффективная материя интегрируемой сингулярности, точка бифуркации разделяет две части оси $r = 0$ — времениподобную (центр шара) и пространственноподобную (интегрируемая сингулярность), кривая линия со стрелками — контур $t = \text{const}$ [4]

$\epsilon = p = p_{\perp} = 0$ — при $r > r_s$. Сходимость интеграла функции времени $\epsilon = -p$ в пределе $r \rightarrow 0$ дает физический смысл понятию интегрируемой сингулярности, превращая ее из физической сингулярности в пространственную ось $r = 0$ в ОТО.

На границе шара потенциалы m и p непрерывны, а плотность и поперечное давление материи могут изменяться скачкообразно. Сначала давление в шаре отсутствовало и он свободно сжимал-

ся: $r^3 H^2 = 2GM$, где $H = \dot{a}/a$ — функция Хаббла. Внутреннее натяжение в шаре появляется в ходе его коллапса при $r < r_s$ — оно определяется из условий сшивания потенциалов с эффективной материей на границе шара $\bar{R} = R_0$.

В этой простой модели свободно падающие оболочки шара пересекаются одновременно в одной точке бифуркации, разделяющей времениподобную и пространственноподобную части центральной оси $r = 0$. Уравнение состояния материи в точке бифуркации имеет вид $\rho + 3p = 0$, и оболочки шара движутся свободно и прямолинейно по времени. Гравитация в этой точке «отключается» из-за нулевой массы шара в его центре, что ограничивает приливные силы и обеспечивает продолжение мировых линий материи в будущее. Если гравитационный потенциал действительно ограничен, то столкновение оболочек в одной точке связано с симметрией их начального движения. По сути, речь может идти о фокусе: относительное отклонение оболочек может возрасти при их движении в одну точку. Вместо гравитационной сингулярности они могут создать особенность в плотности (подобную той, что возникает в гало темной материи) или даже ограничить плотность (сбравшись на какое-то время в конечном пространственном объеме).

3. РЕЛАКСАЦИЯ ВАКУУМА В КОСМОЛОГИИ

Модели черных и белых дыр и космологии говорят об одном: в гравитации нет стабильных решений, а есть только нестабильные системы. Сжимающиеся и расширяющиеся системы с соответствующим ростом и уменьшением плотности энергии во времени сменяют друг друга в разные эпохи эволюции. Вселенная относится к одной из пространственно расширяющихся систем, однако релаксация плотности происходит иначе, чем в процессах коллапса.

В полную плотность материи входят три члена: энтропия, частицы полей и поляризация вакуума как основное состояние всех полей. В ходе гравитационного расширения вселенной температура и плотность частиц уменьшаются со временем степенным образом, в результате чего начинает доминировать поляризация вакуума, плотность которой близка к константе или медленно изменяется в ожидании своего места в очередном этапе эволюции ($|\epsilon + p| \ll \epsilon$). Под поляризацией вакуума и рождением частиц мы понимаем обратную реакцию вакуума на внешнюю силу, роль которой играет нестационар-

ный гравитационный потенциал материи, — вакуум деформируется и поляризуется, что сопровождается появлением ненулевой плотности и температуры.

Плотность лагранжиана гравитирующей материи состоит из двух членов: в первый входит метрический тензор и его производные ($-R/(16\pi G)$, где $R = R^\mu_\mu$, $R_{\mu\nu}$ — тензор Риччи), а во второй — фундаментальные степени свободы полей материи и их производные. Гравитационное поле $g_{\mu\nu}$ входит в производные других полей, но производные самого поля $g_{\mu\nu}$ содержатся только в скаляре R . Выделение этого кинетического скаляра в отдельный (первый) член лагранжиана и есть обособление доминирующего гравитационного поля в действии ОТО. Дальнейшее разложение лагранжиана по доминирующим полям с выделением их отдельных кинетических членов продолжается эволюционно и далее во времени. Этот процесс имеет сходство с фазовым переходом второго рода, в [6] был назван каскадной релаксацией вакуума (КРВ).

Процесс КРВ представляет собой цепь эпох с уменьшением плотности вакуума и выходом доминирующих полей (каждое в свое время) из начальных нулевых состояний к ненулевым значениям, от доминирующего скалярного поля в ранней Вселенной к последующим, включая Λ -член в современной Вселенной. КРВ описывает все наблюдаемые космологические эффекты — от фридмановской модели с космологическими возмущениями плотности с нестепенными спектрами мощности, из которых могли возникнуть первичные черные дыры, и гравитационными волнами в широком диапазоне частот до образования ранних галактик, сверхмассивных черных дыр и формирования крупномасштабной структуры Вселенной.

На первом этапе КРВ доминирует поле $\varphi = \varphi(x^\mu)$ с одновременным отделением его кинетического члена от других полей:

$$\mathcal{L} \rightarrow \frac{1}{2}\varphi_{,\mu}\varphi^{,\mu} - V,$$

где $V = V(\varphi, \dots)$ — потенциал всех полей, зависящий от скаляра φ , тогда как остальные поля «заморожены» и не эволюционируют в силу уравнений движения в общем гравитационном поле. Поскольку плотность вакуума изменяется медленно во времени ($V \gg \varphi_{,\mu}\varphi^{,\mu} > 0$), процесс гравитационного расширения идет ускоренно по всем трем пространственным направлениям, что приближает любую пространственно-временную симметрию к фридмановской метрике с малыми отклонениями, описываемыми малыми полями возмущений плотности

$q = q(x^\mu)$ и гравитационных волн $\tilde{q}_{ik} = \tilde{q}_{ik}(x^\mu)$, которые зависят от всех четырех координат $x^\mu = (t, x^i)$. Решение можно представить в виде ряда по линейным полям q и $\tilde{q}_{ij}$:

$$\varphi = \varphi(N) + \alpha\Delta + O(\Delta^2), \quad (3)$$

$$ds^2 = (1 + 2\Phi)dt^2 - a^2(1 - 2\Phi)(\delta_{ij} + 2\tilde{q}_{ij})dx^i dx^j,$$

где

$$N = N(t) \equiv \ln(a), \quad \alpha = \alpha(N) \equiv \varphi_{,N},$$

$$H \equiv \dot{N}, \quad \gamma \equiv -\dot{H}/H^2$$

— функции времени, $X_{,x} = \dot{X}/\dot{x}$ (для функций времени),

$$\Phi = \frac{H}{a} \int \gamma q a dt$$

— гравитационный потенциал, $\Delta = q - \Phi$ — потенциал скорости материи,

$$\tilde{q}_i^i = \tilde{q}_{i,j}^j = 0,$$

точка над переменной означает производную по времени t , пространственные индексы i и j поднимаются и опускаются с помощью единичного тензора $\delta_{ij} = \text{diag}(1, 1, 1)$.

Решение (3) возникает спонтанно в ходе гравитационного расширения области пространства-времени от начального масштаба однородности $\sim 1/H_i$ с последующим ускоренным расширением границ $\sim a/(a_i H_i)$, что ограничивает безразмерную функцию γ : $\ddot{a} > 0 \rightarrow \gamma < 1$. Поле $\varphi(N)$ является источником однородной вакуумной подложки, удовлетворяющей уравнениям Фридмана. Функции α и γ связаны между собой: $\gamma = 4\pi G \alpha^2$.

Из всех флуктуаций подложки²⁾ есть два гравитационных поля q и $\tilde{q}_{ij}$ — скалярная (S) и тензорная (T) моды линейных возмущений метрики соответственно. Действия этих безмассовых полей фридмановской модели получены путем прямого разложения общего гравитационного действия до второго порядка малости по q и $\tilde{q}_{ij}$ [7–9]:

$$\delta^{(2)}S = \int (L + \tilde{L}) \sqrt{-g} d^4x, \quad (4)$$

$$L = \frac{\gamma q_{,\mu} q^{,\mu}}{8\pi G} = \frac{\alpha^2 q_{,\mu} q^{,\mu}}{2},$$

$$\tilde{L} = \frac{\tilde{q}_{ij,\mu} \tilde{q}^{ij,\mu}}{16\pi G} = \frac{m_P^2 \tilde{q}_{ij,\mu} \tilde{q}^{ij,\mu}}{4},$$

²⁾ Поляризация вакуума и рождение частиц в гравитационном поле сосуществуют, однако их можно разделить в пределе слабых полей при малой константе взаимодействия.

где

$$m_P = M_P/2\sqrt{\pi}, \quad M_P = 1/\sqrt{G}.$$

Ожидания полей равны нулю, но имеются неравные нулю дисперсии:

$$\langle q^2 \rangle = \int_0^\infty q_k^2 \frac{dk}{k}, \quad \langle \tilde{q}_{ij} \tilde{q}^{ij} \rangle = \int_0^\infty \tilde{q}_k^2 \frac{dk}{k}, \quad (5)$$

где скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по вакуумным состояниям полей, функции q_k и $\tilde{q}_k$ являются спектрами космологических возмущений, пространственная частота k измеряется в единицах Мпк^{-1} для хаббловской константы $67 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$.

Там, где масштаб возмущений больше космологического горизонта ($k < aH$), поля q и $\tilde{q}_{ij}$ заморожены и спектры не зависят от времени. Наклоны (индексы) спектров и отношение спектров мощности определяются следующими выражениями:

$$n_k = -\frac{d \ln q_k}{d \ln k}, \quad \tilde{n}_k = -\frac{d \ln \tilde{q}_k}{d \ln k}, \quad r_k = \frac{\tilde{q}_k^2}{q_k^2},$$

где r_k по определению в 4 раза меньше, чем в [10]. Данные наблюдений [11, 12] дают следующие величины в диапазоне масштабов $k \in (2 \cdot 10^{-4}, 10) \text{ Мпк}^{-1}$:

$$q_k \simeq 10^{-5} \left(\frac{k_0}{k} \right)^{n_0}, \quad n_0 = 0.0175 \pm 0.0025, \quad r_0 < 10^{-2}, \quad (6)$$

где n_0 и r_0 относятся к «центральной» частоте $k_0 = 0.05 \text{ Мпк}^{-1}$. Границы диапазона масштабов соответствуют современному горизонту событий ($k = 2 \cdot 10^{-4} \text{ Мпк}^{-1}$) и масштабу карликовых галактик ($k = 10 \text{ Мпк}^{-1}$). Данные наблюдений можно связать напрямую со спектрами (5), поскольку сами функции q и $\tilde{q}_{ik}$ безмассовые и не имеют собственных потенциалов, — уравнения их движения линейны и решаются до конца, что не требует расщепления уравнений Фридмана.

Космологические масштабы соответствовали горизонтам событий $k = aH$ в эпоху генерации S - и T -мод возмущений в силу причинно-следственной эволюции. В то время фоновая модель Вселенной описывалась доминирующим полем φ , которое определяло функцию Хаббла H и ее производные γ и $\varepsilon = \alpha_{,\varphi} = \dot{\gamma}/(2\gamma H)$. Поскольку γ и ε малы ($\ll 1$, что следует из наблюдений), спектры космологических возмущений имеют общий вид:

$$q_k = \frac{H}{2\pi\alpha}, \quad \tilde{q}_k = \frac{H}{\pi m_P}, \quad r_k = 4\gamma, \quad (7)$$

$$n_k = \frac{\varepsilon + \gamma}{1 - \gamma} \simeq \varepsilon + \gamma, \quad \tilde{n}_k = \frac{\gamma}{1 - \gamma} \simeq \gamma,$$

где $(\ln k)_{,N} = 1 - \gamma \simeq 1$, индекс k у функций модели опущен. Сравнение (6) и (7) показывает, что функция ε определена, а значения функции γ не превышают ошибки наблюдений:

$$\gamma < 0.0025, \quad \varepsilon + \gamma = 0.0175 \pm 0.0025, \quad (8)$$

где γ и ε берутся при k_0 .

Тогда поле φ находилось вблизи нуля и двигалось в положительную область, что позволяет построить наблюдательную модель релаксации вакуума в виде ряда по малому полю [6]:

$$H = H_0 \left(1 - \frac{n_0 \phi^2}{2} + O(n_0^2 \phi^4) \right), \quad (9)$$

$$\alpha = m_P \sqrt{\gamma} \simeq n_0 \varphi, \quad \varepsilon \simeq n_0, \quad \varphi \simeq \varphi_0 \left(\frac{k}{k_0} \right)^{n_0},$$

где $\phi = \varphi/m_P$ — безразмерное поле, константы H_0 и n_0 соответствуют уравнению (6). Эта модель не имеет свободных параметров и обладает всеми свойствами наблюдательного аттрактора:

- получена из данных наблюдений,
- восстановила потенциал с уменьшением его амплитуды при росте доминирующего поля $\varphi < M_P$,
- обеспечила степенной красный спектр возмущений плотности, убывающий с ростом $k < 10$, вошедший в стандартную модель ΛCDM ,
- содержит две известные константы H_0 и n_0 , тогда как другие находятся в ошибках наблюдений.

Продолжение ΛCDM -модели в малые масштабы не описывает взрывное звездообразование, наблюдаемое при $z > 10$, так как величина начальных возмущений плотности недостаточна, что указывает на дополнительную мощность спектра при $k > 10 \text{ Мпк}^{-1}$ (с его переходом от красного к голубому). Дальнейший рост доминирующего поля в $\varphi \geq M_P$ приводит к изменению потенциала инфлатона под действием следующего члена ряда по степеням полей. Полагая существенными первые три члена доминирующего поля φ , а остальные — малыми, имеем

$$V = V_0 - \frac{m^2 \varphi^2}{2} + \frac{\lambda \varphi^4}{4} + \dots \rightarrow V_1 + m^2 \left(\frac{\varphi^2 - \varphi_1^2}{2\varphi_1} \right)^2, \quad (10)$$

где $V_{0,1}$ и $\varphi_1 = m/\sqrt{\lambda}$ — положительные константы (постоянные коэффициенты ряда определяются

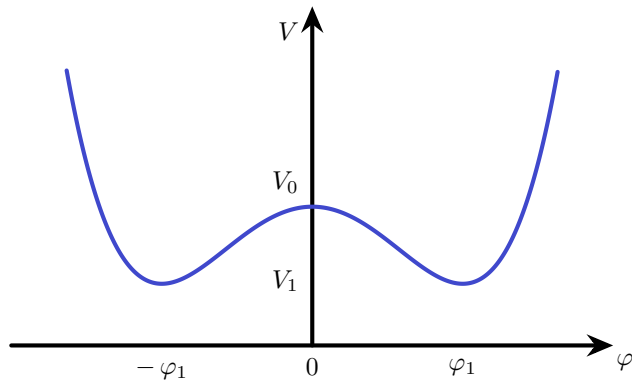


Рис. 5. Зависимость потенциала инфлатона V от поля φ . Потенциал равен минимальному значению V_1 при $\varphi = \pm\varphi_1$ [6]

всеми полями). В силу симметрии V относительно знака φ поле эволюционирует из симметричного состояния $V_0 = V(0)$ в сторону положительных (или отрицательных) φ в энергетически более выгодное состояние $V_1 = V(\pm\varphi_1)$ (см. рис. 5):

$$V_0 = V_1 + \frac{m^4}{4\lambda} > V_1 > \Lambda > 0. \quad (11)$$

Прохождение поля φ от 0 к φ_1 (от нестабильного к стабильному полюсам потенциала) описывается гравитационно-вакуумным аттрактором, который

- является частным решением уравнений ОТО,
- обеспечивает двухстепенной красно-голубой спектр возмущений, от убывающего к растущему с увеличением $k > 10 \text{ Мпк}^{-1}$,
- содержит две известные константы V_0 и m , однозначно связанные с H_0 и n_0 , и третью λ , пока не ограниченную наблюдениями, которая повышает амплитуду возмущений плотности при $k > 10 \text{ Мпк}^{-1}$.

Добавление мощности в возмущения плотности в малых масштабах приводит к образованию первичных черных дыр, ранних галактик и сверхмассивных черных дыр при $z > 10$.

4. ПЕРВИЧНЫЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

На возможность рождения первичных черных дыр, которые являются не финальным этапом эволюции массивной звезды, а формируются непосредственно из сгущения вещества, впервые было указано в работе [13]. Масса такой черной дыры по по-

рядку величины равна массе вещества внутри горизонта событий Вселенной и, как горизонт, растет пропорционально времени.

С 1970-х гг. известно, что для рождения первичной черной дыры необходимо высокое значение контраста плотности $\delta\rho/\rho \geq \delta_c \simeq 1$, что позволяет тяготению преодолеть давление в среде. Численное моделирование показывает, что пороговым значением является $\delta_c \sim 0.4$ [14]. Для того чтобы такой контраст плотности возник в веществе, его необходимо «заложить» в гравитационном потенциале ранней Вселенной, когда происходило формирование космологического спектра возмущений плотности. В процессе квазиэкспоненциального расширения моды спектра стремительно выносятся за горизонт и «замораживаются», потому что эволюция причинно-несвязанных областей невозможна. Позднее, когда горизонт Вселенной, равный ct , становится равным длине волны моды, она оказывается под горизонтом и начинается ее коллапс в черную дыру. Очевидно, если контраст плотности невелик, возмущение плотности эволюционирует далее как звуковая волна или продолжает расти линейным образом.

Известно, что моды, возвращающиеся под горизонт в современную эпоху, т. е. порядка размера горизонта, имеют безразмерную амплитуду $\simeq 10^{-5}$, а сам спектр на масштабах от 1 до 1000 Мпк, который хорошо покрывается наблюдательными данными по анизотропии реликтового излучения, близок к масштабнo-инвариантному. Напомним, что имеющиеся наблюдательные ограничения на амплитуду первичных гравитационных волн и данные DESI позволяют утверждать, что имеющиеся значения наклона и амплитуды первичного спектра возмущений плотности не могут быть экстраполированы на всю Вселенную. Это означает, что неопределенность параметров спектра на масштабах меньше 1 Мпк, по-видимому, выше, чем в диапазоне 1–1000 Мпк, что позволяет рассматривать как допустимое предположение о наличии в спектре возмущений дополнительной мощности, например, особенности типа «бамп», которая может возникнуть из-за излома в потенциале инфлатона. Впервые такие потенциалы были рассмотрены в [15, 16], см. также обзор [17]. В случае, если есть только один инфлатон, дополнительная мощность возникает, если на потенциале есть «бугор» или «яма» [18]. Процессы образования ПЧД также рассматривались в рамках модифицированных теорий гравитации [19], на фазовых переходах [20–22], в результате коллапса доменных стенок [23–29], в результате столкновения пузырей [30–32] и др. Также аргументом в поль-

зу существования бампа является недавнее обнаружение избыточного, по сравнению со стандартной Λ CDM-моделью, числа массивных галактик на $z \sim 10$ (см. разд. 5).

Связь между массой ПЧД и моментом ее формирования выглядит приблизительно следующим образом:

$$M \sim \frac{t}{G} \simeq 5 \cdot 10^{-19} \left(\frac{t}{10^{-23} \text{ с}} \right) M_{\odot}, \quad (12)$$

где $M_{\odot}$ — масса Солнца. Из этого выражения следует, что, если ПЧД возникла в планковское время ($\sim 10^{-43}$ с), она будет иметь планковскую массу ($\sim 10^{-5}$ г). Если ПЧД возникла в момент $t = 1$ с, то ее масса $M = 10^5 M_{\odot}$ сравнима с массами сверхмассивных черных дыр.

Традиционно при построении графиков с ограничениями на фракцию ПЧД в темной материи, $f_{\text{РВН}} \equiv \Omega_{\text{РВН}}/\Omega_M$, рассматривается очень широкий спектр масс — от 10^{10} до 10^{50} г. При этом только относительно маломассивных черных дыр $< 10^{33}$ г есть уверенность, что они являются первичными, а не возникли в результате звездной эволюции или прямого коллапса.

Испаряющаяся черная дыра является источником как безмассовых, так и массивных частиц. При этом энергетическое распределение фотонов близко к чернотельному. Из-за того, что нестабильные массивные частицы распадаются, должно возникать вторичное излучение Хокинга. Массивные частицы излучаются на заключительной стадии испарения черной дыры.

Черные дыры в зависимости от массы участвуют в различных физических процессах, по которым можно выявить их существование. На данный момент ПЧД с начальной массой меньше $\sim 10^{15}$ г уже испарились, однако последствия их существования могут быть обнаружены по влиянию на различные космологические процессы, например на первичный нуклеосинтез [33] и бариогенезис [34–37]. Испаряющиеся ПЧД также могут быть дополнительными источниками нейтрино [37, 38], гравитино [39] и других частиц [40, 41].

Испаряющиеся ПЧД могут давать вклад в галактический [42] и внегалактический фоны гамма-излучения [43], их привлекают для объяснения частиц антиматерии в космических лучах [44], также такие ПЧД могут быть источниками аннигиляционной линии излучения из центра Галактики [45] и быть причиной некоторых короткопериодических гамма-всплесков [46]. ПЧД больших масс могут оказывать влияние на крупномасштаб-

ную структуру Вселенной [47–51], быть зародышами СМЧД [52–55], быть так называемыми массивными астрофизическими компактными объектами гало МАСНО (MASSive Compact Halo Objects) и одним из источников дополнительного рентгеновского фона вследствие аккреции на ПЧД окружающего вещества [56].

На сегодняшний день нет убедительных доказательств существования ПЧД, однако в широком диапазоне масс есть ограничения на их количество, построенные в различных предположениях о распределении черных дыр по массам (см. рис. 6, а также [57–60]).

5. ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ ПРИ БОЛЬШИХ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЯХ

В ходе глубоких обзоров неба JWST была обнаружена новая популяция активных ядер галактик с высоким красным смещением ($z > 5$), а также выявлено большое количество массивных галактик на красных смещениях $z \geq 9$ [61–65]. Массы СМЧД в этих системах существенно превышают значения, предсказываемые стандартной Λ CDM-моделью, причем этот факт не объясняется эффектами селекции (см. [66] и приведенные там ссылки). Изучение ранних СМЧД имеет особое значение для понимания процессов формирования галактик во Вселенной (см. [67–71]).

Для объяснения этих явлений было предложено использовать нестепенные спектры возмущений плотности с дополнительной мощностью в некотором диапазоне масштабов [6, 17, 72–76], которые представляют собой существенное расширение по сравнению со степенным спектром возмущений плотности. Также в моделях с такими спектрами становится возможно образование звезд населения III [77], формирование компактных гало темной материи малой массы [78] и, вероятно, раннее появление сверхмассивных черных дыр в массивных гало [79]. Предлагаемая в этих работах модификация начального спектра возмущений плотности не означает неизбежного появления ПЧД, поскольку усиление мощности носит умеренный характер.

Начальный спектр возмущений определяет условия и эволюцию темной материи во Вселенной, но СМЧД в центральных областях галактик формируются из барионов. Для того чтобы связать эволюцию темной материи и барионов, широко используются полуаналитические численные коды, например TRINITY [80].

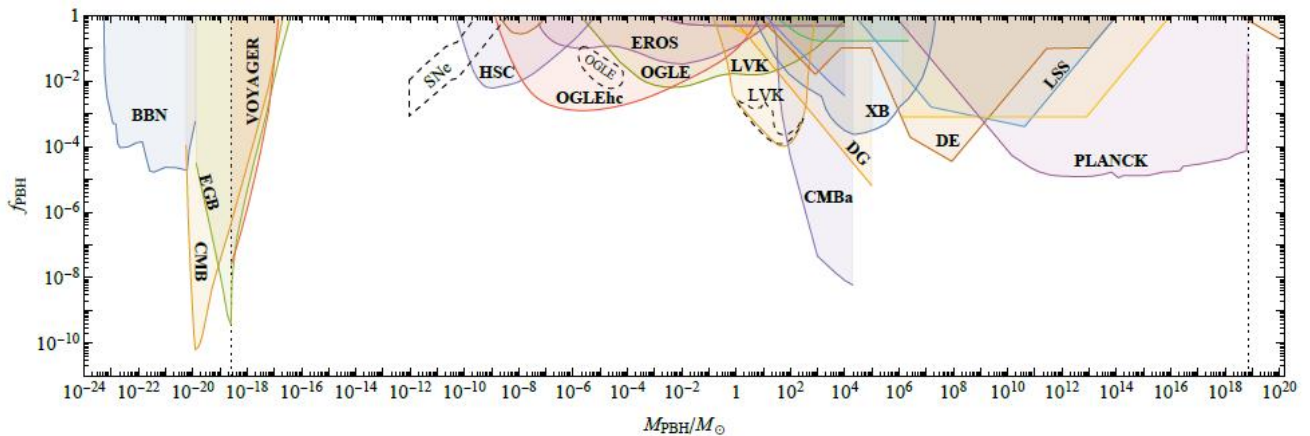


Рис. 6. Ограничение на вклад первичных черных дыр в темную материю для монохроматической функции масс [57]. Вертикальная штриховая линия слева соответствует массе ПЧД, испарение которой завершилось бы к настоящему времени, вертикальная штриховая линия справа соответствует массе горизонта в момент формирования реликтового излучения

С помощью численных симуляций эволюции темной материи и с использованием для связи темной материи и барионов TRINITY в [79] была исследована эволюция СМЧД в четырех космологических симуляциях. На рис. 7 эта эволюция показана для трех квантилей распределения масс: $q = 1$ (что соответствует самой массивной черной дыре для каждой симуляции), $q = 0.99$ (масса, превышающая массу 99 % СМЧД) и $q = 0.9$.

Во всех четырех моделях присутствуют черные дыры, демонстрирующие ранний и быстрый рост и к моменту $z \sim 6-7$ выходящие на кривую, практически совпадающую с таковой для квантиля $q = 1$. Напротив, даже для квантиля $q = 0.99$ масса черных дыр во всех моделях (за исключением *gauss_k7*) отличается от случая $q = 1$ как минимум на два порядка. Это различие становится более заметным при больших красных смещениях, где усиленная мощность спектра на малых масштабах существенно увеличивает численность СМЧД средних масс. В результате при $z \gtrsim 8$ наблюдается четкое расхождение кривых для 99-го квантиля. Модель *gauss_k7* демонстрирует схожий, хотя и менее выраженный, характер раннего набора черными дырами массы. К моменту $z \approx 5$ различия между моделями сглаживаются по мере ослабления интенсивности роста структур.

Заштрихованные области на рис. 7 служат теоретическим ориентиром для оценки вероятности обнаружения черной дыры заданной массы в пределах малого объема. В частности, нижняя граница соответствует такой массе ЧД, при которой в области объемом $(100 \text{ Мпк})^3/160$ ожидается нали-

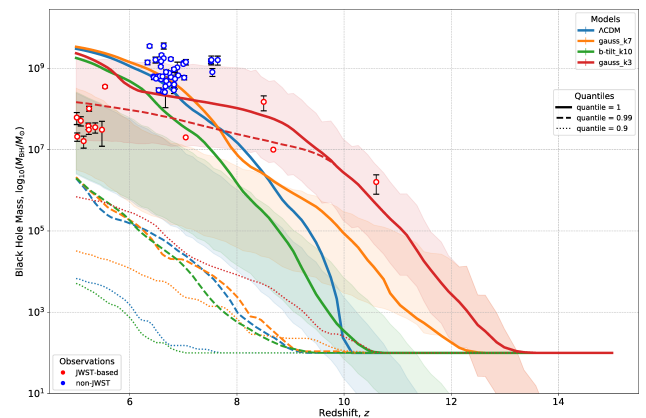


Рис. 7. Эволюция масс черных дыр в четырех космологических моделях с избытком мощности в спектре возмущений плотности. Сплошная, штриховая и пунктирная линии соответствуют квантилям массы $q = 1$, $q = 0.99$ и $q = 0.9$ при красном смещении $z = 5$ соответственно. Линии синего, оранжевого, зеленого и красного цветов отвечают расчетам в рамках моделей ΛCDM , *gauss_k7*, *b-tilt_k10* и *gauss_k3* (см. описание моделей в [79]). Красными кружками обозначены данные наблюдений, полученные с помощью телескопа JWST, синими — полученные другими методами на других инструментах. Заштрихованные области соответствуют теоретическим диапазонам масс, рассчитанным на основе формализма Пресса–Шехтера для плотностей числа СМЧД, составляющей 10 (нижняя граница) и 0.1 (верхняя граница) объектов на объем моделирования $(100 \text{ Мпк})^3/160$. Рисунок из [79]

чие примерно 10 подобных черных дыр, тогда как верхняя граница отвечает 10-процентной вероятности обнаружения ЧД такой массы в том же объеме. Эти границы охватывают экстремальные значения

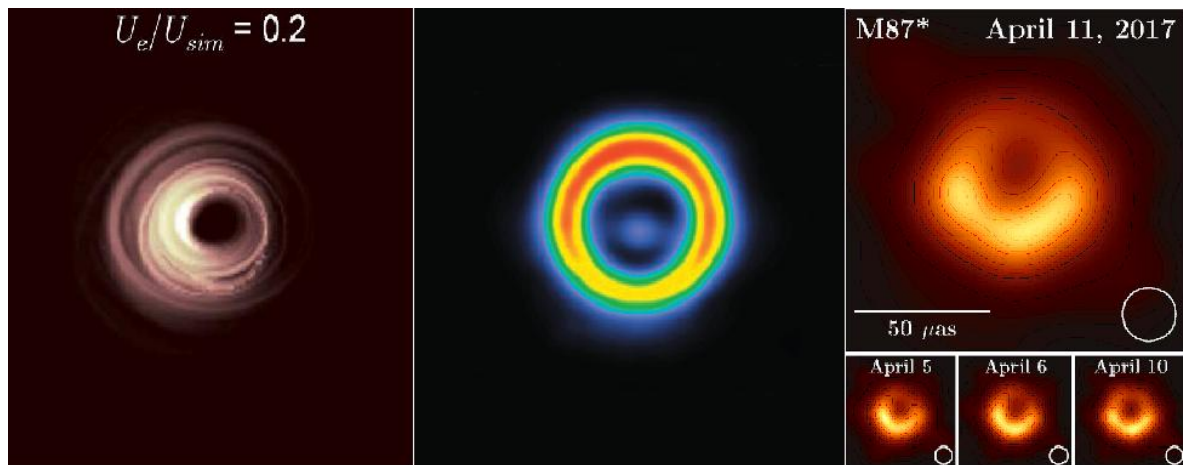


Рис. 8. Изображения теней черных дыр. Рисунки взяты из [91], [90] и [82]. Масштабы изображений различаются

функции распределения масс в ограниченном объеме, обеспечивая контекст для интерпретации результатов моделирования.

Точки на рис. 7 соответствуют наблюдательным данным для СМЧД с большими красными смещениями. Красными кружками обозначены результаты наблюдений, полученные с помощью телескопа JWST, а синими — данные, полученные другими методами. Из рис. 7 видно, что в модели Λ CDM не удается получить квазары с массами порядка $10^9 M_\odot$, наблюдаемые при $z \sim 7.5$. С другой стороны, в модели со спектром *gauss_k3*, характеризующимся наиболее значительным усилением мощности на малых масштабах, легко образуются массивные СМЧД при самых высоких красных смещениях ($z \sim 8-10$). Эта модель хорошо согласуется даже с наиболее экстремальными наблюдательными данными (в частности, с результатами работы [81] для $z = 10.6$). Это позволяет сделать вывод, что существование таких СМЧД не является редким или исключительным явлением в космологических сценариях с повышенной мощностью первичных возмущений.

6. ТЕНИ ЧЕРНЫХ ДЫР

Много лет назад Я. Б. Зельдович назвал Вселенную «ускорителем для бедных». В рамках такого подхода тени черных дыр являются полигоном для тестирования расширенных теорий гравитации и для исследования физических процессов в окрестности черных дыр.

В 2019 г. было опубликовано первое изображение черной дыры, которой стала сверхмассивная черная дыра в центре гигантской эллиптической галактики

M87 (M87*, [82]). Спустя несколько лет было получено изображение черной дыры в центре Галактики. Хотя СМЧД M87* расположена гораздо дальше, чем SgrA*, ее масса значительно больше, так что угловой размер тени M87* всего в 2 раза меньше. Для того чтобы увидеть тень черной дыры, необходимо, чтобы регистрируемый наблюдателем поток фотонов, испытывающих гравитационное линзирование в окрестности черной дыры, и угловой масштаб черной дыры были достаточно велики. Дополнительным условием является низкая переменность потока, что позволяет накапливать сигнал. Угловой диаметр тени черной дыры SgrA* составляет $\simeq 50$ микросекунд дуги, а поток $\simeq 1$ Ян [83].

Структура тени обеих черных дыр в целом совпадает с предсказанием общей теории относительности. И даже то, что масса M87*, оцененная по размеру тени, в несколько раз превышает оценку, полученную ранее по динамике газа в центральной области галактики, не меняет этого вывода.

Для того чтобы перейти к тестированию расширенных теорий гравитации, необходимо увеличить детализацию изображений теней и/или уменьшить ошибки и увеличить проекцию базы при построении функции видности. Оставаясь на Земле, эту задачу решить невозможно, даже после перехода на более высокочастотные приемники, что планируется при усовершенствовании Телескопа горизонта событий. При переходе от 230 к 340 ГГц разрешение радиоинтерферометра при фиксированном расположении входящих в него телескопов увеличивается примерно в 1.5 раза, поэтому единственный способ получить потенциально прорывные результаты — это создание наземно-космических интерферометров. Вы-

бор продуктивной конфигурации и числа спутников с установленными радиотелескопами широко обсуждается в литературе в последние годы [84–90].

Моделирование теней основано на решении уравнений движения частиц в поле черной дыры, которая может быть как вращающейся, так и нет. При этом используется как комплексный физический подход, основанный на решении уравнений магнитогидродинамики, так и упрощенный, в котором рассматривается только движение фотонов в гравитационном поле. Магнитогидродинамический подход, очевидно, включает гораздо большее число параметров, описывающих среду, и поэтому соответствующие численные симуляции требуют весьма значительных усилий. При этом бывает трудно отследить влияние параметров, некоторые из которых известны с большой неопределенностью, на результат — распределение интенсивностей в реконструированном изображении черной дыры. Именно поэтому упрощенный подход, в котором вычисляется только движение фотонов, источником которых является, по сути, некоторый экран, моделирующий источник излучения, также позволяет получить интересные результаты.

На рис. 8 сведены модельные и наблюдательные изображения теней черных дыр. Изображение слева получено в рамках магнитогидродинамического моделирования [91], тень в центре — в рамках упомянутого выше упрощенного подхода [90], справа — изображение, восстановленное из данных радиоинтерферометрических наблюдений M87*. Эти изображения демонстрируют замечательное сходство между собой — наличие темной области, окруженной ярким кольцом. Для аргументированного обращения к какой-либо расширенной теории гравитации этой картине пока недостает деталей.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Черные дыры играют важную роль в решении проблем релятивистской астрономии, таких как

- космологическая сингулярность и существование черно-белых дыр, где вселенная возникает как часть белой дыры,
 - процесс каскадной релаксации поляризованного вакуума в расширяющейся Вселенной как генератор наблюдаемой космологии,
 - существование космологического Λ -члена, входящего в Λ CDM-модель, как начало очередного этапа релаксации вакуума в убывающем (к нулю) гравитационном поле Вселенной,
 - рождение первичных черных дыр и их существование в космологии,
 - появление ранних галактик и сверхмассивных черных дыр при $z \sim 10$ и тестирование формы спектра возмущений плотности на масштабах менее 1 Мпк,
 - наблюдение и анализ теней черных дыр и прямое тестирование расширенных теорий гравитации.
- Эти и связанные с ними вопросы физики черных дыр в космологии находят свои ответы при повышении точности данных наблюдений.

Финансирование. Работа выполнена в рамках госзадания Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук № FFMR-2024-0013.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ya. B. Zel'dovich, *Generation of Waves by a Rotating Body*, JETP Lett. **14**, 180 (1971) [Я. Б. Зельдович, *Генерация волн вращающимся телом*, Письма в ЖЭТФ **14**, 270 (1971)].
2. A. A. Starobinskii and S. M. Churilov, *Amplification of Electromagnetic and Gravitational Waves Scattered by a Rotating Black Hole*, Sov. Phys. JETP **38**, 1 (1974) [А. А. Старобинский, С. М. Чурилов, *Усиление электромагнитных и гравитационных волн, рассеиваемых вращающейся черной дырой*, ЖЭТФ **65**, 3 (1973)].
3. S. W. Hawking, *Particle Creation by Black Holes*, Commun. Math. Phys. **43**, 199 (1975).
4. V. N. Lukash, E. V. Mikheeva, and V. N. Stokov, *Generation of Cosmological Flows in General Relativity*, Phys. Usp. **55**, 831 (2012) [В. Н. Лукаш, Е. В. Михеева, В. Н. Строков, *Образование космологических потоков материи в общей теории относительности*, УФН **182**, 894 (2012)].
5. V. N. Lukash and V. N. Stokov, *Space-Times with Integrable Singularity: Black-White Holes and Astrogenic Universes*, Int. J. Mod. Phys. A **28**, 1350007 (2013).

6. V. N. Lukash and E. V. Mikheeva, *Cascade Relaxation of the Gravitating Vacuum as a Generator of the Evolving Universe*, JETP Lett. **121**, 399 (2025) [В. Н. Лукаш, Е. В. Михеева, *Каскадная релаксация гравитирующего вакуума как генератор эволюционирующей Вселенной*, Письма в ЖЭТФ **121**, 421 (2025)].
7. V. N. Lukash, *Production of Sound Waves in the Early Universe*, JETP Lett. **31**, 596 (1980) [В. Н. Лукаш, *Рождение звуковых волн в ранней Вселенной*, Письма в ЖЭТФ **31**, 631 (1980)].
8. V. N. Lukash, *Production of Phonons in an Isotropic Universe*, Sov. Phys. JETP **52**, 807 (1980) [В. Н. Лукаш, *Рождение звуковых волн в изотропной Вселенной*, ЖЭТФ **79**, 1601 (1980)].
9. V. N. Lukash and E. V. Mikheeva, *Physical Cosmology*, Fizmatlit, Moscow (2010) [В. Н. Лукаш, Е. В. Михеева, *Физическая космология*, Физматлит, Москва (2010)].
10. Planck Collaboration (P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan et al.), *Planck 2013 Results. XXII. Constraints on Inflation*, Astron. Astrophys. **571**, A22 (2014).
11. Planck Collaboration (N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown et al.), *Planck 2018 Results. VI. Cosmological Parameters*, Astron. Astrophys. **641**, A6 (2020).
12. BICEP/Keck Collaboration (P. A. R. Ade, Z. Ahmed et al.), *Improved Constraints on Primordial Gravitational Waves Using Planck, WMAP, and BICEP/Keck Observations Through the 2018 Observing Season*, Phys. Rev. Lett. **127**, 151301 (2021).
13. Ya. B. Zel'dovich and I. D. Novikov, *The Hypothesis of Cores Retarded During Expansion and the Hot Cosmological Model*, Sov. Astron. **10**, 602 (1967) [Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Гипотеза задержавшихся в расширении ядер и горячая космологическая модель*, Астрон. ж. **43**, 758 (1966)].
14. T. Harada, C.-M. Yoo, and K. Kohri, *Threshold of Primordial Black Hole Formation*, Phys. Rev. D **88**, 084051 (2013).
15. A. A. Starobinsky, *Spectrum of Adiabatic Perturbations in the Universe when There Are Singularities in the Inflaton Potential*, JETP Lett. **55**, 489 (1992) [А. А. Старобинский, *Спектр адиабатических возмущений во Вселенной при наличии особенностей в потенциале инфлатона*, Письма в ЖЭТФ **55**, 477 (1992)].
16. P. Ivanov, P. Naselsky, and I. Novikov, *Inflation and Primordial Black Holes as Dark Matter*, Phys. Rev. D **50**, 7173 (1994).
17. K. Inomata, M. Kawasaki, K. Mukaida, Y. Tada, and T. T. Yanagida, *Inflationary Primordial Black Holes as All Dark Matter*, Phys. Rev. D **96**, 043504 (2017).
18. S. S. Mishra and V. Sahni, *Primordial Black Holes from a Tiny Bump/Dip in the Inflaton Potential*, J. Cosmol. Astropart. Phys. **04**, 007 (2020).
19. J. D. Barrow and B. J. Carr, *Formation and Evaporation of Primordial Black Holes in Scalar-Tensor Gravity Theories*, Phys. Rev. D **54**, 3920 (1996).
20. M. Crawford and D. N. Schramm, *Spontaneous Generation of Density Perturbations in the Early Universe*, Nature **298**, 538 (1982).
21. H. Kodama, M. Sasaki, and K. Sato, *Abundance of Primordial Holes Produced by Cosmological First-Order Phase Transition*, Prog. Theor. Phys. **68**, 1979 (1982).
22. K. Jedamzik, *Primordial Black Hole Formation During the QCD Epoch*, Phys. Rev. D **55**, 5871 (1997).
23. S. G. Rubin, A. S. Sakharov, and M. Yu. Khlopov, *The Formation of Primary Galactic Nuclei During Phase Transitions in the Early Universe*, J. Exp. Theor. Phys. **92**, 921 (2001) [С. Г. Рубин, А. С. Сахаров, М. Ю. Хлопов, *Образование первичных ядер галактик при фазовых переходах в ранней Вселенной*, ЖЭТФ **119**, 1067 (2001)].
24. J. Garriga, A. Vilenkin, and J. Zhang, *Black Holes and the Multiverse*, J. Cosmol. Astropart. Phys. **02**, 064 (2016).
25. H. Deng and A. Vilenkin, *Primordial Black Hole Formation by Vacuum Bubbles*, J. Cosmol. Astropart. Phys. **12**, 044 (2017).
26. H. Deng, J. Garriga, and A. Vilenkin, *Primordial Black Hole and Wormhole Formation by Domain Walls*, J. Cosmol. Astropart. Phys. **04**, 050 (2017).
27. V. I. Dokuchaev, Yu. N. Eroshenko, and S. G. Rubin, *Quasars Formation Around Clusters of Primordial Black Holes*, Grav. Cosmol. **11**, 99 (2005).
28. A. Kusenko, M. Sasaki, S. Sugiyama, M. Takada, V. Takhistov, and E. Vitagliano, *Exploring Primordial Black Holes from the Multiverse with Optical Telescopes*, Phys. Rev. Lett. **125**, 181304 (2020).
29. J. Liu, Z.-K. Guo, and R.-G. Cai, *Primordial Black Holes from Cosmic Domain Walls*, Phys. Rev. D **101**, 023513 (2020).
30. S. W. Hawking, I. G. Moss, and J. M. Stewart, *Bubble Collisions in the Very Early Universe*, Phys. Rev. D **26**, 2681 (1982).

31. I. G. Moss, *Singularity Formation from Colliding Bubbles*, Phys. Rev. D **50**, 676 (1994).
32. N. Kitajima and F. Takahashi, *Primordial Black Holes from QCD Axion Bubbles*, J. Cosmol. Astropart. Phys. **11**, 060 (2020).
33. B. J. Carr, K. Kohri, Y. Sendouda, and J. Yokoyama, *New Cosmological Constraints on Primordial Black Holes*, Phys. Rev. D **81**, 104019 (2010).
34. M. S. Turner, *Baryon Production by Primordial Black Holes*, Phys. Lett. B **89**, 155 (1979).
35. J. D. Barrow, E. J. Copeland, E. W. Kolb, and A. R. Liddle, *Baryogenesis in Extended Inflation. II. Baryogenesis via Primordial Black Holes*, Phys. Rev. D **43**, 984 (1991).
36. N. Upadhyay, P. Das Gupta, and R. P. Saxena, *Baryogenesis from Primordial Black Holes After the Electroweak Phase Transition*, Phys. Rev. D **60**, 063513 (1999).
37. E. V. Bugaev, M. G. Elbakidze, and K. V. Konishchev, *Baryon Asymmetry of the Universe from Evaporation of Primordial Black Holes*, Phys. At. Nucl. **66**, 476 (2003).
38. E. V. Bugaev and K. V. Konishchev, *Cosmological Constraints from Evaporation of Primordial Black Holes*, Phys. Rev. D **66**, 084004 (2002).
39. M. Yu. Khlopov, A. Barrau, and J. Grain, *Gravitino Production by Primordial Black Hole Evaporation and Constraints on the Inhomogeneity of the Early Universe*, Class. Quantum Grav. **23**, 1875 (2006).
40. A. M. Green, *Supersymmetry and Primordial Black Hole Abundance Constraints*, Phys. Rev. D **60**, 063516 (1999).
41. M. Lemoine, *Moduli Constraints on Primordial Black Holes*, Phys. Lett. B **481**, 333 (2000).
42. R. Lehoucq, M. Cassé, J.-M. Casandjian, and I. Grenier, *New Constraints on the Primordial Black Hole Number Density from Galactic Gamma-Ray Astronomy*, Astron. Astrophys. **502**, 37 (2009).
43. D. N. Page and S. W. Hawking, *Gamma Rays from Primordial Black Holes*, Astrophys. J. **206**, 1 (1976).
44. A. Barrau, *Primordial Black Holes as a Source of Extremely High Energy Cosmic Rays*, Astropart. Phys. **12**, 269 (2000).
45. P. N. Okele and M. J. Rees, *Observational Consequences of Positron Production by Evaporating Black Holes*, Astron. Astrophys. **81**, 263 (1980).
46. D. B. Cline, D. A. Sanders, and W. Hong, *Further Evidence for Some Gamma-Ray Bursts Consistent with Primordial Black Hole Evaporation*, Astrophys. J. **486**, 169 (1997).
47. P. Mészáros, *Primeval Black Holes and Galaxy Formation*, Astron. Astrophys. **38**, 5 (1975).
48. B. J. Carr, *The Statistical Clustering of Primordial Black Holes*, Astron. Astrophys. **56**, 377 (1977).
49. K. Freese, R. Price, and D. N. Schramm, *Formation of Population III Stars and Galaxies with Primordial Planetary-Mass Black Holes*, Astrophys. J. **275**, 405 (1983).
50. B. J. Carr and J. Silk, *Can Graininess in the Early Universe Make Galaxies?*, Astrophys. J. **268**, 1 (1983).
51. N. Afshordi, P. McDonald, and D. N. Spergel, *Primordial Black Holes as Dark Matter: The Power Spectrum and Evaporation of Early Structures*, Astrophys. J. Lett. **594**, L71 (2003).
52. B. J. Carr and M. J. Rees, *Can Pregalactic Objects Generate Galaxies?*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **206**, 801 (1984).
53. N. Dürchting, *Supermassive Black Holes from Primordial Black Hole Seeds*, Phys. Rev. D **70**, 064015 (2004).
54. M. Yu. Khlopov, S. G. Rubin, and A. S. Sakharov, *Primordial Structure of Massive Black Hole Clusters*, Astropart. Phys. **23**, 265 (2005).
55. R. Bean and J. Magueijo, *Could Supermassive Black Holes Be Quintessential Primordial Black Holes?*, Phys. Rev. D **66**, 063505 (2002).
56. M. Ricotti, J. P. Ostriker, and K. J. Mack, *Effect of Primordial Black Holes on the Cosmic Microwave Background and Cosmological Parameter Estimates*, Astrophys. J. **680**, 829 (2008).
57. B. Carr, A. J. Iovino, G. Perna, V. Vaskonen, and H. Veermäe, *Primordial Black Holes: Constraints, Potential Evidence and Prospects*, Riv. Nuovo Cimento **49**, 225 (2026).
58. H. Kim, *A Constraint on Light Primordial Black Holes from the Interstellar Medium Temperature*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **504**, 5475 (2021).
59. A. N. Melikhov and E. V. Mikheeva, *Constraints on the Number of Primordial Black Holes Due to Interaction with Dust*, Astron. Rep. **66**, 387 (2022) [А. Н. Мелихов, Е. В. Михеева, *Ограничение на количество первичных черных дыр из-за взаимодействия с пылью*, Астрон. ж. **99**, 382 (2022)].

60. A. N. Melikhov and E. V. Mikheeva, *Constraints on Primordial Black Holes from the Interstellar Dust Temperature in the Galaxy*, Phys. Rev. D **107**, 063535 (2023).
61. M. Castellano, A. Fontana, T. Treu et al., *Early Results from GLASS-JWST. III. Galaxy Candidates at $z \sim 9-15$* , Astrophys. J. Lett. **938**, L15 (2022).
62. R. P. Naidu, P. A. Oesch, P. van Dokkum et al., *Two Remarkably Luminous Galaxy Candidates at $z \approx 10-12$ Revealed by JWST*, Astrophys. J. Lett. **940**, L14 (2022).
63. S. L. Finkelstein, M. B. Bagley, P. A. Haro et al., *A Long Time Ago in a Galaxy Far, Far Away: A Candidate $z \sim 12$ Galaxy in Early JWST CEERS Imaging*, Astrophys. J. Lett. **940**, L55 (2022).
64. C. T. Donnan, D. J. McLeod, J. S. Dunlop et al., *The Evolution of the Galaxy UV Luminosity Function at Redshifts $z \simeq 8-15$ from Deep JWST and Ground-Based Near-Infrared Imaging*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **518**, 6011 (2023).
65. I. Labbé, P. van Dokkum, E. Nelson et al., *A Population of Red Candidate Massive Galaxies 600 Myr After the Big Bang*, Nature **616**, 266 (2023).
66. J. Li, J. D. Silverman, Y. Shen et al., *Tip Of the Iceberg: Overmassive Black Holes at $4 < z < 7$ Found by JWST are Not Inconsistent with the Local $M_{\text{BH}} - M_*$ Relation*, Astrophys. J. **981**, 19 (2025).
67. H. B. Akins, C. M. Casey, D. A. Berg et al., *Strong Rest-UV Emission Lines in a «Little Red Dot» Active Galactic Nucleus at $z = 7$: Early Supermassive Black Hole Growth Alongside Compact Massive Star Formation?*, Astrophys. J. Lett. **980**, L29 (2025).
68. M. Boylan-Kolchin, *Stress Testing Λ CDM with High-Redshift Galaxy Candidates*, Nat. Astron. **7**, 731 (2023).
69. C. C. Lovell, I. Harrison, Y. Harikane, S. Tacchella, and S. M. Wilkins, *Extreme Value Statistics of the Halo and Stellar Mass Distributions at High Redshift: are JWST Results in Tension with Λ CDM?*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **518**, 2511 (2023).
70. Y. Chen, H. J. Mo, and K. Wang, *Massive Dark Matter Haloes at High Redshift: Implications for Observations in the JWST Era*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **526**, 2542 (2023).
71. X. Shen, M. Vogelsberger, M. Boylan-Kolchin, S. Tacchella, and R. Kannan, *The Impact of UV Variability on the Abundance of Bright Galaxies at $z \geq 9$* , Mon. Not. R. Astron. Soc. **525**, 3254 (2023).
72. P. Parashari and R. Laha, *Primordial Power Spectrum in Light of JWST Observations of High Redshift Galaxies*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **526**, L63 (2023).
73. H. Padmanabhan and A. Loeb, *Alleviating the Need for Exponential Evolution of JWST Galaxies in $10^{10} M_{\odot}$ Haloes at $z > 10$ by a Modified Λ CDM Power Spectrum*, Astrophys. J. Lett. **953**, L4 (2023).
74. M. V. Tkachev, S. V. Pilipenko, E. V. Mikheeva, and V. N. Lukash, *Excess of High- z Galaxies as a Test for Bumpy Power Spectrum of Density Perturbations*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **527**, 1381 (2024).
75. S. Hirano and N. Yoshida, *Early Structure Formation from Primordial Density Fluctuations with a Blue, Tilted Power Spectrum: High-Redshift Galaxies*, Astrophys. J. **963**, 2 (2024).
76. G. Hütsi, M. Raidal, J. Urrutia, V. Vaskonen, and H. Veermäe, *Did JWST Observe Imprints of Axion Miniclusters or Primordial Black Holes?*, Phys. Rev. D **107**, 043502 (2023).
77. S. Hirano, N. Zhu, N. Yoshida, D. Spergel, and H. W. Yorke, *Early Structure Formation from Primordial Density Fluctuations with a Blue, Tilted Power Spectrum*, Astrophys. J. **814**, 18 (2015).
78. Yu. N. Eroshenko, V. N. Lukash, E. V. Mikheeva, S. V. Pilipenko, and M. V. Tkachev, *Properties of Central Regions of the Dark Matter Halos in the Model with a Bump in the Power Spectrum of Density Perturbations*, JETP Lett. **120**, 83 (2024) [Ю. Н. Ерошенко, В. Н. Лукаш, Е. В. Михеева, С. В. Пилипенко, М. В. Ткачев, *Свойства центральных областей гало темной материи в модели с бампом в спектре мощности возмущений плотности*, Письма в ЖЭТФ **120**, 83 (2024)].
79. M. V. Tkachev, V. N. Lukash, E. V. Mikheeva, and S. V. Pilipenko, *High- z Supermassive Black Holes in Cosmological Models with Enhanced Power Spectra*, Phys. Rev. D **112**, 063527 (2025).
80. H. Zhang, P. Behroozi, M. Volonteri et al., *TRINITY VI: Connection Between Galaxy Star Formation Rates and Supermassive Black Hole Accretion Rates from $z = 0$ to 10*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **538**, 503 (2025).
81. R. Maiolino, J. Scholtz, J. Witstok et al., *A Small and Vigorous Black Hole in the Early Universe*, Nature **627**, 59 (2024).
82. Event Horizon Telescope Collaboration (K. Akiyama, A. Alberdi, W. Alef et al.), *First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole*, Astrophys. J. Lett. **875**, L1 (2019).

83. Event Horizon Telescope Collaboration (K. Akiyama, A. Alberdi, W. Alef et al.), *First Sagittarius A* Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole in the Center of the Milky Way*, *Astrophys. J. Lett.* **930**, L12 (2022).
84. N. S. Kardashev, I. D. Novikov, V. N. Lukash et al., *Review of Scientific Topics for the Millimetron Space Observatory*, *Phys. Usp.* **57**, 1199 (2014) [Н. С. Кардашев, И. Д. Новиков, В. Н. Лукаш и др., *Обзор научных задач для обсерватории Миллиметрон*, *УФН* **184**, 1319 (2014)].
85. F. Roelofs, H. Falcke, C. Brinkerink, and M. Mościbrodzka, *Simulations of Imaging the Event Horizon of Sagittarius A* from Space*, *Astron. Astrophys.* **625**, A124 (2019).
86. T. Kawashima, M. Kino, and K. Akiyama, *Black Hole Spin Signature in the Black Hole Shadow of M87 in the Flaring State*, *Astrophys. J.* **878**, 27 (2019).
87. D. C. M. Palumbo, S. S. Doleman, M. D. Johnson, K. L. Bouman, and A. A. Chael, *Metrics and Motivations for Earth-Space VLBI: Time-Resolving Sgr A* with the Event Horizon Telescope*, *Astrophys. J.* **881**, 62 (2019).
88. T. An, X. Hong, W. Zheng et al., *Space Very Long Baseline Interferometry in China*, *Adv. Space Res.* **65**, 850 (2020).
89. V. L. Fish, M. Shea, and K. Akiyama, *Imaging Black Holes and Jets with a VLBI Array Including Multiple Space-Based Telescopes*, *Adv. Space Res.* **65**, 821 (2020).
90. E. V. Mikheeva, S. V. Repin, and V. N. Lukash, *Black Hole Shadow Observations with Space-Ground Interferometers*, *Astron. Rep.* **64**, 578 (2020) [Е. В. Михеева, С. В. Репин, В. Н. Лукаш, *Наблюдения теней черных дыр с помощью наземно-космических интерферометров*, *Астрон. ж.* **97**, 555 (2020)].
91. S. A. Mao, J. Dexter, and E. Quataert, *The Impact of Non-Thermal Electrons on Event Horizon Scale Images and Spectra of Sgr A**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **466**, 4307 (2017).

Black Holes and Cosmology

V. N. Lukash *, E. V. Mikheeva **

Astro Space Center, P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences
117991, Moscow, Russia

*E-mail: lukash@asc.rssi.ru

**E-mail: helen@asc.rssi.ru

Received August 24, 2026

Revised August 24, 2026

Accepted August 30, 2026

Abstract

Black holes are a part of cosmology and are involved in the solution of physical problems of relativistic astronomy, such as the cosmological singularity, cascade relaxation of the vacuum, the Λ -term, primordial black holes, the nature of dark matter, direct testing of extended theories of gravity, and the shape of the density perturbation spectrum on scales below 1 Mpc. A brief review and analysis of the current state of these problems together, as well as possible ways of their solution are presented.

Keywords: black holes, cosmology, gravitational singularity, vacuum relaxation, primordial black holes, black hole shadows

Funding. The work was carried out within the framework of the State Assignment of the P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences No. FFMR-2024-0013.

Conflict of interest. The authors declare that they have no conflict of interest.

Authors' contributions. The contributions of the authors are equal.